

UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE L'INFORMATION DES
TELECOMMUNICATIONS ET DES SYSTEMES

Laboratoire de Photonique et de Nanostructures

DISCIPLINE ELECTRONIQUE

THÈSE DE DOCTORAT

soutenue le 19/12/2013

par

Thi Dak Ha NGUYEN

RÉALISATION ET CARACTÉRISATION DE HEMTS AlGaN/GaN SUR SILICIUM POUR APPLICATIONS À HAUTE TENSION

Composition du jury :

<i>Directeur de thèse :</i>	Jean-Luc PELOUARD	Directeur de recherche - LPN-CNRS
<i>Rapporteurs :</i>	Marie-Paule BESLAND	Directeur de recherche - IMN-CNRS
	Yvon CORDIER	Directeur de recherche - CRHEA-CNRS
<i>Examineurs :</i>	Arnaud BOURNEL	Professeur - IEF
	Mélania LIJADI DUBOIS	Ingénieur - Soitec Specialty Electronics



Remerciements

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire de Photonique et de Nanostructures (LPN-CNRS). Elle a été financée par le LPN-CNRS et le Ministère de l'éducation et de la formation vietnamienne.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude à mon directeur de thèse Jean-Luc Pelouard. Ses compétences scientifiques, son enthousiasme ainsi que la confiance qu'il m'a témoignée au cours de ces années m'ont permis de mener à bien ce travail.

Je remercie vivement les rapporteurs, Madame Marie-Paule Besland de l'Institut des Matériaux Jean Rouxel (IMN), Monsieur Yvon Cordier du Centre de Recherche sur l'Hétéro-Epitaxie et ses applications (CHREA) pour l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Je remercie également les membres du jury qui ont réussi à concilier leur agenda avec ce calendrier.

Je remercie particulièrement mon encadrant Gulnar Dagher. Je la remercie pour ses explications. J'ai partagé avec elle le même bureau et beaucoup d'autres choses.

Je remercie Nicolas Péré-Laperne qui m'a aidé à bien avancer ma thèse.

Je remercie Melania Lijadi pour ses explications sur les structures d'épitaxie, pour les discussions scientifiques et les mesures à 400V faites ensemble.

Je remercie Jaime Mimila-Arroyo pour ses nombreuses explications théoriques et expérimentales sur les HEMTs, l'hydrogénation, ainsi que ses nombreuses relectures et ses encouragements. Lors de ses séjours en France j'ai pu beaucoup apprendre auprès de lui. Je le remercie pour ses mails du Mexique toujours accompagnés de fichiers joints bien chargés.

Je remercie Fabrice Pardo pour sa culture scientifique très large. Les discussions avec lui m'ont toujours aidé à trouver une solution, en particuliers, pour les bancs de mesures et mes problèmes sur les logiciels.

Merci à Nathalie Bardou et Christophe Dupuis qui m'ont appris à fabriquer en salle blanche tous mes dispositifs. Je les remercie aussi pour leur encouragement.

Je tiens à remercier Laurence Ferlazzo et Stéphane Guilet qui m'ont formé et aidé sur la gravure sèche.

Je remercie également tous les autres permanents, post-doctorants, thésards et stagiaires, avec qui j'ai passé de bons moments : Stéphane, Andrea, Sylvain, Pétrou, Thibaut, Ngoc, Grégory, Patrick, Charlie, Simon, Emilie, Clément, Inès, Nicolas, Christelle, Emilie, Paul, Michaël, Clément, Benoît, Alexandre, ...

Qu'il me soit permis ici de remercier l'ensemble des membres du LPN pour leur accueil chaleureux et leur soutien sans faille pendant la thèse.

Mes derniers remerciements vont à ma famille et à mes amis.

Introduction

Les HEMTs AlGa_N/Ga_N sont très prometteurs pour l'électronique de puissance et de haute fréquence grâce à leur gaz bi-dimensionnel d'électrons (2DEG) de forte densité ($>10^{13}\text{cm}^{-2}$) et de haute mobilité ($\sim 1500\text{cm}^2/\text{Vs}$) ainsi qu'à leur champ de claquage très élevé ($\geq 3\text{MV/cm}$). A l'heure actuelle, les performances de ces dispositifs restent nettement inférieures aux prédictions théoriques, la cause principale étant l'absence de substrat en Ga_N. Différentes filières ont cependant été développées, en épitaxiant les empilements AlGa_N/Ga_N sur des substrats de substitution tels que le carbure de silicium, le saphir et le silicium. La technologie sur silicium présente des avantages décisifs de coût, de dimensions de substrat et de possibilités d'intégration au sein de la vaste filière silicium. Il présente également des inconvénients certains, en particulier un fort désaccord paramétrique (17%) et une différence de coefficient de dilatation thermique importante (115%) avec le Ga_N. Les structures HEMTs AlGa_N/Ga_N sur substrat de silicium sont connues pour présenter une forte densité de défauts cristallins. Ceux-ci génèrent des courants de fuite importants qui limitent la tension applicable au dispositif.

Dans ce contexte, cette thèse est une contribution aux développements de HEMTS AlGa_N/Ga_N sur substrat de silicium pour des applications à basse fréquence sous fortes tensions (typiquement 600V) comme les commutateurs pour la domotique ou les circuits de puissance des véhicules électriques. Elle a été menée en collaboration étroite avec Picogiga International dans le but de définir les hétérostructures les mieux adaptées aux applications à haute tension. Les épitaxies ont été réalisées par Hacene Larèche et Arnaud Wilk à Picogiga, la fabrication des transistors et l'étude de leur fonctionnement ont été menées au LPN en collaboration avec Mélanie Lijadi-Dubois de Picogiga International. Au delà de cette étude commune, deux approches basées sur un dopage localisé au cours du procédé de fabrication ont également été menées : une diffusion d'hydrogène atomique pour passiver les défauts au voisinage de la surface et une diffusion de fluor pour la recherche d'un comportement "*normally off*".

Ce mémoire se partage en quatre chapitres.

Le premier chapitre décrit formellement l'ensemble des caractéristiques nécessaires à la compréhension des transistors à effet de champ à base de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N. La structure cristalline du Ga_N ainsi que ses propriétés électriques et la problématique liée au substrat sont présentées. Le mécanisme de la formation du gaz 2D d'électrons à l'interface AlGa_N/Ga_N et le principe de fonctionnement du transistor HEMT est également rapporté.

Le deuxième chapitre est consacré au développement d'une technologie de fabrication de contacts ohmiques peu résistifs, à la réalisation et caractérisation des HEMTs à basse tension et jusqu'à 210V, à l'identification de l'origine des courants de fuite et de la structure d'épitaxie la plus prometteuse pour les applications à haute tension.

Le troisième chapitre expose les effets d'un traitement de surface des transistors par un plasma hydrogène (diffusion d'hydrogène dans les couches supérieures) sur les performances des HEMTs AlGa_N/Ga_N. La passivation des défauts structuraux par l'hydrogène laisse espérer des améliorations en termes de courants de fuite et de tension de claquage.

Le quatrième chapitre présente les effets d'un dopage au fluor dans deux types de structures HEMT : l'une ayant une barrière composée de l'empilement de deux couches d'AlGa_N ayant un taux d'aluminium différent, l'autre ayant une barrière en super-réseaux AlN/Ga_N. Le dopage de type p lié au fluor a été établi dans les couches de Ga_N et AlGa_N et permet la réalisation de transistors « *normally off* ». En est-il de même pour les super-réseaux AlN/Ga_N ? Cette question a été pour la première fois abordée dans ce travail.

Table des matières

Chapitre I : Généralité des HEMTs AlGaN/GaN	1
I.1 Le nitrure de gallium	2
I.1.1 Structure cristalline	2
I.1.2 Structure de bande.....	3
I.1.3 Densité de porteurs	3
I.1.4 Le champ de claquage	4
I.1.5 Effet de polarisation	4
I.1.6 Substrats pour l'hétéroépitaxie	8
I.2 L'hétérojonction AlGaN/GaN	9
I.2.1. L'alliage $Al_xGa_{1-x}N$	9
I.2.2. Le gaz bidimensionnel d'électrons	11
I.2.2.1 Mécanisme de la formation du gaz bidimensionnel d'électrons	11
I.2.2.2 Influence de la contrainte	12
I.2.2.3 Influence du taux d'aluminium	13
I.2.2.4 Influence de l'épaisseur de la barrière	14
I.2.2.5 La mobilité du gaz bidimensionnel d'électrons	14
I.3 Le HEMT AlGaN/GaN	15
I.3.1 Détermination de la relation $n_s(V_{gs})$	16
I.3.2 Détermination de la relation $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$	22
I.4 Conclusion du chapitre I	25
Bibliographie	26
Chapitre II : Réalisation et caractérisation des HEMTs AlGaN/GaN sur Si(111)	28
II.1 Théorie du contact métal/semi-conducteur	29
II.1.1 Travail de sortie et affinité électronique	29
II.1.2 Jonction métal/semi-conducteur : modèle de Schottky-Mott	31
II.1.3 Jonction métal/semi-conducteur : modèle de Bardeen	34
II.1.4 Iconicité et présence d'états de surface – Modèle de Kurtin	38
II.1.5 Ancrage du niveau de Fermi à la surface de l'hétérojonction AlGaN/GaN	39
II.1.6 Mécanismes de conduction dans un contact Schottky	41
II.2 Etat de l'art des contacts ohmiques du HEMT AlGaN/GaN	43
II.3 Etat de l'art des contacts Schottky du HEMT AlGaN/GaN	52
II.4 Etat de l'art de la tension de claquage du HEMT AlGaN/GaN	58
II.5 Structures des HEMT AlGaN/GaN sur silicium utilisées dans cette étude	68
II.6 Effets de la gravure et du recuit sur la résistance de contact ohmique	72
II.6.1 Process de fabrication des contacts ohmiques	72
II.6.2 Méthode TLM linéaire	74
II.6.3 Effets de la gravure et du recuit sur la résistance de contact ohmique	79
II.7 Réalisation des HEMTs	86
II.7.1 Process de fabrication des HEMTs	86
II.7.2 Les géométries des HEMTs utilisées dans cette étude	86
II.8 Caractérisation des HEMTs	87
II.8.1 A basse tension	87
II.8.2 En tension de claquage	88
II.9 L'effet du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche de tampon	89
II.9.1 Caractérisation à basse tension	92
II.9.1.1 Courants de fuite en mode off	92

II.9.1.2 Tension de pincement	96
II.9.1.3 Courant de saturation	98
II.9.1.4 Courant de fuite en mode on	99
II.9.1.5 Conclusion sur la caractérisation à basse tension	102
II.9.2 Caractérisation jusqu'à 210V	103
II.9.2.1 L'échantillon L847.2	105
II.9.2.2 L'échantillon L848.4	106
II.9.2.3 Conclusion sur la caractérisation à 210V	108
II.10 Deux autres types de barrière : super-réseau et barrière composée	109
II.10.1 Caractérisation à basse tension	112
II.10.2 Caractérisation jusqu'à 210V	118
II.10.3 Conclusion l'étude de barrières alternatives	124
II.11 Conclusion du chapitre II	123
Bibliographie	126
Chapitre III : Effets de l'hydrogénation sur les performances des HEMTs AlGaIn/GaN	138
.....	138
III.1. Présentation des échantillons	139
III.2. Caractérisation à basse tension	141
III.2.1 Courants de fuites en mode off	142
III.2.2 Tension de pincement	144
III.2.3 Courant de saturation	146
III.2.4 Conclusion sur la caractérisation à basse tension	147
III.3. Caractérisation jusqu'à 210V	148
III.3.1 Transistors avec la distance grille-drain de 4 μ m, 6 μ m	148
III.3.2 Transistors avec la distance grille-drain de 2 μ m	150
III.3.3 Conclusion sur les caractérisations à 210V	151
III.4. Caractérisation jusqu'à 400V	151
III.5. Conclusion générale sur l'hydrogénation des HEMT AlGaIn/GaN	153
Bibliographie	155
Chapitre IV : Dopage au fluor de la barrière des HEMT AlGaIn/GaN	156
IV.1 Etat de l'art du dopage p de fluor dans les barrières en AlGaIn	156
IV.2 Dopage au fluor dans les barrières en AlGaIn et en super-réseaux AlN/GaN	159
VI.2.1 Les mesures électriques	160
VI.2.2 Les mesures SIMS	162
VI.2.3 Les mesures effet Hall	162
VI.2.4 Les simulations.....	163
IV.3 Conclusion du chapitre IV	165
Bibliographie	166
Conclusion et perspectives	168
Annexe A : Masque HEMT-SM (Crhea - Picogiga)	173
Annexe B : Process de fabrication de HEMT AlGaIn/GaN	174
Annexe C : Origine des courants de fuite à haute tension	176
Annexe D : Mesure de la chute de tension dans la barrière	179
Annexe E : Code Matlab	182
Annexe F : Paramètres de configuration de la simulation 1D Poisson	184

Chapitre I

Généralité des HEMTs AlGa_xN/GaN

Sommaire

I.1 Le nitru de gallium	2
I.1.1 Structure cristalline	2
I.1.2 Structure de bande.....	3
I.1.3 Densité de porteurs	3
I.1.4 Le champ de claquage	4
I.1.5 Effet de polarisation	4
I.1.6 Substrats pour l'hétéroépitaxie	8
I.2 L'hétérojonction AlGa_xN/GaN	9
I.2.1. L'alliage Al _x Ga _{1-x} N	9
I.2.2. Le gaz bidimensionnel d'électrons	11
I.2.2.1 Mécanisme de la formation du gaz bidimensionnel d'électrons	11
I.2.2.2 Influence de la contrainte	12
I.2.2.3 Influence du taux d'aluminium	13
I.2.2.4 Influence de l'épaisseur de la barrière	14
I.2.2.5 La mobilité du gaz bidimensionnel d'électrons	14
I.3 Le HEMT AlGa_xN/GaN	15
I.3.1 Détermination de la relation $n_s(V_{gs})$	16
I.3.2 Détermination de la relation $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$	22
I.4 Conclusion du chapitre I	25
Bibliographie	26

Ce premier chapitre décrit formellement l'ensemble des caractéristiques nécessaires à la compréhension des transistors à base de l'hétérojonction AlGa_xN/GaN. Nous décrirons la structure cristalline du GaN ainsi que ses propriétés électriques. La croissance du matériau et la problématique liée au substrat seront ensuite mise en exergue. Nous établirons ensuite les principales propriétés de l'hétérojonction AlGa_xN/GaN et du gaz 2D d'électrons relativement aux paramètres physiques et structuraux. Le principe de fonctionnement du transistor HEMT sera également rapporté.

I. 1. LE NITRURE DE GALLIUM

I.1.1. Structure cristalline

Le Nitrure de Gallium est un des matériaux semi-conducteurs formés d'éléments de la colonne III du tableau périodique des éléments (Gallium *Ga*, Aluminium *Al*, Indium *In*) associés à l'élément azote (N) de la colonne V. Ces matériaux, communément appelés « matériaux III-N » (GaN, AlN, InN et leurs alliages), cristallisent suivant deux types de structure : la structure cubique *blende de zinc* (ZnS) et la structure hexagonale *würtzite*. Le GaN *würtzite* est noté h-GaN ou α -GaN, le GaN cubique est noté c-GaN ou β -GaN. La forte ionicité des liaisons III-N fait que la phase *würtzite* est la plus stable du point de vue de la thermodynamique. Dans cette thèse nous nous intéressons exclusivement à cette phase.

La structure de type hexagonale *würtzite* se compose de deux sous réseaux hexagonaux compacts, l'un contenant les atomes de gallium (Ga) et l'autre les atomes d'azote (N), interpénétrés et décalés de $u \cdot c$ suivant l'axe c . La structure est idéale quand elle est composée de tétraèdres réguliers, ce qui est le cas lorsque, le rapport $c/a = \sqrt{8/3} = 1,633$ et $u = 3/8 = 0,375$ [1] (**Figure I-1**).

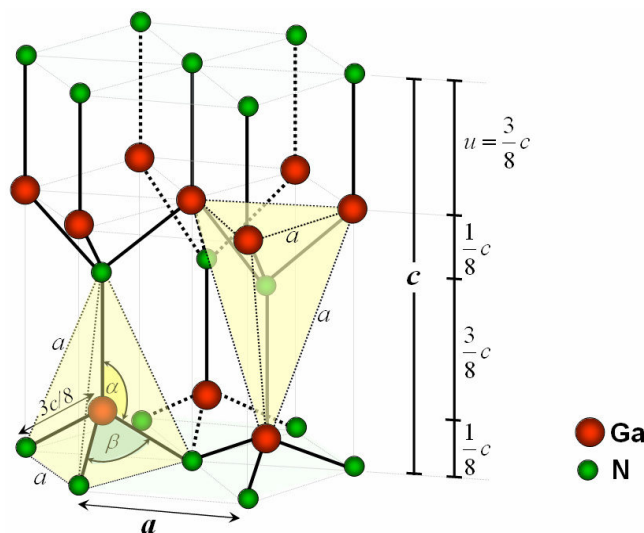


Figure I-1 : Structure hexagonale *würtzite* idéale de nitrure de Gallium

Les cristaux *würtzites* réels sont stables si $c/a \leq 1,633$. Pour $c/a < 1,633$ le paramètre u est donné par [1]

$$u = \frac{1}{3} \frac{a^2}{c^2} + \frac{1}{4} \quad (\text{I.1})$$

Cela signifie que : quand c/a diminue, u augmente de sorte que les longueurs des 4

liaisons tétraédriques soient égales. Mais cette inter-action entraîne une distorsion pour les angles entre les liaisons.

Les paramètres de maille a et c de GaN massif, rapportés dans plusieurs études, restent encore fluctuants. Ceci est lié aux différentes conditions spécifiques d'épitaxie de chaque étude et donc à la qualité du cristal. **V. Darakchieva et al [2]** proposent $a = 3,18926 \pm 0,00004 \text{ \AA}$ et $c = 5,18523 \pm 0,00002 \text{ \AA}$ comme l'état de l'art des paramètres de maille des monocristaux GaN non dopés.

I.1.2. Structure de bande

La **Figure I-2** représente le diagramme de bandes du GaN würtzite suivant des lignes de haute symétrie de la zone irréductible de Brillouin calculé par Empirical pseudopotential method [3]. Ce diagramme montre la nature de gap direct du GaN würtzite. Le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au centre de la zone de Brillouin. À 300K, la largeur du gap généralement admise est autour de 3,4eV.

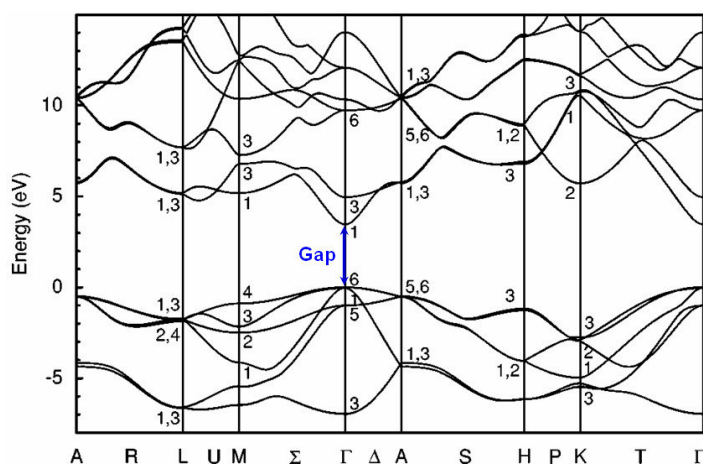


Figure I-2 : Structure de bande de GaN würtzite selon les lignes à haute symétrie dans la zone de Brillouin [3].

I.1.3. Densité de porteurs

Théoriquement, avec un gap de 3,4eV, la densité de porteurs intrinsèque dans le GaN est extrêmement faible ($\sim 10^{-6} \text{ cm}^{-3}$). En pratique, le matériau non intentionnellement dopé se trouve toujours de type n, avec des densités électroniques évoluant de 10^{16} à 10^{19} cm^{-3} (suivant les modes et les conditions de croissance), résultant de défauts survenant durant la croissance (l'incorporation d'impuretés, lacunes de gallium ou d'azote, gallium en position antisite ...). Des densités résiduelles plus faibles peuvent parfois être mesurées: elles résultent alors de la compensation des impuretés donneuses par une implantation

d'accepteurs profonds [4].

Le GaN peut également être dopé intentionnellement et de manière contrôlée. Plusieurs atomes dopants de type n (Si, Ge, O) se sont, à ce jour, révélés efficaces. Le plus couramment retenu est le silicium, dont le niveau donneur se situe à 30meV sous la bande de conduction. On peut ainsi, de cette manière parfaitement reproductible, obtenir des dopages aussi denses que 10^{19}cm^{-3} [4].

Le dopage de type p est en revanche beaucoup plus difficile à réaliser. L'élément le plus approprié à ce dopage est le magnésium (Mg). Par ailleurs, la qualité cristallographique de GaN étant fortement dégradée pour des concentrations de Mg supérieures à 10^{20}cm^{-3} , il est extrêmement difficile d'obtenir des couches avec des densités de trous supérieures à 10^{18}cm^{-3} [4].

I.1.4. Le champ de claquage

Le champ de claquage (noté E_c , unité :V/cm) est la valeur du champ électrique maximum que peut supporter le matériau. On peut supposer que la forte valeur de la bande interdite doit engendrer un champ maximum relativement élevé. Effectivement, si en théorie ($E_c = (E_g)^{3/2}$) il est estimé à 2MV/cm, les mesures le situent à des valeurs localisées entre 1 et 3 MV/cm [4]. Notons que ces valeurs sont comparables à celles qui sont obtenues dans le SiC [4].

I.1.5. Effet de polarisation

- Polarisation spontanée

Il existe, dans le GaN de type wurtzite, une polarisation macroscopique non nulle. Cette polarisation est appelée polarisation spontanée. Elle résulte de la non superposition des barycentres de charges positives et négatives. En effet, l'électronégativité de l'azote est plus importante que celle du gallium, la répartition du nuage électronique le long d'une liaison Ga-N est donc dirigée vers l'atome d'azote. On peut considérer que l'atome d'azote présente une charge -Q et l'atome gallium une charge +Q. Chaque liaison Ga-N présente donc un moment dipolaire. La **Figure I-3** présente la contribution des différents moments dipolaires autour d'un atome de gallium. Leur somme est non nulle à cause de la non idéalité de la structure Wurtzite GaN ($c/a < \sqrt{8/3}$) [1]. Elle forme un dipôle élémentaire parallèle à l'axe c et orienté de l'atome d'azote vers l'atome de gallium. Ces dipôles

élémentaires s'ajoutent pour donner dans la structure une polarisation spontanée macroscopique du matériau.

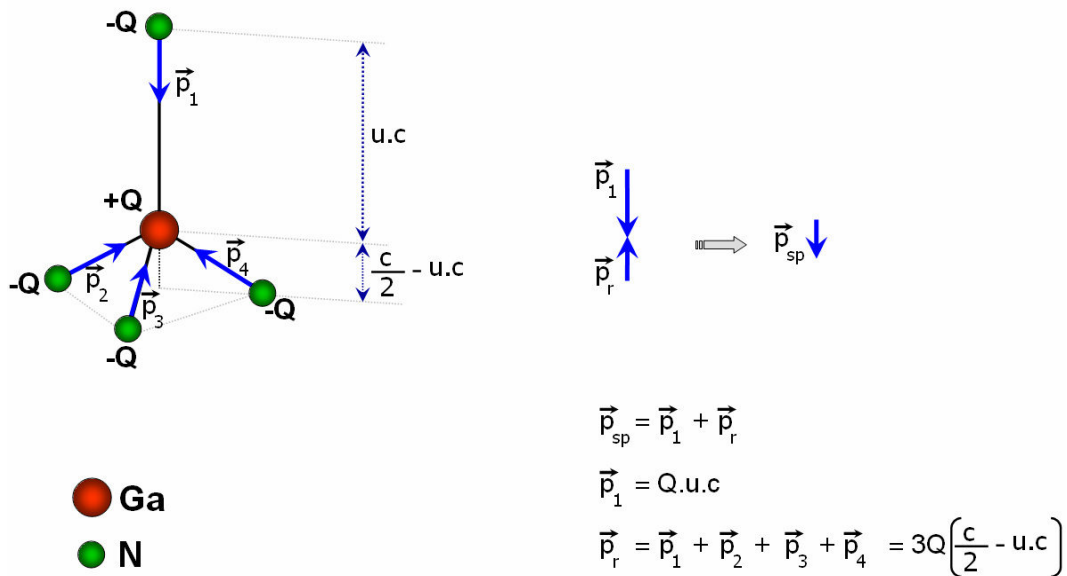


Figure I-3 : Contribution des différents moments dipolaires pour la génération de la polarisation spontanée

La structure würtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001). En effet, les directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$ ne sont pas équivalentes. Pour le nitrure de gallium, il existe deux arrangements possibles des atomes de gallium et d'azote lors de la croissance. Dans le cas où la liaison orientée Ga-N pointe vers la surface, on dit que l'on a une polarité gallium ou face Ga (**Figure I.4a**). Dans le cas contraire, on a une polarité azote ou face N (**Figure I.4b**). Il convient de noter que la polarité d'une couche ne présage pas de la nature des atomes en surface. Par exemple, une couche à polarité gallium peut aussi bien se terminer par des atomes de gallium que par des atomes d'azote en surface.

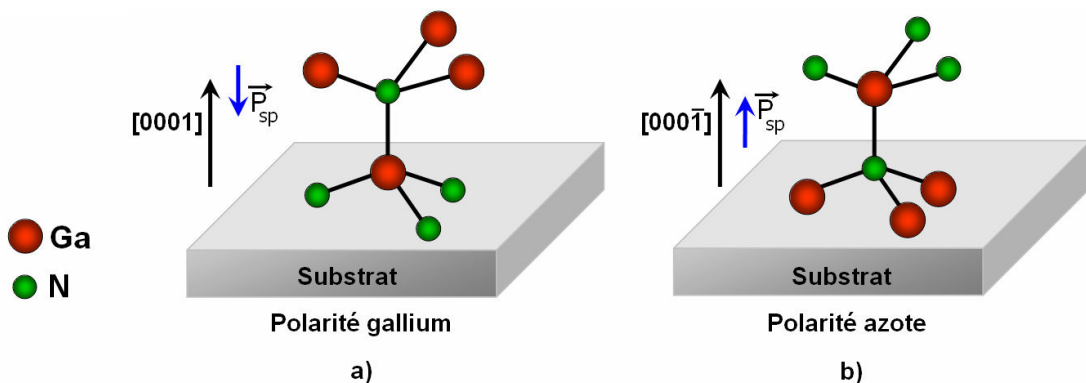


Figure I-4 : Polarités gallium et azote dans GaN hexagonal

A l'intérieur du matériau, les charges liées se compensent. Par contre, à la surface, la séparation des charges du dernier plan de dipôle n'est plus compensée, ce qui va faire

apparaître des plans de charges de signe opposé d'un côté et de l'autre du cristal (**Figure I-5**).

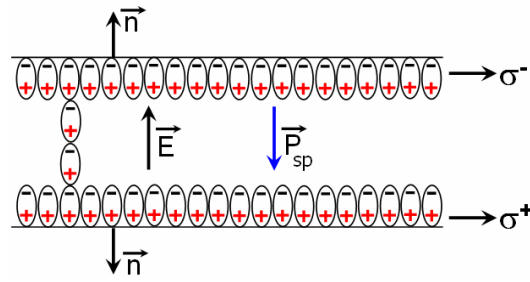


Figure I-5 : Génération d'un champ électrique \vec{E} et de la charge surfacique par la polarisation spontanée dans un cristal GaN würtzite polarité gallium.

Une polarisation \vec{P} , quelle que soit son origine, induit à la surface du cristal une densité surfacique de charge σ donnée par :

$$\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n} \quad (I.2)$$

Où \vec{n} est le vecteur unitaire normal à la surface et orienté vers l'extérieur.

La valeur de la polarisation spontanée du GaN en polarisation gallium est estimée à $-0,029 \text{Cm}^{-2}$ [5], ce qui correspond à un champ électrique de l'ordre 3MV/cm et une densité surfacique de charge de $1,8 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$.

- La polarisation piézoélectrique

Le GaN est souvent élaboré sur saphir, SiC ou Silicium. Le désaccord de maille entre GaN et son substrat impose une contrainte (extension ou compression) dans le plan de base des couches GaN. La déformation de la maille du GaN entraîne un déplacement des barycentres des charges et donc une modification de la polarisation spontanée. Cet effet peut être considéré comme l'apparition d'une polarisation dite "piézoélectrique" (P_{pz}) qui renforce ou affaiblit la polarisation spontanée.

Dans le cas du GaN polarité gallium, lorsque le matériau subit une déformation en tension biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le même sens que le vecteur polarisation spontanée. La polarisation dans le cristal et la charge surfacique augmentent (**Figure I-6a**). En revanche, si le matériau subit une déformation en compression biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le sens opposé du vecteur de polarisation spontanée. La polarisation dans le cristal et la charge surfacique

diminuent (**Figure I-6b**). Ceci sera opposé pour le cas de polarité N (pour plus de détails, se reporter à la référence [6]).

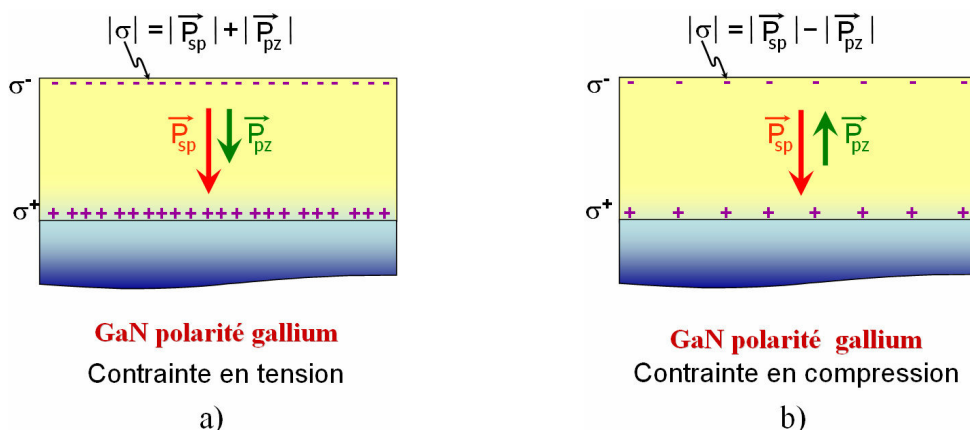


Figure I-6 : Effet de contrainte sur la polarisation et la charge surfacique d'une couche GaN polarité gallium.

La polarisation piézoélectrique P_{pz} dépend linéairement de la déformation du paramètre de maille a et s'exprime par la relation suivante [7] :

$$P_{pz_{GaN}} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (I.3)$$

Où a_0 et a sont les paramètres de maille du matériau relaxé et en contrainte respectivement; e_{31} , e_{33} sont les constantes piézoélectriques ; C_{13} , C_{33} sont les constantes élastiques. Les valeurs de ces constantes rapportées dans la littérature sont [7]:

$$e_{31} = -0,49\text{C/m}^2 \quad e_{33} = 0,73\text{C/m}^2 \quad C_{13} = 103\text{GPa} \quad C_{33} = 405\text{GPa}$$

En conclusion, la polarisation totale dans le GaN de type würtzite est la somme de deux composantes parallèles à l'axe c : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique. La polarisation spontanée peut générer des champs électriques de l'ordre de 3MV/cm dans les matériaux de type III-V. La polarisation piézoélectrique dépend linéairement de la déformation du paramètre de maille a et peut être comparable avec la polarisation spontanée. Elle peut renforcer ou affaiblir la polarisation spontanée selon la contrainte.

L'avantage de ces polarisations est la possibilité de créer un gaz bidimensionnel d'électrons (ou 2DEG pour Two Dimensional Electron Gas) de très forte densité et à mobilité élevée à l'interface d'une hétérostructure AlGaIn/GaN dont on parlera dans la partie I.2.

I.1.6 Substrats pour l'hétéro-épitaxie

Le problème rencontré pour l'épitaxie du nitrure de gallium est qu'il n'existe pas de substrat en accord de maille. Les substrats les plus utilisés à l'heure actuelle sont le saphir (Al_2O_3), le carbure de silicium (6H-SiC) et le silicium (Si). Leurs caractéristiques relatives à l'épitaxie sont reportées dans le **Tableau I-1**.

Matériau	Paramètres de maille (Å)	Coefficient d'expansion thermique (10^{-6} K^{-1})	Conductivité thermique ($\text{W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$)
Al_2O_3	$a = 4,758$ $c = 12,99$	7,5 8,5	0,5
6H-SiC	$a = 3,08$ $c = 15,12$	4,2 4,68	4,9
Si	5,4301	3,59	1,5
GaN	$a = 3,189$ $c = 5,18$	$a = 5,59$ $c = 3,17$	1,3

Tableau I-1. Caractéristiques des substrats les plus employés pour la croissance du GaN [8].

Historiquement, c'est sur saphir qu'ont été obtenus les premiers résultats significatifs pour la croissance de GaN (diodes électroluminescentes, 1994, S. Nakamura, Nichia Chemicals). Ce substrat est aujourd'hui le plus couramment utilisé. Si sa transparence en fait un substrat de choix pour l'optoélectronique, sa faible conductivité thermique (voir **Tableau I-1**) limite la réalisation de dispositifs de puissance. Enfin, le désaccord paramétrique et la différence des coefficients de dilatation thermique entre le GaN et le saphir induisent une compression importante des couches épitaxiées et donc une courbure importante du substrat [9].

Les substrats 6H-SiC présentent une très bonne conductivité thermique et électrique, ce qui en fait un substrat de choix pour la réalisation de dispositifs de puissance. De plus le SiC a un paramètre de maille relativement proche de celui du GaN comparé au saphir et au silicium. Néanmoins, son prix reste prohibitif et son coefficient de dilatation thermique plus faible que celui du GaN induit une contrainte extensive lors du refroidissement et donc l'apparition de fissures pour des couches épaisses ($>3\text{-}5 \mu\text{m}$) [9].

Le silicium présente un attrait important par son prix beaucoup plus faible que celui des deux matériaux cités précédemment, sa disponibilité en wafer de grande taille (jusqu'à 12") et sa bonne conductivité thermique qui en font un candidat de choix pour les composants de puissance. De plus, la croissance de GaN sur silicium pourrait permettre

l'intégration de dispositifs à base de nitrures d'éléments III avec les nombreuses technologies de la filière silicium. Enfin, la possibilité de graver chimiquement le substrat silicium permet la réalisation de traitements technologiques en face arrière (connexions électriques, drains thermiques, etc), ou encore l'obtention de couches autosupportées de GaN pouvant éventuellement être transférées sur d'autres substrats d'accueil. Cependant, le silicium présente un fort désaccord paramétrique et une différence de coefficient de dilatation thermique importante avec le GaN (voir **Tableau I-1**). La contrainte extensive générée au cours du refroidissement reste un point critique pour la croissance de couches non fissurées d'épaisseur supérieure à 3 μm [9].

Le choix d'un tel substrat est le compromis entre le fonctionnement du dispositif et son coût. Le problème du désaccord de maille peut être réduit par les couches tampons.

I.2. Hétérostructure AlGaN/GaN

I.2.1. L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Pour calculer les effets de la polarisation dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ nous avons besoin des valeurs des paramètres de maille, de la polarisation spontanée, des constantes piézoélectriques et des constantes élastiques d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Ces valeurs sont estimées à partir de la loi de Vegard (interpolation linéaire entre les valeurs de GaN et AlN) qui s'écrit sous la forme [7] :

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

Les valeurs de ces paramètres sont regroupées dans le **Tableau I-2** ci-dessous [7].

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

Tableau I-2 : Les paramètres de maille, la polarisation spontanée, les constantes piézoélectriques et les constantes élastiques de GaN, d'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et d'AlN [7].

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est un semiconducteur à gap direct quel que soit le taux d'aluminium. Par contre, la variation de la largeur de bande interdite de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de x n'est pas tout à fait linéaire. Elle s'exprime par [7]:

$$E_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}^g(x) = x.E_{\text{AlN}}^g + (1-x)E_{\text{GaN}}^g - bx(1-x) \quad (\text{I.5})$$

Où $E_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}}^g$, E_{AlN}^g , E_{GaN}^g sont respectivement les largeurs de bande interdite de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, d'AlN et du GaN ; b le terme de non linéarité représentant la déviation par rapport à la loi linéaire de type Vegard. La diversité de valeurs de b rapportées dans la littérature s'explique par une grande dispersion dans la qualité des couches épitaxiées et par la difficulté à séparer les effets dus aux contraintes et aux fluctuations de composition d'alliage. En analysant les valeurs théoriques et expérimentales, **Vurgaftman** [10] recommande $b=0.7\text{eV}$ pour les deux types d'AlGaN wurtzite et zinc-blende. L'énergie de la bande interdite des alliages III-N recommandée par **Vurgaftman** en fonction du paramètre de maille a est présentée dans la **Figure I-7**.

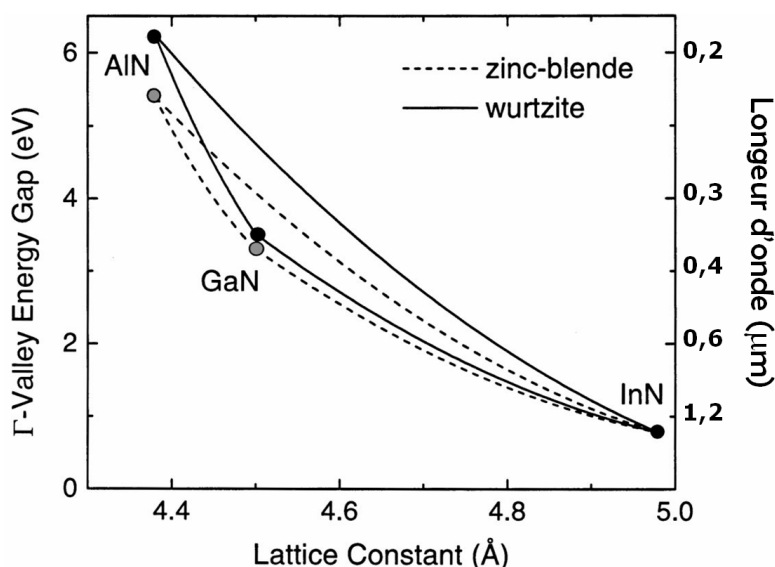


Figure I-7 : L'énergie de la bande interdite des alliages III-N recommandée par **Vurgaftman** en fonction du paramètre de maille a [10].

La **Figure I-7** montre un des intérêts des nitrures d'éléments III. C'est la possibilité de couvrir un large spectre de longueur d'onde allant du très proche infrarouge ($1,55 \mu\text{m}$ avec InN) à l'ultraviolet profond (200nm avec AlN) par variation du taux des éléments III dans l'alliage. On notera cependant que cette variation du gap s'accompagne d'une large variation du paramètre de maille (de $4,38$ à $4,98\text{Å}$), ce qui complique encore plus les difficultés d'épitaxie de ces matériaux.

I.2.2. Le gaz bidimensionnel d'électrons

I.2.2.1. Mécanisme de la formation du gaz bidimensionnel d'électrons

Considérons une couche d'AlGaN sur une couche GaN sans contrainte. Elles sont toutes les deux de polarité gallium. Les paramètres de maille de la couche d'AlGaN sont plus faibles que ceux de la couche GaN. La couche d'AlGaN est donc contrainte en tension. Les vecteurs de polarisation dans ces deux couches et les charges surfaciques sont présentés dans la **Figure I-8**.

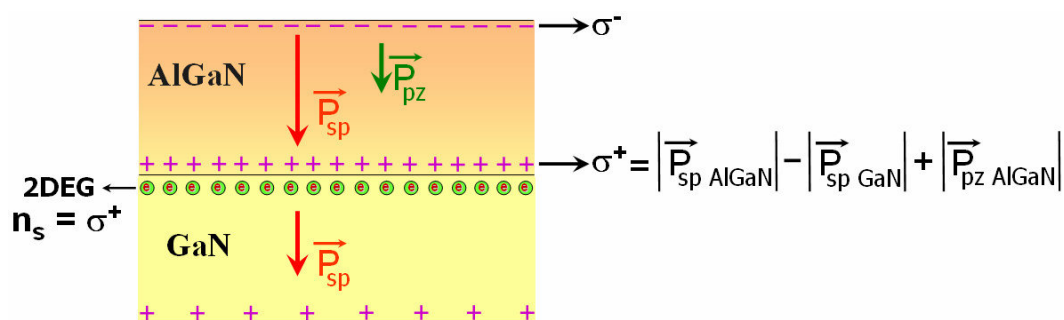


Figure I-8 : Mise en évidence de la formation du 2DEG à l'interface AlGaN/GaN [6].

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

$$\sigma^+ = |P_{sp, AlGaN}| - |P_{sp, GaN}| + |P_{pz, AlGaN}| \quad (I.6)$$

Cette charge positive est compensée par la présence d'électrons à l'interface formant un gaz confiné à cette interface qu'on appelle gaz bidimensionnel d'électrons (ou 2DEG pour Two Dimensional Electron Gas). La couche AlGaN est appelée "barrière", la couche GaN où se trouvent les électrons à l'interface est appelée "canal".

Notons qu'il n'y a aucun dopage intentionnel de la barrière AlGaN. Les électrons confinés à l'interface peuvent venir de plusieurs sources : des défauts intrinsèques, des impuretés dans la couche tampon GaN, la barrière AlGaN, ou encore des états de surface [11]-[13].

Les électrons sont confinés à l'interface par le fort champ électrique de polarisation. Par conséquent la densité d'électrons dans le gaz 2D d'électron dépend de l'état de contrainte des couches, du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la barrière. Ceci sera clarifié dans les parties suivantes.

I.2.2.2. Influence de la contrainte

Restons dans le cas de la polarité gallium. Les vecteurs de polarisation spontanée ne changent pas avec la contrainte. Il n'y a que les vecteurs de polarisation piézoélectrique qui sont influencés par la contrainte. Nous avons 3 possibilités pour la contrainte de la couche GaN sur le substrat : sans contrainte, contrainte en tension et contrainte en compression. Chaque cas impose un état de contrainte pour la couche d'AlGaN et ainsi une densité de charge positive à l'interface (**Figure I-9**) [6].

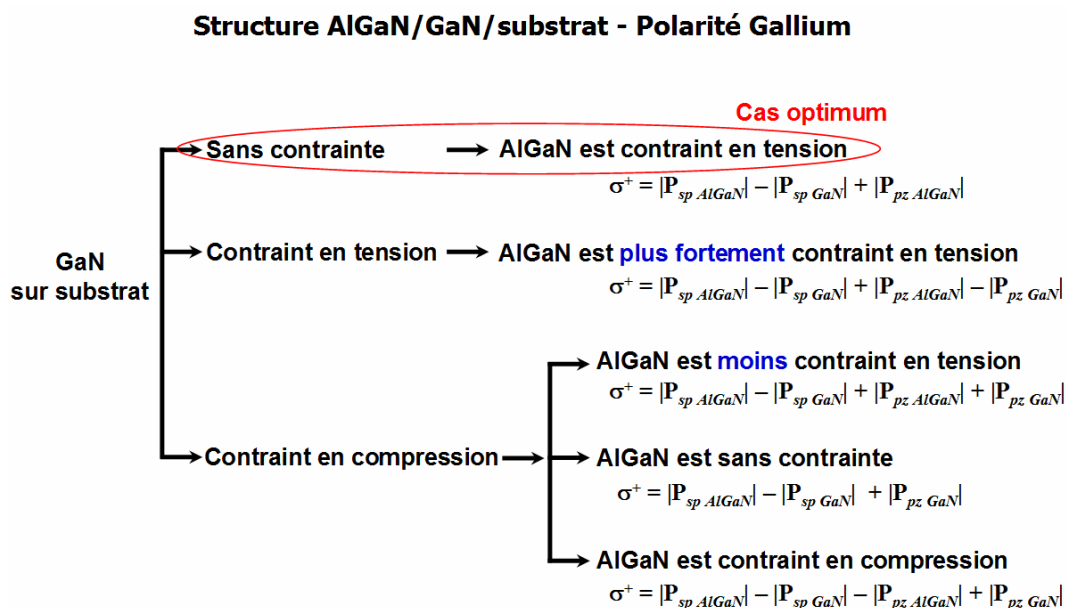


Figure I-9 : Les configurations de l'état de contrainte et de la densité de charges surfaciques de l'hétérostructure AlGaN/GaN [6].

Le premier cas est le cas de l'exemple précédent (**Figure I-8**). C'est le cas optimum car la contrainte dans l'AlGaN n'est pas trop importante et les vecteurs de polarisation spontanée et piézoélectrique sont dans le même sens dans l'AlGaN.

Dans le deuxième cas le fait que la couche GaN soit contrainte en tension fait apparaître la polarisation piézoélectrique dans le GaN et augmente la contrainte de l'AlGaN en tension. Théoriquement, ce cas peut générer une densité de charge positive σ^+ plus élevée à l'interface que le cas précédent, car l'augmentation de $P_{pz\ AlGaN}$ est plus importante que $P_{pz\ GaN}$ [6]. Cependant les niveaux de contrainte appliquée sur l'AlGaN seraient trop importants engendrant la formation de dislocations voire de craquelures et par suite la relaxation du matériau.

Dans le troisième cas, selon le niveau de contrainte en compression de la couche de GaN, la polarisation piézoélectrique dans l'AlGaN peut diminuer, s'annuler ou changer de signe. La polarisation piézoélectrique dans le GaN ne suffit pas pour compenser la chute de l'effet piézoélectrique dans l'AlGaN. La densité de charges positives à l'interface est nettement moins importante que celle obtenue dans les deux premiers cas. Ce cas n'est pas intéressant [6].

Pour la polarité azote, les densités de charges à l'interface suivent les mêmes évolutions que celles obtenues pour la polarité de gallium à la différence qu'elles sont négatives. Ceci implique la présence d'un gaz de trous à l'interface AlGaN/GaN. Cependant la mobilité des trous est largement plus faible que celle des électrons [6]. C'est pourquoi nous ne nous intéressons qu'à la structure AlGaN/GaN de polarisation gallium.

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

1.2.2.3. Influence du taux d'aluminium

On peut constater que l'augmentation du taux d'aluminium engendre un accroissement de la polarisation spontanée et piézoélectrique dans la couche d'AlGaN et donc de la densité du gaz 2D d'électrons. En réalité, au-delà de $x = 0.38$, le paramètre de maille a du GaN décroît sensiblement et entraîne une contrainte du GaN en compression [7]. Et à partir de $x = 0,5$ la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche d'AlGaN apparaît [7]. Le taux d'aluminium le plus utilisé pour l'hétérojonction AlGaN/GaN dans la littérature est d'environ 30% [7].

I.2.2.4. Influence de l'épaisseur de la barrière

Pour un taux d'aluminium d'environ 30%, l'évolution de la densité du gaz 2D d'électrons en fonction de l'épaisseur de la barrière rapportée dans plusieurs études est assez homogène [11][14][15]. En effet, la densité du gaz 2D d'électrons est négligeable pour une épaisseur en dessous de 5nm, elle augmente fortement entre 5 à 10nm puis sature à partir de 25nm. La **Figure I-10** en donne un exemple.

La structure standard pour les hétérostructures $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ actuelles est constituée d'une barrière de 20 à 30nm d' $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{N}$ épitaxiée sur GaN. La densité du gaz 2D d'électrons moyenne rapportée dans la littérature pour une telle structure est de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ [7][14][15].

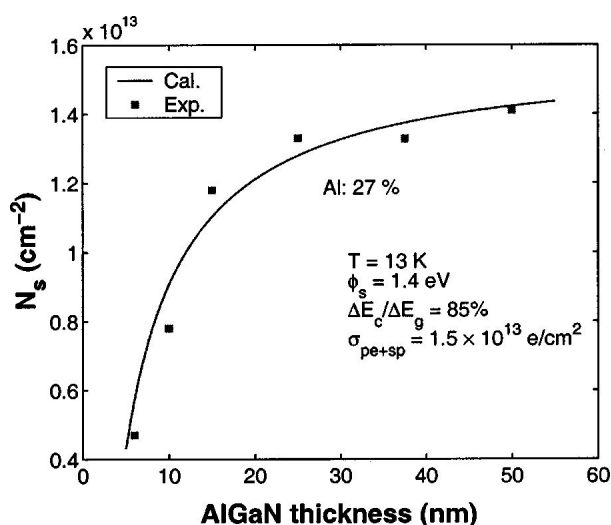


Figure I-10 : La densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaN. Le taux d'Aluminium dans la barrière est de 27% [14].

I.2.2.5. La mobilité du gaz bidimensionnel d'électrons

Les performances d'un transistor réalisé sur une hétérostructure AlGaN/GaN dépendent principalement des propriétés intrinsèques (la densité et la mobilité) du gaz 2D d'électrons. Comme nous l'avons vu, la densité d'électrons n_s dans le gaz 2D dépend surtout de l'épaisseur de la barrière et de sa composition en aluminium. La mobilité des électrons quant à elle dépend de nombreux mécanismes de diffusion élastiques et inélastiques des porteurs sur les défauts de la structure : impuretés ionisées, rugosité d'interface, phonons acoustiques et optiques, désordre d'alliage, dislocations traversantes. Ces mécanismes sont plus ou moins dominants selon la température et le taux d'aluminium.

Compte tenu de tous ces facteurs limitants, plusieurs études ont calculé l'évolution de la mobilité du gaz 2D d'électrons en fonction de la température et du taux d'aluminium [14][16][17]. La **Figure I-11** en donne un exemple.

La **Figure I-11** montre que la mobilité est quasiment constante jusqu'à $x = 30\%$. Au-delà, elle diminue avec le taux d'aluminium. En effet, les taux d'aluminium élevés conduisent à des densités d'électrons élevées où le gaz d'électrons en moyenne se rapproche de l'interface AlGa_xN/GaN et se trouve par conséquent plus affecté par la structure de celle-ci [16]. Notons également que la qualité de la barrière diminue et que l'impact des diffusions élastiques liées au désordre d'alliage augmente avec l'augmentation du taux d'aluminium [16].

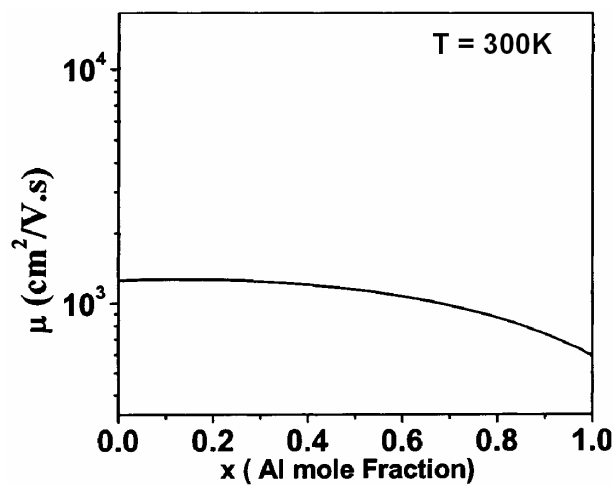


Figure I-11 : Mobilité du gaz 2D d'électrons en fonction du taux d'aluminium à 300K d'une hétérojonction Al_xGa_{1-x}N/GaN dont l'épaisseur de la barrière est de 35nm [16].

La mobilité moyenne des structures standards Al_xGa_{1-x}N/GaN ($x \sim 0,3$; $d_{\text{AlGa}_x\text{N}} \sim 20 - 30\text{nm}$) à température ambiante rapportée dans la littérature varie entre $1000 - 1500\text{cm}^2/\text{Vs}$ [7][14][15].

I.3. Le HEMT AlGa_xN/GaN

Un HEMT AlGa_xN/GaN contient 3 contacts : un contact Schottky (appelé grille, noté G) entre deux contacts ohmiques (appelés source (noté S) et drain (noté D)). Par convention, la source est reliée à la masse ($V_S = 0$). Les tensions appliquées à la grille et le drain sont respectivement notés V_{gs} et V_{ds} (**Figure I-12**).

L'effet de transistor est obtenu en modulant la densité du gaz 2D d'électrons donc le courant source-drain I_{ds} par une tension appliquée à la grille. En effet, une tension négative

appliquée sur la grille aura pour effet de créer une zone désertée vidant le gaz d'électrons jusqu'au pincement du canal, c'est-à-dire jusqu'à obtenir un courant négligeable. Les études analytiques du contrôle du gaz 2D d'électrons par la tension de grille $n_s(V_{gs})$ et de la caractéristique courant-tension $I_{ds}(V_{ds}, V_{gs})$ sont présentées dans les paragraphes suivants.

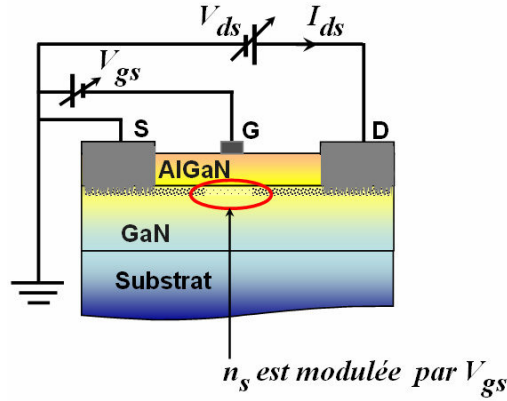


Figure I-12 : Vue en coupe du HEMT AlGaIn/GaN.

Pour établir les relations $n_s(V_{gs})$ et $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$, nous prenons l'exemple d'une des hétérostructures étudiées dans ce travail, la structure L848 (voir II.5). C'est une structure standard avec une barrière en $\text{Al}_{0,255}\text{GaIn}$ de 25nm et un cap en GaN de 2nm.

I.3.1. Détermination de la relation $n_s(V_{gs})$

La **Figure 1-13** présente l'empilement des couches épitaxiées de la structure L848 (voir II.5), l'orientation des vecteurs des polarisations spontanée, piézoélectrique et la répartition des charges aux interfaces de cette structure. Nous supposons que le canal GaN est sans contrainte grâce à des couches de transition et de la couche de tampon. Par conséquent, la barrière en AlGaIn est sous contrainte d'extension et le cap GaN est sous contrainte de compression.

A l'interface barrière/canal, la charge de polarisation s'écrit :

$$\sigma^+ = |P_{barriere}^{sp}| + |P_{barriere}^{pz}| - |P_{canal}^{sp}| \quad (I.7)$$

Avec $|P_{barriere}^{sp}|$ et $|P_{barriere}^{pz}|$ les valeurs absolues des polarisations spontanée et piézoélectrique dans la barrière et $|P_{canal}^{sp}|$ la valeur absolue de la polarisation spontanée dans le canal.

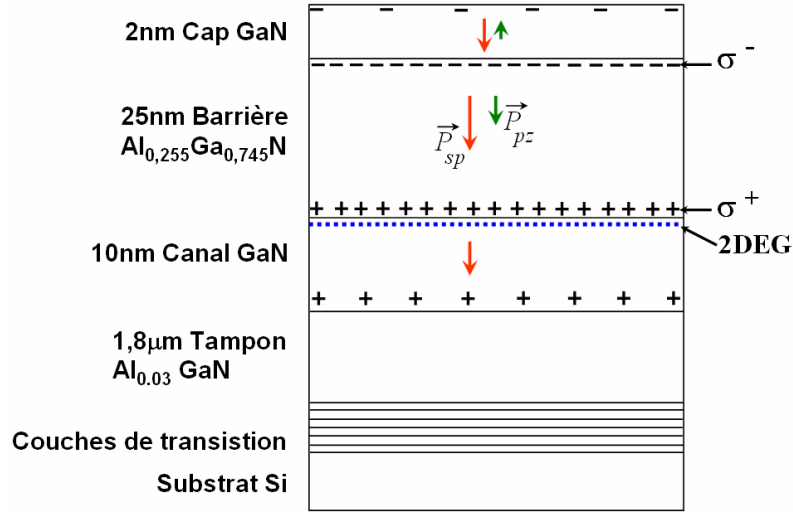


Figure 1-13 : Représentation de la structure L848, de la répartition des charges aux interfaces et de l'orientation des vecteurs de polarisation spontanée (rouge) et piézoélectrique (vert).

Le diagramme énergétique, l'évolution du champ électrique de la structure L848 sous la polarisation $V_{gs} = -2V$ et $V_{ds} = 0V$ simulés par le programme 1D Poisson [18] sont présentés dans la **Figure I-14**. En considérant que le dopage résiduel non intentionnel est nul, la charge d'espace dans le cap et dans la barrière est nulle et par suite, le champ électrique est constant dans ces couches.

Pour trouver la relation entre n_s et la tension de commande V_{gs} , on utilise l'équation de Poisson à une dimension $\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = -\frac{\rho}{\epsilon}$ qui relie la distribution de charge et la tension V_{gs} .

Nous appelons : E_{cap} , $E_{barriere}$, E_{canal} le champ électrique dans le cap, dans la barrière et dans le canal respectivement ; d_{cap} , $d_{barriere}$ l'épaisseur du cap, de la barrière respectivement.

Dans le cap GaN, c'est-à-dire pour $0 < x < x_1$, la densité de charge est nulle car le semi-conducteur est non dopé et par conséquent le champ électrique est constant. L'équation de Poisson se réduit à

$$\frac{dV(x)}{dx} = const = E_{cap} \quad (I-8)$$

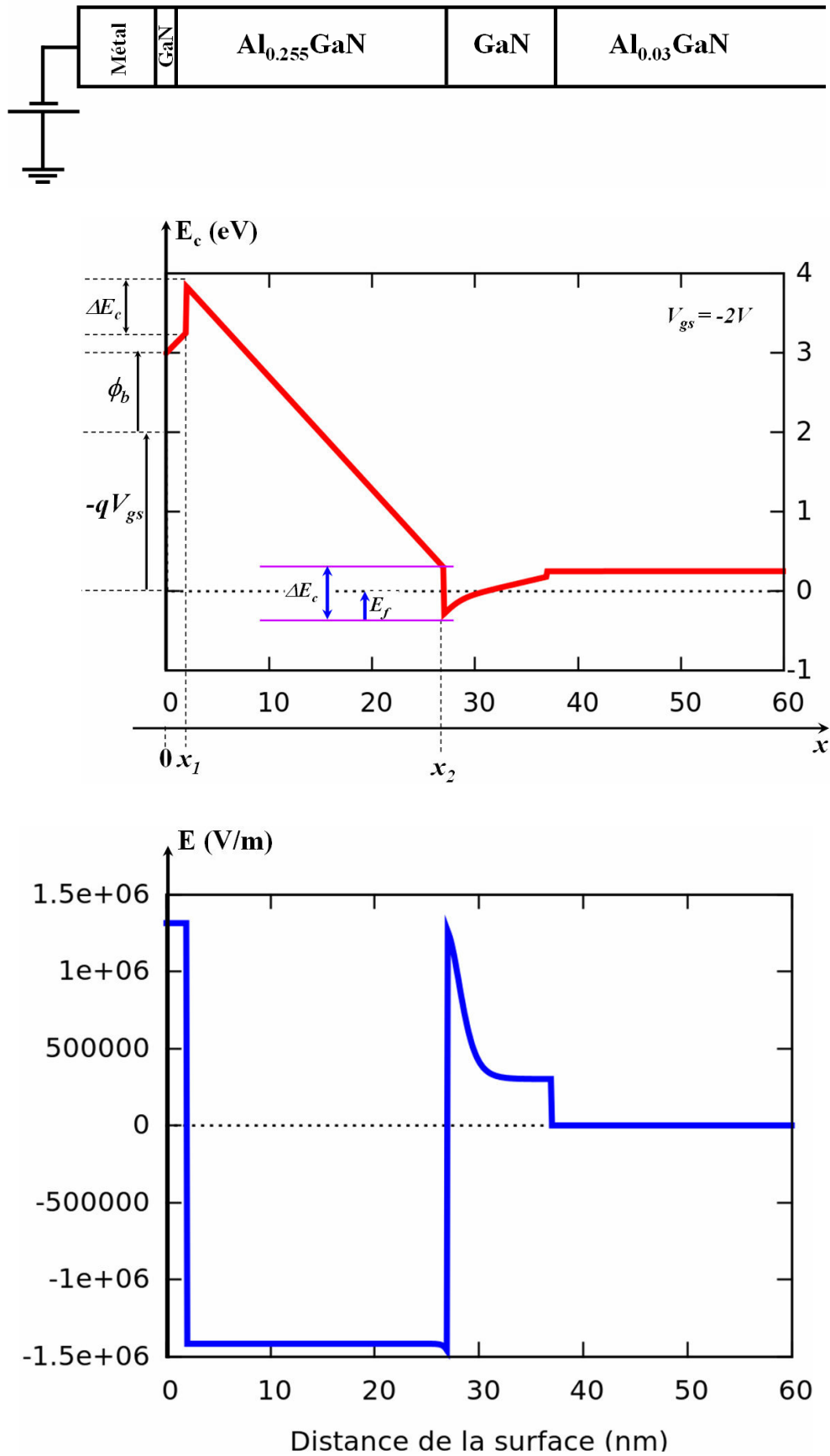


Figure I-14: Diagramme énergétique, évolution du champ électrique de la structure L848 sous polarisation $V_{gs} = -2V$, simulée par le programme 1D Poisson [18].

En définissant les potentiels $V(0)$ et $V(x_1)$ aux coordonnées $x = 0$ et $x = x_1$ respectivement, une deuxième intégration donne :

$$V(x_1) - V(0) = E_{cap} d_{cap} \quad (I-9)$$

La continuité du vecteur de déplacement à l'interface cap/barrière (à $x = x_1$) s'écrit

$$\varepsilon_{GaN} E_{cap}(x_1) = \varepsilon_{AlGaN} E_{barriere}(x_1) - \sigma^- \quad (I-10)$$

$$\Rightarrow E_{cap} = \frac{1}{\varepsilon_{GaN}} (\varepsilon_{AlGaN} E_{barriere} - \sigma^-) \quad (I-11)$$

Où σ^- est la densité des charges négatives à l'interface barrière/cap, ε_{GaN} et ε_{AlGaN} sont les constants diélectriques du GaN et de la barrière AlGaN respectivement.

De (I-9) et (I-11) nous obtenons :

$$V(x_1) - V(0) = \frac{d_{cap}}{\varepsilon_{GaN}} (\varepsilon_{AlGaN} E_{barriere} - \sigma^-) \quad (I-12)$$

Dans la couche de barrière, c'est-à-dire pour $x_1 < x < x_2$, la densité de charge est nulle. L'équation de poisson se réduit à :

$$\frac{dV(x)}{dx} = const = E_{barriere} \quad (I-13)$$

$$\Rightarrow V(x_2) - V(x_1) = E_{barriere} d_{barriere} \quad (I-14)$$

D'après le diagramme énergétique de la structure, la différence de potentiel à x_1 et x_2 s'écrit,

$$V(x_2) - V(x_1) = -\frac{1}{q} (E_c^{barriere}(x_2) - E_c^{barriere}(x_1)) \quad (I-15)$$

Où $E_c^{barriere}(x_1)$, $E_c^{barriere}(x_2)$ sont les niveaux de bande de conduction de la barrière à x_1 et x_2 respectivement ; q est la charge élémentaire.

En outre, selon le diagramme énergétique de la structure nous avons :

$$E_c^{barriere}(x_2) = E_c^{canal}(x_2) + \Delta E_c \quad (I-16)$$

$$E_c^{barriere}(x_1) = E_c^{canal}(x_2) + E_f - qV_{gs} + \phi_b + q(V(x_1) - V(0)) + \Delta E_c \quad (I-17)$$

En associant les relations (I-12), (I-15), (I-16), (I-17) nous obtenons :

$$V(x_2) - V(x_1) = -\frac{1}{q} \left(E_f - qV_{gs} + \phi_b + q \frac{d_{cap}}{\epsilon_{GaN}} (\epsilon_{AlGaN} E_{barriere} - \sigma^-) \right) \quad (I-18)$$

De (I-14) et (I-18) nous avons :

$$E_{barriere} d_{barriere} = -\frac{1}{q} \left(E_f - qV_{gs} + \phi_b + q \frac{d_{cap}}{\epsilon_{GaN}} (\epsilon_{AlGaN} E_{barriere} - \sigma^-) \right) \quad (I-19)$$

$$\Rightarrow E_{barriere} \left(d_{barriere} + \frac{\epsilon_{AlGaN}}{\epsilon_{GaN}} d_{cap} \right) = -\frac{E_f}{q} + V_{gs} - \frac{\phi_b}{q} + \frac{d_{cap}}{\epsilon_{GaN}} \sigma^- \quad (I-20)$$

Posons :

$$D_1 = d_{barriere} + \frac{\epsilon_{AlGaN}}{\epsilon_{GaN}} d_{cap} \quad (I-21)$$

L'équation (I-20) devient :

$$E_{barriere} = \frac{1}{D_1} \left[-\frac{E_f}{q} + V_{gs} - \frac{\phi_b}{q} + \frac{d_{cap}}{\epsilon_{GaN}} \sigma^- \right] \quad (I-22)$$

La couche de GaN contenant le canal (i.e. le gaz 2D d'électrons) n'est pas dopée, les charges présentes sont essentiellement les électrons de la couche d'inversion. En appliquant le théorème de Gauss à un cylindre d'axe x et de base unité on obtient :

$$E_{canal}(x_2) = \frac{qn_s}{\epsilon_{GaN}} \quad (I-23)$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface de barrière/canal (à $x = x_2$) s'écrit :

$$\epsilon_{GaN} E_{canal}(x_2) = \epsilon_{AlGaN} E_{barriere}(x_2) + \sigma^+ \quad (I-24)$$

De (I-23) et (I-24) nous obtenons:

$$n_s = \frac{1}{q} (\epsilon_{AlGaN} E_{barriere}(x_2) + \sigma^+) \quad (I-25)$$

De (I-22) et (I-25) nous obtenons :

$$n_s = \frac{\epsilon_{AlGaN}}{qD_1} \left[-\frac{E_f}{q} + V_{gs} - \frac{\phi_b}{q} + \frac{d_{cap}}{\epsilon_{GaN}} \sigma^- + \frac{D_1}{\epsilon_{AlGaN}} \sigma^+ \right] \quad (I-26)$$

Posons :

$$V_p = - \left(- \frac{\phi_b}{q} + \frac{d_{cap}}{\epsilon_{GaN}} \sigma^- + \frac{D_1}{\epsilon_{AlGaN}} \sigma^+ \right) \quad (I-27)$$

L'équation (I-26) devient :

$$n_s = \frac{\epsilon_{AlGaN}}{qD_1} \left(V_{gs} - \frac{E_f}{q} - V_p \right) \quad (I-28)$$

L'équation (I-28) donne une expression de la densité de porteurs dans le canal n_s en fonction de la tension V_{gs} , mais aussi de la hauteur du niveau de Fermi E_f . Elle ne permet donc pas de déduire directement $n_s(V_{gs})$.

Ne pouvant avoir connaissance de $E_f(V_{gs})$, la connaissance de $n_s(V_{gs})$ nécessite ainsi d'effectuer une résolution couplée de l'équation (I-28) et de l'équation de Schrödinger donnant $n_s(E_f)$. Elle s'exprime dans ce cas, en admettant que le gaz d'électrons bidimensionnel est confiné dans un puits de potentiel triangulaire avec deux premiers états d'énergie occupés E_0 , et E_1 [19]:

$$n_s(E_f) = Dk_B T \ln \left[\left(1 + \exp\left(\frac{E_f - E_0}{kT}\right) \right) \left(1 + \exp\left(\frac{E_f - E_1}{kT}\right) \right) \right] \quad (I-29)$$

$$\text{Où } D = \frac{4\pi m^*}{h^2} \quad (I-30)$$

$$m^* = 0,22m_e \quad (m_e : \text{masse de l'électron au repos}) \quad (I-31)$$

h est le constante de Planck ; k_B est le constant de Boltzmann ; T est la température.

$$E_0 = 2,123 \cdot 10^{-12} n_s^{2/3} (eV) \quad E_1 = 3,734 \cdot 10^{-12} n_s^{2/3} (eV) \quad (I-32)$$

Cette méthode de résolution, détaillée en [20], est appelée résolution auto-cohérente des équations de Poisson et de Schrödinger.

En régime de forte inversion, l'équation (I-29) devient [19]:

$$E_f \cong \frac{n_s}{2D} \quad (I-33)$$

La relation $n_s(V_{gs})$ du régime de forte inversion déduite de (I-28) et (I-33) est:

$$\boxed{n_s = \frac{2qD\epsilon_{AlGaN}}{2q^2DD_1 + \epsilon_{AlGaN}} (V_{gs} - V_p)} \quad (I-34)$$

Selon l'équation (I-34), lorsque $V_{gs}=V_p$, la densité du gaz d'électrons bidimensionnel devient nulle. Par conséquent, la tension V_p est appelée la tension de pincement.

I.3.2 Détermination de la relation $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$

Lorsque la tension V_{gs} est fixée à une valeur constante supérieure à la tension de pincement et qu'une tension $V_{ds} > 0$ est appliquée entre le drain et la source, il se produit un déplacement des électrons du canal dans le plan parallèle à l'interface AlGaIn/GaN.

Soit $V(x)$ le potentiel longitudinal en un point d'abscisse x du canal (**Figure I-15**) créé par la tension de drain V_{ds} et de grille V_{gs} . Selon le modèle du canal graduel, la densité du gaz d'électrons 2D dans le canal s'exprime [21] :

$$n_s = \frac{2qD\varepsilon_{AlGaIn}}{2q^2DD_1 + \varepsilon_{AlGaIn}} (V_{gs} - V(x) - V_p) \quad \text{avec } V(x) < V_{gs} - V_p \quad (\text{I-35})$$

La variation de la tension de pincement le long du canal est négligée.

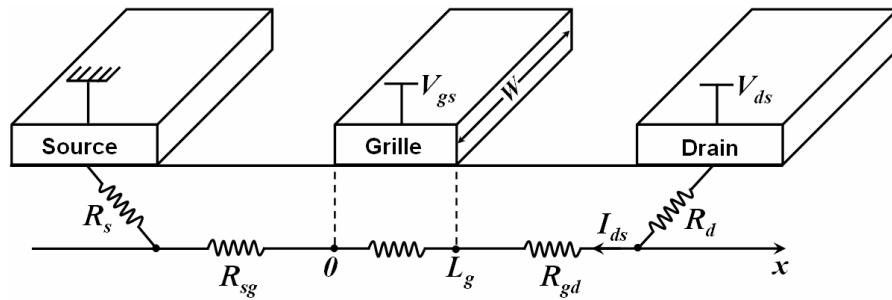


Figure I-15 : Schéma électrique équivalent du HEMT - influence des résistances série de source, de drain et du canal [21].

Le calcul du courant drain-source en un point x du canal peut se faire en écrivant la relation liant l'intensité du courant et la charge électrique accumulée dans le gaz d'électrons :

$$I_{ds} = Wqn_s(x)v(x) \quad (\text{I-36})$$

où W est la largeur de la grille, $v(x)$ est la vitesse des électrons dans le canal à l'abscisse x (**Figure I-15**).

Pour décrire l'évolution de la vitesse des électrons dans le canal, on utilise le modèle proposé par **Rohdin et Roblin** [22] :

$$v(E) = \begin{cases} \frac{\mu_0 E(x)}{1 + \frac{E(x)}{E_1}}, E(x) \leq E_c \\ v_{sat}, E(x) \geq E_c \end{cases} \quad (\text{I-37})$$

$$\text{avec } E_1 = \frac{E_c v_{sat}}{\mu_0 E_c - v_{sat}} \quad (\text{I-38})$$

où E_c , v_{sat} sont respectivement le champ, la vitesse de saturation et μ_0 est la mobilité à faible champ.

A partir de (I-35), (I-36) et (I-37), nous obtenons la relation entre I_{ds} et $V(x)$ dans la région linéaire [19] :

$$I_{ds} = Wq \frac{2qD\varepsilon_{AlGaN}}{2q^2DD_1 + \varepsilon_{AlGaN}} (V_{gs} - V(x) - V_p) \frac{\mu_0 E(x)}{1 + \frac{E(x)}{E_1}} \quad (\text{I-39})$$

$$\Rightarrow I_{ds} \left(1 + \frac{E(x)}{E_1} \right) = \frac{2q^2DW\mu_0\varepsilon_{AlGaN}}{2q^2DD_1 + \varepsilon_{AlGaN}} (V_{gs} - V(x) - V_p) E(x) \quad (\text{I-40})$$

$$\text{D'autre part : } E(x) = \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{I-41})$$

$$\Rightarrow I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV(x)}{dx} \right) = 2D_2 (V_{gs} - V(x) - V_p) \frac{dV(x)}{dx} \quad (\text{I-42})$$

$$\text{Avec } D_2 = \frac{q^2DW\mu_0\varepsilon_{AlGaN}}{2q^2DD_1 + \varepsilon_{AlGaN}} \quad (\text{I-43})$$

L'intégration l'équation (I-43) le long de la grille avec les conditions aux limites suivantes [19]:

$$V(x)|_{x=0} = I_{ds} (R_s + R_{sg}) \quad (\text{I-44})$$

$$V(x)|_{x=L_g} = V_{ds} - I_{ds} (R_s + R_{sg} + R_d + R_{gd}) \quad (\text{I-45})$$

où R_s , R_d , R_{sg} , R_{gd} sont les résistances parasites de la source, du drain, du canal entre la source et la grille, du canal entre la grille et le drain respectivement (**Figure I-15**), permet d'aboutir à la relation $I_{ds}(V_{ds})$ dans la région linéaire :

$$I_{ds} = \frac{-\alpha_2 + \sqrt{\alpha_2^2 - 4\alpha_1\alpha_3}}{2\alpha_1} \quad (\text{I-46})$$

Où :

$$\alpha_1 = D_2 \left((R_d + R_{gd})^2 + 2(R_s + R_{sg})(R_d + R_{gd}) \right) - \frac{2(R_s + R_{sg}) + R_d + R_{gd}}{E_1} \quad (\text{I-47})$$

$$\alpha_2 = L_g + \frac{V_{ds}}{E_1} + 2D_2 \left((V_{gs} - V_p) \left(2(R_s + R_{sg}) + R_d + R_{gd} \right) - V_{ds} (R_s + R_{sg} + R_d + R_{gd}) \right) \quad (\text{I-48})$$

$$\alpha_3 = 2D_2 \left(\frac{V_{ds}^2}{2} - V_{ds} (V_{gs} - V_p) \right) \quad (\text{I-49})$$

Ce courant montre un maximum qui définira le courant de saturation et la tension de saturation. La **Figure I-15** montre un réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ obtenu de l'équation (I-46). Le code matlab de ce tracé se trouve en **Annexe E**.

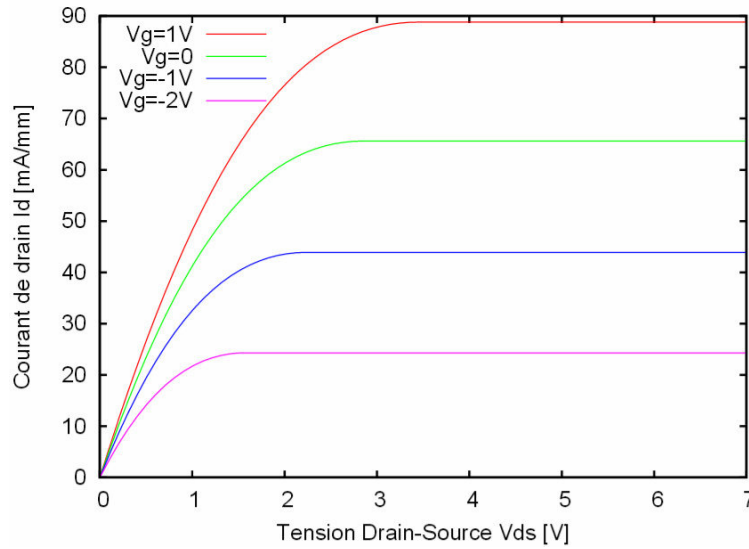


Figure I-15 : Courbes $I_{ds}(V_{ds})$ du HEMT AlGaIn/GaN pour différentes tension de grille.

Nous pouvons observer sur la **Figure I-15** deux régimes distincts du courant I_{ds} : un régime dit «linéaire» ou ohmique, dans lequel le courant de drain I_{ds} croît avec la tension appliquée V_{ds} , et un régime dit «saturé» où le courant de drain I_{ds} est sensiblement constant et indépendant de la tension V_{ds} appliquée. Cette saturation est principalement due au pincement du canal en sortie de grille et complété par la saturation de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique [21].

I.4 Conclusion du chapitre I

Dans ce chapitre nous avons décrit la structure cristalline, l'effet de la polarisation du GaN et son alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, l'hétérostructure AlGaIn/GaN, la formation du gaz 2D d'électrons et le principe de fonctionnement des HEMTs AlGaIn/GaN.

Nous avons vu que la densité du gaz 2D d'électrons dépend de la contrainte, du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la barrière. Le gaz 2D d'électrons d'une structure HEMT AlGa_{0,3}N/GaN standard (constituée d'une barrière de 20 à 30nm d'Al_{0,3}Ga_{0,7}N épitaxiée sur GaN) a une densité moyenne de l'ordre de $1,3 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ et une mobilité comprise entre 1000 et $1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$. Ce gaz de forte densité et à mobilité élevée rend les HEMT AlGa_{0,3}N/GaN très prometteurs pour les applications de forte puissance et de haute fréquence.

Nous avons parlé du principe de fonctionnement d'un HEMT AlGa_{0,3}N/GaN et nous avons établi les relations $n_s(V_{gs})$ et $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$.

Bibliographie

- [1] **Heinz Schulz** and **K.H. Thiemann**, “*Crystal structure refinement of AlN and GaN*” Solid State Communications **23**, 815 (1977).
- [2] **V. Darakchieva**, **B. Monemar**, **A. Usui**, **M. Saenger**, **M. Schubert**, “*Lattice parameters of bulk GaN fabricated by halide vapor phase epitaxy*” Journal of Crystal Growth **310**, 959 (2008).
- [3] **Daniel Fritsch**, **Heidemarie Schmidt**, and **Marius Grundmann**, “*Band-structure pseudopotential calculation of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN*” Phys. Rev. B **67**, 235205 (2003)
- [4] **Nicolas DEFRANCE**, “*Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences*” Thèse de doctorat de l’Université des Sciences et Technologies de Lille, le 14 décembre 2007, p.21, 23.
- [5] **Fabio Bernardini** and **Vincenzo Fiorentini**, “*Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides*” Physical Review B **56**, 10024 (1997).
- [6] **Nicolas Vellas**, “*Etudes Expérimentales de Transistors HFET de la Filière Nitrure de Gallium pour des Application de Puissance Hyperfréquences*” Thèse de doctorat de l’Université de Lille, France, le 18 décembre 2003, p.40-62.
- [7] **O. Ambacher**, **J. Smart**, **J. R. Shealy**, **N. G. Weimann**, **K. Chu**, **M. Murphy**, **W. J. Schaff**, **L. F. Eastman**, **R. Dimitrov**, **L. Wittmer**, and **M. Stutzmann**, **W. Rieger** and **J. Hilsenbeck**, “*Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures*” Journal of Applied Physics, **85**, 3222 (1999).
- [8] **H. Morkoç**, **S. Strite**, **G. B. Gao**, **M. E. Lin**, **B. Sverdlov**, and **M. Burns**, “*Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies*” Journal of Applied Physics, **76**, 1363 (1994).
- [9] **Nicolas BARON**, “*Optimisation de l’épitaxie sous jets moléculaires d’hétérostructures à base de GaN : application aux transistors à haute mobilité d’électrons sur substrat silicium*” Thèse de doctorat de l’Université de Nice-Sophia Antipolis, le 23 septembre 2009, p.18-20.
- [10] **I. Vurgaftman** and **J. R. Meyer**, “*Band parameters for nitrogen-containing semiconductors*” Journal of Applied Physics **94**, 3675 (2003).

- [11] **J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, and U. K. Mishra**, “Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors” *Applied Physics Letters* **77**, 250 (2000).
- [12] **G. Koley, M. G. Spencer**, “On the origin of the two-dimensional electron gas at the AlGa_N/Ga_N heterostructure interface” *Applied Physics Letters* **86**, 42107 (2005).
- [13] **L. Hsu and W. Walukiewicz**, “Effect of polarization fields on transport properties in AlGa_N/Ga_N heterostructures” *Journal of Applied Physics*, **89**, 1783 (2003).
- [14] **Yifei Zhang, I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, Stacia Keller, James P. Ibbetson, Steven Denbaars, and Umesh K. Mishra, Jasprit Singh**, “Charge control and mobility in AlGa_N/Ga_N transistors: Experimental and theoretical studies” *Journal of Applied Physics*, **87**, 7981 (2000).
- [15] **Sten Heikman, Stacia Keller, Yuan Wu, James S. Speck, Steven P. DenBaars, and Umesh K. Mishra**, “Polarization effects in AlGa_N/Ga_N and Ga_N/AlGa_N/Ga_N heterostructures” *Journal of Applied Physics*, **93**, 10114 (2003).
- [16] **A. Asgari, M. Kalafi, and L. Faraone**, “Effects of partially occupied sub-bands on two-dimensional electron mobility in Al_xGa_{1-x}N/Ga_N heterostructures” *Journal of Applied Physics*, **95**, 1185 (2004).
- [17] **Tsung-Hsing Yu and Kevin F. Brennan**, “Theoretical study of the two-dimensional electron mobility in strained III nitride heterostructures” *Journal of Applied Physics*, **89**, 3827 (2001).
- [18] <http://www.nd.edu/~gsnider/>
- [19] **Rashmi, Abhinav Kranti, S. Haldar, R.S. Gupta**, “An accurate charge control model for spontaneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGa_N/Ga_N HEMTs” *Solid-State Electronics* **46**, 621–630 (2002).
- [20] **Nicolas Vellas**, “Etude expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences” Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 18 décembre 2003, p.329-341.
- [21] **Olivier Pajona**, “Transistors HEMT métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de télécommunications à très haut débit : mesures statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dans des modèles” Thèse de doctorat de l'Université de Limoges, le 29 mai 2006, p.35-42.
- [22] **Marian L. Majewski**, “An analytical DC model for the modulation-doped field-effect transistor” *IEEE Transactions On Electron Devices*, vol. ED-34, N°9, September 1987.

CHAPITRE II

Réalisation et caractérisation des HEMTs AlGaIn/GaN sur Si(111)

Sommaire

II.1 Théorie du contact métal/semi-conducteur	29
II.1.1 Travail de sortie et affinité électronique	29
II.1.2 Jonction métal/semi-conducteur : modèle de Schottky-Mott	31
II.1.3 Jonction métal/semi-conducteur : modèle de Bardeen	34
II.1.4 Iconicité et présence d'états de surface – Modèle de Kurtin	38
II.1.5 Ancrage du niveau de Fermi à la surface de l'hétérojonction AlGaIn/GaN	39
II.1.6 Mécanismes de conduction dans un contact Schottky	41
II.2 Etat de l'art des contacts ohmiques du HEMT AlGaIn/GaN	43
II.3 Etat de l'art des contacts Schottky du HEMT AlGaIn/GaN	52
II.4 Etat de l'art de la tension de claquage du HEMT AlGaIn/GaN	58
II.5 Structures des HEMT AlGaIn/GaN sur silicium utilisées dans cette étude	68
II.6 Effets de la gravure et du recuit sur la résistance de contact ohmique	72
II.6.1 Process de fabrication des contacts ohmiques	72
II.6.2 Méthode TLM linéaire	74
II.6.3 Effets de la gravure et du recuit sur la résistance de contact ohmique	79
II.7 Réalisation des HEMTs	86
II.7.1 Process de fabrication des HEMTs	86
II.7.2 Les géométries des HEMTs utilisées dans cette étude	86
II.8 Caractérisation des HEMTs	87
II.8.1 A basse tension	87
II.8.2 En tension de claquage	88
II.9 L'effet du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche de tampon	89
II.9.1 Caractérisation à basse tension	92
II.9.1.1 Courants de fuite en mode off	92
II.9.1.2 Tension de pincement	96
II.9.1.3 Courant de saturation	98
II.9.1.4 Courant de fuite en mode on	99
II.9.1.5 Conclusion sur la caractérisation à basse tension	102
II.9.2 Caractérisation jusqu'à 210V	103
II.9.2.1 L'échantillon L847.2	105
II.9.2.2 L'échantillon L848.4	106
II.9.2.3 Conclusion sur la caractérisation à 210V	108
II.10 Deux autres types de barrière : super-réseau et barrière composée	109
II.10.1 Caractérisation à basse tension	112
II.10.2 Caractérisation jusqu'à 210V	118
II.10.3 Conclusion l'étude de barrières alternatives	122
II.13 Conclusion du chapitre II	123
Bibliographie	126

Ce chapitre est dédié à la réalisation et à l'étude de transistors HEMT AlGa_N/Ga_N pour des applications à forte tension. Cette étude se place dans le contexte d'une collaboration avec Picogiga International (maintenant Soitec) pour le développement de plaques épitaxiées commerciales dédiées aux applications haute tension à très basse fréquence (mode DC). Dans ce contexte, les épitaxies (MBE) ont été réalisées par Philippe Bove et Hacene Larèche de Picogiga International. La réalisation et l'étude des HEMT ont été menées au LPN, en collaboration avec Melania Dubois (Picogiga International).

Ce travail comporte deux parties principales : d'une part le développement d'une technologie adaptée à la réalisation des HEMT Ga_N (qui n'existait pas au LPN au début de ce travail) et d'autre part l'étude détaillée du comportement électrique des transistors fabriqués pour en extraire les caractéristiques propres aux plaques épitaxiées. La seconde étant assez largement dépendante de la qualité de la première, nous nous sommes attachés à développer un procédé de fabrication à la fois robuste et réduisant les effets parasites liés à la technologie.

Dans la première partie de ce chapitre (paragraphe **II.1** à **II.5**), nous présentons une étude bibliographique approfondie sur les contacts ohmiques, les contacts Schottky et la tension de claquage des HEMTs AlGa_N/Ga_N, conduisant pour chacun de ces sujets à la présentation de l'état de l'art actuel. Une attention particulière a été portée (paragraphe **II.6**) sur l'impact de la gravure précédant le dépôt et du recuit qui le suit sur les résistances spécifiques de contact. Le procédé de réalisation des HEMT, développé au cours de ce travail, est décrit dans le paragraphe **II.7**, les méthodes de caractérisation électrique dans le paragraphe **II.8**.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude du comportement électrique des HEMT fabriqués. Elle est présentée en deux sous-parties. La première (paragraphe **II.9**) présente l'impact de la couche tampon (épaisseur et taux d'aluminium) sur les caractéristiques électriques, par l'étude détaillée de trois structures épitaxiées différentes. Dans la seconde (paragraphe **II.10**) nous étudions le potentiel de deux nouveaux types de barrière (une barrière composée de deux couches d'AlGa_N et un super-réseau AlN/Ga_N) sur les caractéristiques des HEMT, en particulier leur tenue à de fortes tensions source-drain

II.1. Théorie du contact métal/semi-conducteur

Pour une structure épitaxiale donnée, les performances des dispositifs sont directement liées à la qualité de la technologie employée pour leur fabrication. Parmi les différentes étapes nécessaires à cette fabrication, la réalisation des contacts ohmiques et Schottky occupe une place importante. Avant de discuter des développements technologiques réalisés pour améliorer la qualité de ces contacts, nous faisons quelques rappels théoriques sur les contacts métal/semi-conducteur, en particulier sur les mécanismes de conduction qu'ils abritent.

II.1.1. Travail de sortie et affinité électronique

Le problème essentiel dans l'étude des hétérostructures est la détermination de la barrière de potentiel qui existe aux différentes interfaces. Cette barrière conditionne le passage d'un électron ou d'un trou d'un matériau à l'autre. On la détermine en comparant l'énergie qu'il faut fournir à un électron de chacun des matériaux pour l'extraire de ce matériau et l'en éloigner infiniment.

Considérons tout d'abord le cas du métal. À l'intérieur de celui-ci, un électron de conduction est soumis de la part de tous les ions constituant le métal à un ensemble de forces dont la résultante est nulle. Il en résulte que cet électron est libre de s'y déplacer, par exemple sous l'action d'un champ électrique. Lorsqu'un électron atteint la surface du métal, la compensation des forces dues aux ions n'est plus totale, de sorte que l'électron est retenu à l'intérieur du métal. Pour extraire cet électron il faut lui fournir de l'énergie. À température nulle, tous les électrons libres sont situés au-dessous du niveau de Fermi. L'énergie minimum qu'il faut fournir pour extraire un électron du métal est donc l'énergie nécessaire à l'extraction d'un électron dont l'énergie est celle du niveau de Fermi. Cette quantité est appelée *Travail de sortie* du métal, on l'appellera ϕ_m , elle est caractéristique du métal (**Figure II-1**). Le niveau du vide sur la **Figure II-1** est le niveau d'énergie d'un électron extrait du métal sans vitesse initiale, c'est-à-dire l'énergie potentielle d'un électron au repos suffisamment éloigné de sa surface pour qu'on puisse négliger la force électrostatique image – soit à plus de 100Å de la surface [1][2].

Considérons maintenant un semi-conducteur ou un isolant, le travail de sortie est défini de la même manière. Cependant, si le travail de sortie est un paramètre spécifique d'un métal, il n'en est pas de même pour un semi-conducteur en raison du fait que le niveau de Fermi de ce dernier varie fortement avec le niveau de dopage. Notons en outre que, sauf

pour les semi-conducteurs dégénérés, il n'y a pas d'électron au niveau de Fermi. On caractérise alors le semi-conducteur par un autre paramètre qui est l'énergie qu'il faut fournir à un électron situé au bas de la bande de conduction, pour l'extraire du semi-conducteur et l'amener au repos dans le vide, c'est l'*affinité électronique*, on appellera χ . On définit la même quantité pour un isolant. Ce paramètre est une grandeur spécifique du semi-conducteur ou de l'isolant [2].

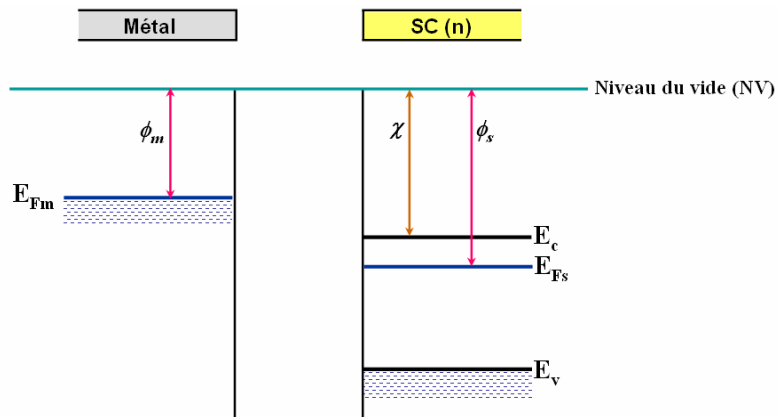


Figure II-1 : Diagramme énergétique d'un métal et d'un semi-conducteur de type n sans contact.

II.1.2. Jonction métal/semi-conducteur : modèle de Schottky-Mott

Selon le modèle proposé par Schottky-Mott [3][4], le contact métal/semi-conducteur peut être ohmique ou Schottky (redresseur) selon leur travail de sortie.

- Cas où $\phi_m > \phi_s$ – contact Schottky

Considérons le cas où le travail de sortie du métal ϕ_m est supérieur au travail de sortie ϕ_s d'un semi-conducteur de type n (**Figure II-2**). Une fois en contact les deux matériaux échangent des porteurs jusqu'à ce que l'équilibre thermodynamique soit établi dans toute la structure. Le niveau de Fermi est alors constant.

Au voisinage de l'interface métal – semi-conducteur, un électron « voit » un niveau de vide identique qu'il soit du côté métal ou de celui du semi-conducteur. C'est l'hypothèse de la continuité du niveau du vide formulée par Anderson. Côté semi-conducteur, la distance énergétique du niveau de Fermi à la bande de conduction est fortement modifiée, ce qui se traduit par l'apparition d'une zone de charge d'espace qui s'étend dans le volume jusqu'à atteindre les conditions d'équilibre. Côté métal, la très forte densité électronique (la densité d'états proche de 10^{22} cm^{-3} est de trois à quatre ordres de grandeurs plus élevée que

celle des semi-conducteurs) restreint l'étendue et le potentiel de la zone de charge d'espace à des grandeurs négligeables.

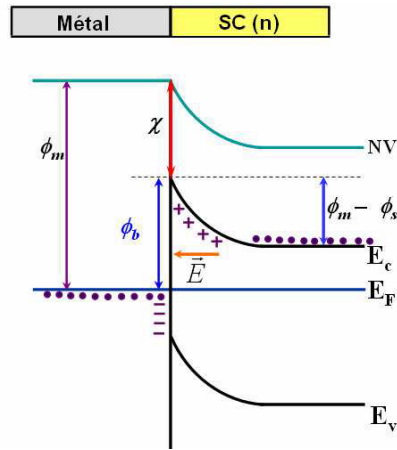


Figure II-2 : Diagramme énergétique d'une jonction métal/semi-conducteur de type n tel que $\phi_m > \phi_s$ à l'équilibre thermodynamique.

La barrière de potentiel que doit franchir l'électron pour passer du métal dans le semi-conducteur est appelée barrière Schottky ϕ_b . Sa hauteur est égale à la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semi-conducteur :

$$\phi_b = \phi_m - \chi \quad (\text{II.1})$$

La barrière de potentiel que doit franchir l'électron situé au bas de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer du semi-conducteur dans le métal est égale à $\phi_m - \phi_s$. Elle est moins élevée, que la barrière Schottky.

Si la jonction est polarisée par une tension métal – semi-conducteur V positive (**Figure II-3a**), le champ électrique appliqué est opposé au champ électrique de la zone de charge d'espace. Le champ électrique dans la zone de charge d'espace et donc la courbure des bandes diminuent. Les bandes d'énergie du semi-conducteur s'élèvent de eV . Ainsi la barrière semi-conducteur – métal diminue de eV . Mais la barrière métal – semi-conducteur reste inchangée car il n'y a pas de chute de potentiel dans un métal. Par conséquent, le flux d'électrons passant de semi-conducteur vers le métal augmente alors que le flux inverse reste inchangé. Ce flux d'électrons du semi-conducteur vers le métal, qui se traduit par un courant allant du métal au semi-conducteur, augmente exponentiellement avec la tension appliquée. La jonction est dite polarisée dans le sens passant ou direct.

Si la structure est polarisée par une tension métal – semi-conducteur V négative (**Figure II-3b**). Le champ électrique appliqué renforce le champ électrique de la zone de

charge d'espace. La zone de déplétion s'élargit et les bandes d'énergie du semi-conducteur s'abaissent de eV . La hauteur de la barrière semi-conducteur – métal augmente mais la barrière métal – semi-conducteur reste inchangée car la chute de potentiel dans le métal reste négligeable. Le flux d'électrons passant du semi-conducteur au métal diminue fortement. Par contre, le flux d'électrons du métal vers le semi-conducteur reste inchangé. Le passage d'électrons du semi-conducteur vers le métal est pratiquement bloqué et l'on observe un très faible courant qui sature dès que la tension inverse V dépasse quelques $k_B T$. La jonction est dite polarisée dans le sens « bloquant » ou inverse.

Ce contact est de type redresseur et est appelé contact Schottky.

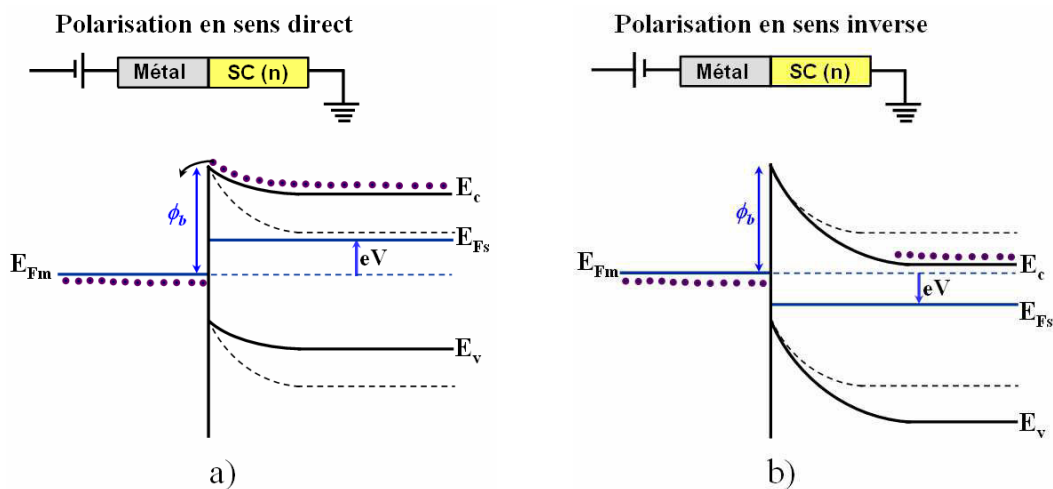


Figure II-3 : Diagramme énergétique d'un contact Schottky, a) en polarisation direct, b) en polarisation inverse.

- Cas où $\phi_m < \phi_s$ – contact ohmique

Dans le cas où le travail de sortie du métal est inférieur à celui du semi-conducteur de type n (**Figure II-4**), lors du contact, les électrons passent du métal vers le semi-conducteur. Il se crée ainsi une couche de charges positives à la surface du métal et négatives dans le semi-conducteur au voisinage de la surface, jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique donc un niveau de Fermi constant. A l'interface, l'hypothèse de continuité du niveau du vide est maintenue. On a, par suite de l'existence de ces charges, création d'un champ électrique, donc d'une courbure de bandes. Il existe alors une couche d'accumulation d'électrons côté semiconducteur. Il n'y a pas de barrière pour limiter la circulation des porteurs dans la structure. Le contact est appelé ohmique et sa caractéristique $I(V)$ est linéaire.

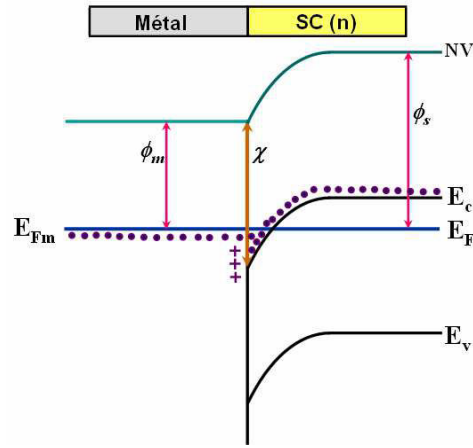


Figure II-4 : Diagramme énergétique d'une jonction métal/semi-conducteur de type n tel que $\phi_m < \phi_s$ à l'équilibre thermodynamique.

En conclusion, d'après le modèle proposé par Schottky et Mott, pour un semi-conducteur de type n, le contact métal/semi-conducteur est sensible à la différence d'énergie entre le travail de sortie du métal et l'affinité électrique du semi-conducteur. Il est ohmique si $\phi_m < \phi_s$ et redresseur si $\phi_m > \phi_s$. Dans le cas du contact redresseur, la hauteur de la barrière Schottky (en anglais Schottky Barrier Height (SBH)) est aussi sensible au travail de sortie du métal (Equation II.1). Cependant, ce modèle est peu validé par les résultats expérimentaux. De nombreuses expériences ayant porté sur de nombreux couples métal/semi-conducteur ont trouvé que la plupart des contacts sont de type redresseur et que la hauteur de la barrière Schottky est peu sensible au travail de sortie du métal [5]-[7]. En 1947, Bardeen [5] a montré que ce phénomène est dû au blocage du niveau de Fermi par les états de surface du semi-conducteur. Le modèle du contact métal/semi-conducteur proposé par Bardeen est présenté dans la partie suivante.

II.1.3. Jonction métal/semi-conducteur : modèle de Bardeen

A la surface du semi-conducteur les états électroniques sont modifiés car chaque atome n'établit des liaisons que dans un demi-espace, et dans l'autre demi-espace il reste, a priori, des liaisons non satisfaites, communément appelées *liaisons pendantes*. La stabilisation de cette surface (minimisation de son énergie) peut alors mettre en œuvre plusieurs scénarios complémentaires : restructuration de la surface (l'ordre cristallin des atomes de surface est modifié), adsorption d'atomes étrangers à la matrice (par exemple l'oxygène créant un oxyde natif). Cette réorganisation est souvent incomplète et laisse ainsi en surface une densité de liaisons pendantes. L'ensemble de ces perturbations par rapport à l'ordre cristallin de volume se traduit par la présence, en surface du semi-conducteur, d'une

densité d'états localisés. Ces états peuvent être de type donneur (i.e. neutre si occupé et chargé positivement s'il est vide) ou accepteur (i.e. chargé négativement si occupé et neutre s'il est vide). La distribution des donneurs et accepteurs dépend de la composition chimique de la surface [8].

Si ces états présentent des niveaux d'énergie situés dans le gap du semi-conducteur, ils peuvent induire l'ancrage ("pinning" en anglais) du niveau de Fermi. C'est à dire que le niveau de Fermi est fixe à cette l'interface, quel que soit les conditions aux limites imposées (potentiel appliqué, niveau de dopage du semi-conducteur).

Pour décrire ce phénomène, on définit un niveau neutre ϕ_0 comme étant le niveau le plus haut des états de surface occupés, pour une surface neutre (**Figure II-5**). Si le niveau de Fermi est supérieur à ϕ_0 , la surface est en excès d'électrons et chargée négativement. Dans ce cas les états de surface sont majoritairement des accepteurs. Au contraire, si le niveau de Fermi est inférieur à ϕ_0 , la surface est chargée positivement et les états de surface sont majoritairement des donneurs [8].

Pour un semi-conducteur intrinsèque, le niveau de Fermi coïncide avec le niveau neutre ϕ_0 . Pour un semi-conducteur uniformément dopé, le niveau de Fermi se décale légèrement par rapport à ϕ_0 afin d'ajuster la charge surfacique en fonction du changement de charge dû au dopage dans la zone de charge d'espace. Si la densité d'états de surface est suffisamment importante ($>10^{13} \text{ cm}^{-2}$), le niveau de Fermi est fixé près de ϕ_0 quel que soit le dopage du semi-conducteur [5][8], ce que l'on a coutume d'appeler l'ancrage du niveau de Fermi par les états de surface.

La **Figure II-5** présente le diagramme d'un semi-conducteur de type n où les états de surface sont majoritairement des accepteurs. Ces derniers piègent les porteurs libres et font apparaître ainsi une zone de déplétion sous la surface. La charge électronique piégée par les états de surface Q_{ES} est égale et opposée à la charge développée dans la zone de déplétion Q_{ZCE} . Il peut alors exister, à la surface du semi-conducteur, une couche d'inversion (une couche où les porteurs minoritaires sont égaux ou plus nombreux que les porteurs majoritaires). A l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi étant horizontal, les bandes se courbent vers le haut. Par conséquent, l'énergie potentielle des électrons est plus élevée en surface que dans le volume de eV_d , où V_d est la tension de diffusion induite par les états de surface. La surface nue du semi-conducteur présente une barrière qui est analogue à la barrière Schottky. On l'appelle BSBH pour Bare Schottky Barrier Height en anglais.

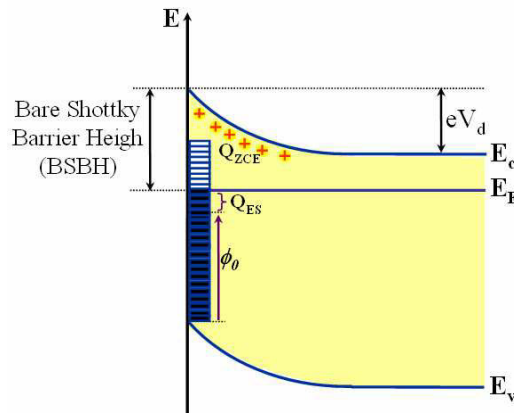


Figure II-5 : Diagrammes à l'équilibre thermodynamique d'un semi-conducteur de type *n* où les états de surface majoritaires sont accepteurs [8].

La présence des états de surface a un impact très important sur la réalisation des contacts métal/semi-conducteur car ces états participent à l'échange de porteurs lors du contact, et peuvent imposer la position du niveau de Fermi dans le cas où leur densité est importante. Pour avoir ces effets, ces états de surface doivent être spatialement séparés de la surface du métal. Autrement dit, il faut assumer la présence d'une couche diélectrique très fine (quelques monocouches) entre le métal et le semi-conducteur. Cette couche ne modifie pas les caractéristiques des états de surface du semi-conducteur et joue deux rôles : (1) séparer les charges à la surface du semi-conducteur dues aux états de surface de celles développées stockées dans le métal ; (2) modifier la différence de potentiel nécessaire à l'équilibre thermodynamique. Etant donné que l'épaisseur effective de la couche diélectrique est très faible devant la longueur d'onde des électrons, elle est alors transparente au passage de ces derniers [8].

La **Figure II-6** présente les diagrammes de bande d'un contact métal/semi-conducteur en présence des états de surface dans les deux cas $\phi_m > \phi_s$ et $\phi_m < \phi_s$. L'équilibre thermodynamique (niveau de Fermi constant) est obtenu par l'échange de charge entre le métal et les états de surface du semi-conducteur. Cette échange est lié au "vidage" (cas où $\phi_m > \phi_s$) ou "remplissage" (cas où $\phi_m < \phi_s$) de certains des états de surface. Comme les niveaux d'énergie de ces états sont très proches à cause de leur très forte densité, l'échange de charge ne produit pas d'évaluation significative du niveau de Fermi qui reste pratiquement ancré à sa position avant contact.

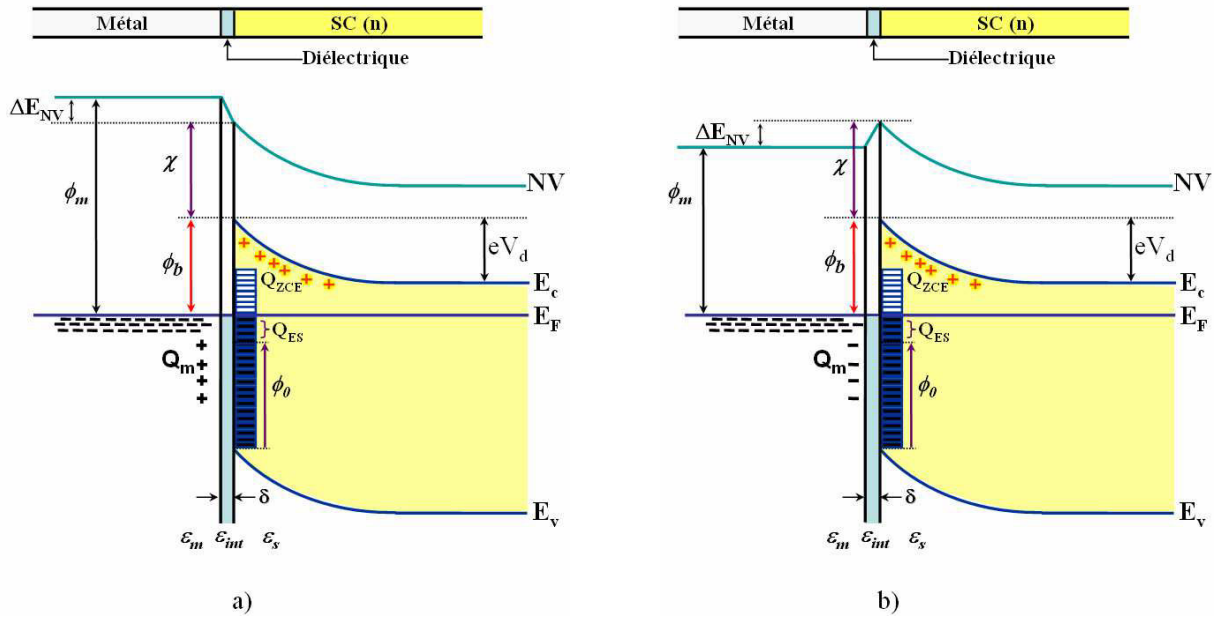


Figure II-6 : Diagrammes à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal/semi-conducteur de type en présence des états de surface dans les cas :a) $\phi_m > \phi_s$; (b) $\phi_m < \phi_s$ [7][8] (L'épaisseur du diélectrique d'interface est de quelques 0.1nm. Elle a été augmentée sur ce dessin pour le rendre plus lisible).

Dans ce modèle, la hauteur de la barrière Schottky s'écrit :

$$\phi_b = \gamma(\phi_m - \chi) + (1 - \gamma)(E_g - \phi_0) \quad (\text{II.2})$$

$$\text{Où } \gamma = \left(1 + \frac{e^2 \delta \cdot D_{ES}}{\epsilon_{int}} \right)^{-1} \quad (\text{II.3})$$

ϵ_{int} est la permittivité de la couche diélectrique entre le métal et le semi-conducteur.

γ est un paramètre sans dimension qui varie entre zéro et l'unité et dépend essentiellement de la densité des états de surface D_{ES} .

- Lorsque $D_{ES} \rightarrow \infty$ (beaucoup d'états de surface), alors $\gamma \rightarrow 0$, l'équation II.2 devient :

$$\phi_b = E_g - \phi_0 \quad (\text{II.4})$$

Dans ce cas, le niveau de Fermi est bloqué par les états d'interface à une valeur ϕ_0 au dessus de la bande de valence. La hauteur de barrière Schottky est indépendante du travail de sortie du métal.

- Lorsque $D_{ES} \rightarrow 0$ (pas d'états de surface), alors $\gamma \rightarrow 1$, l'équation II.2 devient :

$$\phi_b = \phi_m - \chi \quad (\text{II.5})$$

On retrouve l'équation du modèle établi par Schottky et Mott (Equation II.1) qui ne tient pas compte des états de surface.

En conclusion, en présence d'une forte concentration d'états de surface accepteurs, le contact métal/semi-conducteur est de nature redresseur quelque soit le travail de sortie du métal. Le modèle de Bardeen permet d'expliquer ce phénomène et montre que la hauteur de la barrière métal/semi-conducteur dépend non seulement de la différence de travail de sortie entre le métal et le semi-conducteur mais aussi de la densité des états de surface et de l'énergie du band gap. La présence d'états de surface est un problème pour la réalisation des contacts ohmiques (le contact est Schottky par défaut) et peut devenir un handicap sérieux pour la réalisation des contacts Schottky (la hauteur de barrière peut être fortement affectée). Néanmoins la densité de ces états peut être plus ou moins réduite par des traitements de surface appropriés (chimique ou plasma) juste avant le dépôt du métal [9][10].

II.1.4. Iconicité et présence d'états de surface – Modèle de Kurtin

Une autre approche, développée par Kurtin et al. [11], considère que la présence d'états de surface est reliée au caractère "ionique-covalent" du semi-conducteur. Cette iconicité est mesurée par la différence d'électronégativité des constituants du matériau. Ainsi, Kurtin et al. définissent le paramètre S qui représente la sensibilité de la barrière Schottky ϕ_b au travail de sortie du métal ϕ_m pour différents semi-conducteurs (ioniques et covalents). Cet indice est donné par :

$$S = \frac{d\phi_b}{d\phi_m} \quad (\text{II.6})$$

La Figure II-7 représente la variation du paramètre S en fonction de l'iconicité du semi-conducteur. Pour les semi-conducteurs covalents comme le silicium ou pseudo-covalents (faible ionicité) comme le GaAs, le paramètre S est très faible (proche de zéro) impliquant que la hauteur de barrière est peu sensible au travail de sortie du métal : ainsi le blocage du niveau de Fermi est favorisé.

En revanche, pour les matériaux les plus ioniques comme les nitrures d'éléments III, qui présentent une différence d'électronégativité entre ces éléments supérieure à 1eV, le paramètre S s'approche de 1 et tout se passe comme si le niveau de Fermi n'était pas bloqué en surface.

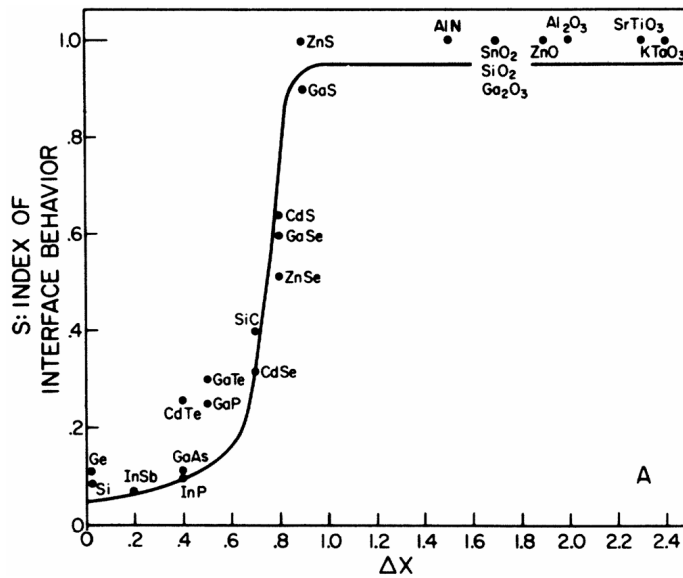


Figure II-7 : Evolution du paramètre S en fonction de la différence d'électronégativité Δx de différents semi-conducteurs [11].

II.1.5. Ancrage du niveau de Fermi à la surface de l'hétérojonction AlGaN/GaN

La différence de l'électronégativité entre les éléments constituant le GaN est de 1,87eV [12]. Selon le modèle de **Kurtin**, la surface du GaN ne présente pas d'ancrage du niveau de Fermi. En effet, la dépendance de la hauteur de barrière Schottky métal/n-GaN au travail de sortie du métal est observée dans plusieurs études [13][14]. Cependant la dépendance des hauteurs de barrières Schottky ainsi mesurées ne montrent pas un comportement monotone avec le travail de sortie du métal. De plus, le paramètre S qui a pu en être extrait est significativement différent de l'unité ($S=0.7$) (**Figure II- 8**). De leur côté **J. Dumont et al** [15] ont trouvé que la hauteur de la barrière métal/n-GaN sature à 1,1eV. Le niveau d'ancrage du niveau de Fermi de la surface GaN massif est aussi très dispersé (**Tableau II-1**). Cette dispersion peut être reliée à des contaminations de surface par l'adsorption d'espèces ioniques différentes [16].

Dans le cas d'AlGaN massif, la hauteur de la barrière Ni/Al_xGa_{1-x}N augmente avec le taux d'aluminium (linéairement dans la plage de $0 < x < 0,2$) [15][17]. Cette augmentation est cohérente avec la diminution de l'affinité électrique de l'Al_xGa_{1-x}N en fonction de x [18].

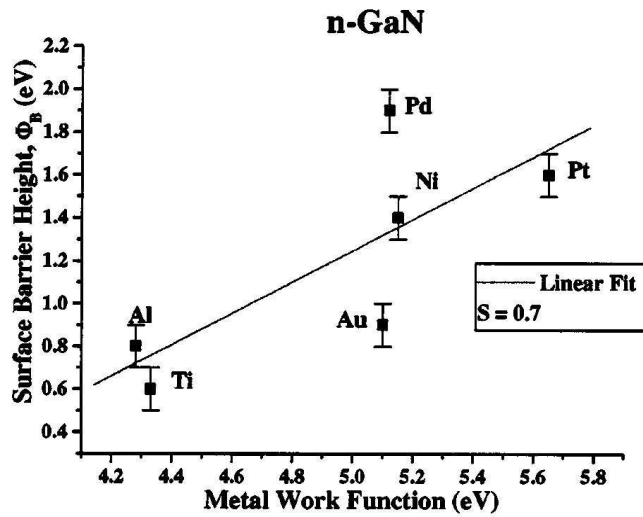


Figure II-8 : La variation de la hauteur de barrière Schottky métal/n-GaN en fonction pour différents métaux, en fonction du travail de sortie du métal [14].

Contrairement avec le cas du GaN ou AlGaN massif (i.e. en couche suffisamment épaisse), la surface de la couche AlGaN d'une hétéro-structure AlGaN/GaN présente un ancrage du niveau de Fermi entre 1,6 – 1,7eV (**Tableau II-1**), ce qui est totalement en contradiction avec les observations de **Kurtin**. L'ancrage du niveau de Fermi de l'hétéro-structure AlGaN/GaN peut être expliqué par le fait que ces matériaux sont pyroélectriques et piézoélectriques. En effet, dans l'hétéro-structure présentée **Figure II-9** la polarisation spontanée et piézoélectrique de l'AlGaN génère un plan de charges positives à l'interface AlGaN/GaN et un plan de charges négatives en surface. Une partie des charges positives de l'AlGaN est compensée par les charges négatives générées par la polarisation spontanée du GaN en supposant que ce dernier soit totalement relaxé et ne présente pas de polarisation piézoélectrique. Par conséquent, il reste à l'interface un excès de charges positives compensé par la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons. En revanche, pour que la structure soit parfaitement stable, il est fort probable que les charges négatives en surface soient compensées par l'adsorption d'espèces ioniques positives. Dès lors, cette adsorption provoque la création d'états de surface qui expliqueraient l'ancrage du niveau de Fermi des structures HEMT AlGaN/GaN. Il est bien évident que le processus de fin de croissance peut avoir un impact sur la nature des états de surface. Effectivement, si la surface de la structure est terminée par un plan d'atomes de gallium, d'azote ou d'aluminium, la mise en équilibre de la structure sera différente [16].

Les empilements HEMT sont souvent terminés par une couche fine GaN de quelques nanomètres (cap layer). Cette couche augmente le confinement du gaz 2D d'électrons, la

hauteur effective de la barrière Schottky (voir **Figure II-18**) [19], protège la surface de l'oxydation (aluminium est sensible à l'oxydation) [20][21]. Dans ce cas, le BSBH (Bare Schottky Barrier Height) se trouve autour de 1eV [22].

Surface	BSBHs (eV)	Remarques	Réf
GaN	0,3		[16]
GaN	0,7		[23]
GaN	1,0		[24]
GaN	1,3 – 1,4	L'échantillon exposé dans l'air ambiante. La surface riche en gallium, oxydée et contaminée.	[25]
GaN/Al _{0,32} Ga _{0,68} N/GaN	0,9 – 1	$t_{\text{AlGaN}} = 20\text{nm}$; $t_{\text{GaN cap}} = 5 - 228\text{nm}$	[22]
Al _{0,24} Ga _{0,76} N/GaN	1,6	$t_{\text{AlGaN}} = 100 - 450\text{nm}$, BSBHs $\notin t_{\text{AlGaN}}$	[26]
Al _{0,32} Ga _{0,68} N/GaN	1,7	$t_{\text{AlGaN}} = 5 - 40\text{nm}$	[22]
Al _{0,34} Ga _{0,66} N/GaN	1,65	$t_{\text{AlGaN}} > 3,5\text{nm}$	[27]
Al _{0,35} Ga _{0,65} N/GaN	1 – 1,7	$t_{\text{AlGaN}} = 50 - 440\text{nm}$ $t_{\text{AlGaN}} < 20\text{nm}$: BSBHs augmentent avec t_{AlGaN} $t_{\text{AlGaN}} > 20\text{nm}$: BSBHs commencent à saturer autour de 1,7eV	[28]

Tableau II-1 Valeurs du BSBH issues de la littérature pour différentes surfaces.

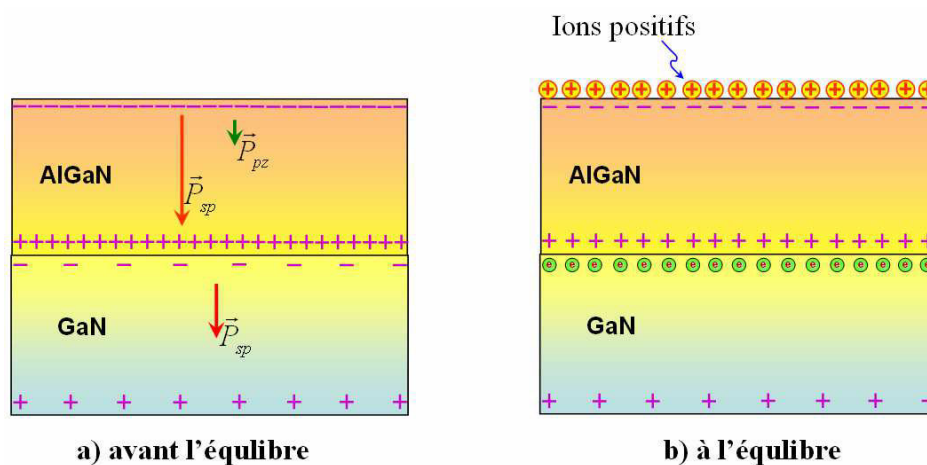


Figure II-9 : Représentation de la mise à l'équilibre thermodynamique d'une structure AlGaN/GaN par la formation d'un gaz 2D et l'adsorption d'ions positifs en surface [16].

II.1.6. Mécanismes de conduction dans un contact Schottky

Les processus de conduction électrique observables dans une diode Schottky sont de plusieurs natures. La **Figure II-10** présente les principaux mécanismes de conduction intervenant dans une diode Schottky sous polarisation directe et inverse. Afin d'alléger le dessin, l'éventuelle fine couche de diélectrique entre le métal et le semi-conducteur n'a pas été représentée [16][29].

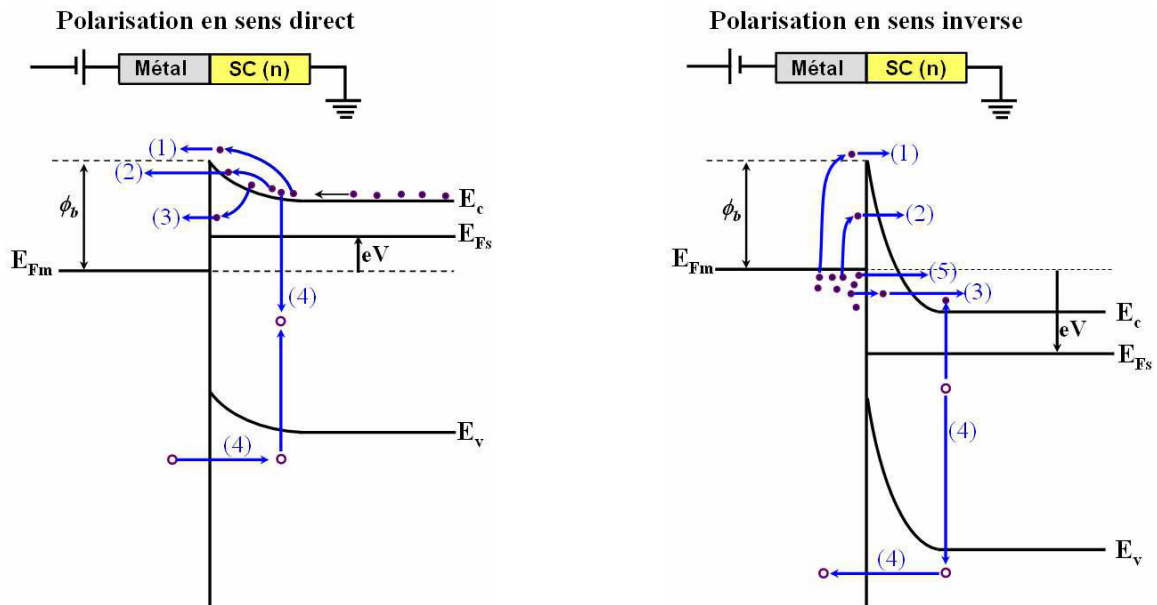


Figure II-10 : Représentation simplifiée des principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact Schottky sous polarisation directe et inverse.

- Polarisation directe :

(1) L'énergie cinétique acquise par certains électrons est suffisante pour qu'ils puissent franchir la barrière semi-conducteur/métal, c'est *l'émission thermoïonique*.

(2) L'énergie cinétique de certains électrons est suffisante pour qu'ils traversent par effet tunnel la barrière semi-conducteur/métal à une énergie où elle est suffisamment étroite. Il s'agit de *l'effet tunnel activé thermiquement*.

(3) Les électrons passent à travers la barrière semi-conducteur/métal en deux étapes successives : de la bande de conduction vers un défaut localisé de la bande interdite puis de ce défaut au métal. C'est *l'effet tunnel assisté par défauts*.

(4) Lorsque le semi-conducteur présente des centres profonds dans la bande interdite, ceux-ci peuvent être le siège de mécanismes de génération-recombinaison. Sous polarisation directe, les porteurs peuvent alors se recombiner via les centres au voisinage de l'interface. C'est *la recombinaison des paires électron-trou assistée par des défauts*.

- Polarisation inverse :

On retrouve les mêmes mécanismes qu'en polarisation directe :

(1) *Emission thermoïonique*.

(2) *Effet tunnel activé thermiquement*.

(3) *Effet tunnel assisté par défauts*.

Ainsi que des variantes :

(4) Lorsque le semi-conducteur présente des centres profonds, ceux-ci peuvent être le siège de mécanismes de génération-recombinaison. Sous polarisation inverse, ce mécanisme se traduit par la génération de paires électron-trou. C'est la *génération des paires électrons-trou assistée par des défauts*.

(5) Sous l'action d'une polarisation inverse, la courbure de bande dans le semi-conducteur augmente ce qui réduit l'épaisseur de la barrière métal/semi-conducteur à l'énergie du quasi-niveau de Fermi dans le métal. Par conséquent les électrons peuvent passer directement à travers la barrière. C'est l'*effet tunnel direct*.

II.2. Etat de l'art des contacts ohmiques du HEMT AlGaIn/GaN

La réalisation des contacts ohmiques pour les HEMT AlGaIn/GaN est basée sur celles adoptées pour n-GaN. Pour cette raison, nous faisons un résumé sur la réalisation des contacts ohmiques sur n-GaN avant de parler de l'état de l'art de la réalisation des contacts ohmiques sur le gaz 2D d'électrons de l'hétérojonction AlGaIn/GaN.

- Contact ohmique sur n-GaN

L'ancrage du niveau de Fermi n'est pas systématique à la surface du n-GaN (**Tableau II-1**). Dans le cas idéal (pas d'états de surface), le contact ohmique peut être réalisé sur n-GaN en choisissant les métaux dont le travail de sortie est plus faible que celui du n-GaN. L'aluminium ($\phi_{Al} = 4.28\text{eV}$ [30]) et le titane ($\phi_{Ti} = 4.33\text{eV}$ [30]) sont les premiers choix car leur travail de sortie est très proche de l'affinité électronique du GaN ($\chi_{GaIn} = 4.1\text{eV}$) [31], ce qui permet d'avoir la configuration d'un contact ohmique ($\phi_m < \phi_s$) (**Figure II-8**).

Les premiers contacts ohmiques sur n-GaN (3.10^{18}cm^{-3}) ont été obtenus par un simple dépôt d'aluminium par **Foresi et Moustakas** [31]. Néanmoins, les contacts sont assez résistifs avec la résistance spécifique de l'ordre de $10^{-3}\Omega\text{cm}^2$. Ce résultat prouve que la surface GaIn de cette étude ne présente pas (ou très peu) d'états de surface, donc pas d'ancrage du niveau de Fermi.

Cependant, les contacts par un dépôt simple d'aluminium sur n-GaN ($\sim 10^{17}\text{cm}^{-3}$) ne sont pas ohmiques dans le travail de **Lin et al** [32]. Les contacts ne deviennent ohmiques qu'avec une résistance spécifique de l'ordre $10^{-3}\Omega\text{cm}^2$ lorsqu'ils ajoutent une couche de titane entre n-GaN et aluminium. De plus, après un recuit de 900°C pendant 30s sous azote,

la résistance du contact n-GaN/Ti/Al diminue de 3 ordres de grandeur et atteint $8.10^{-6}\Omega\text{cm}^2$. Cette réduction significative de la résistance est ainsi expliquée par la forte réaction entre le titane et le GaN à haute température pour former le semi-métallique TiN. La consommation d'azote pour former le TiN, se traduit par une augmentation de la densité de lacune d'azote dans le GaN sous le métal. Les lacunes de nitrure jouant le rôle du dopage n dans le GaN, la région sous le métal devient fortement dopée n et forme la configuration nécessaire pour favoriser les courants tunnels et donc réduire la résistance du contact. Le recuit à haute température est donc nécessaire pour réduire la résistance des contacts n-GaN/Ti/Al.

L'empilement Ti/Al est ensuite devenue la métallisation la plus adaptée pour les contacts ohmiques sur n-GaN. En effet, les contacts n-GaN/Al est assez résistifs, les contacts n-GaN/Ti nécessitent une température de recuit élevée ($>900^{\circ}\text{C}$) pour avoir une faible résistance, les contacts n-GaN/Ti/Al nécessitent un recuit rapide (15s) à température moins élevée (600°C) et sont les moins résistifs [33]. L'amélioration des contacts par Ti/Al par rapport aux contacts par Titane seule est expliquée dans les travaux de **B. P. Luther et al** [33] et **B. Van Deale et al** [34].

B. P. Luther et al [33] a montré que lors du recuit, l'aluminium diffuse à travers le titane et se trouve à l'interface n-GaN/métal. Il suppose que le travail de sortie de la phase intermétallique Ti-Al est faible (similaire à celui d'aluminium) ce qui diminue la barrière du contact et favorise le passage des courants. Selon **B. Van Deale et al** [34], la forte réaction entre Ti et GaN lors du recuit crée des cavités sous le TiN ce qui dégrade la surface de contact. En présence d'aluminium dans le contact (i.e. Al/Ti sur GaN), la réaction diminue et une très mince couche (0,5nm) de TiN a été observée et sans formation de cavités au dessous [34].

Cependant, Ti et Al sont sensibles à l'oxydation. A la surface du contact, Al_2O_3 peut se former et rendre le contact très résistif. De plus, l'aluminium tend à faire des bulles lors du recuit à cause de sa faible température de fusion (600°C), ce qui rend la morphologie de la surface du contact Ti/Al assez rugueuse [20][21]. L'or a été choisi pour protéger les contacts de ces problèmes pour sa très faible oxydation et sa température de fusion élevée (1063°C) [20]. De plus la faible résistivité de l'or est favorable pour la prise de contact.

Mais l'or peut diffuser à travers l'empilement Ti/Al lors du recuit et se retrouve à l'interface métal/n-GaN. Le contact Au/n-GaN peut être Schottky à cause du travail de sortie élevé de l'or (4,8eV [21]). Sa présence peut donc dégrader le contact [21]. Pour éviter ce problème, on ajoute une couche de métal entre l'or et l'aluminium. Le métal est choisi tel qu'il soit imperméable à l'or et à l'aluminium. Ainsi il supprime la diffusion de l'or vers l'intérieur du contact et de l'aluminium vers l'extérieur. Il est appelé « barrière de diffusion ». Plusieurs métaux ont été utilisés à cet effet : Pt [21], Ti [35][36], Mo[37], Ni [38], Pd [39]

En conclusion, les contacts ohmiques les moins résistifs sur n-GaN sont réalisés par un empilement **Ti/Al/métal/Au** suivi d'un recuit entre 750 – 900⁰C. Le choix de la barrière de diffusion (noté « métal » dans l'empilement ci-dessus) ainsi que l'épaisseur de chaque couche métallique ne font pas consensus. Au contraire, elles présentent de fortes variations dans la littérature.

- Contact ohmique du HEMT AlGaN/GaN

La réalisation des contacts ohmiques optimisés sur n-GaN (voir la description ci-dessus), est ainsi appliquée pour réaliser les contacts ohmiques sur le gaz 2D d'électrons à l'interface AlGaN/GaN.

Compte tenu du fait que la barrière en AlGaN n'est pas dopée et que le gaz 2D d'électrons est séparé de la surface libre par une barrière de potentiel à la fois haute (1,6 - 1,7eV) (**Tableau II-1**) et épaisse (25-30nm), la diminution de l'épaisseur de la barrière pour rapprocher le métal au gaz 2D d'électrons est nécessaire pour favoriser le courant tunnel. L'épaisseur de la barrière peut être réduite par une gravure sèche ou par l'augmentation de la formation de TiN (réaction en phase solide) [40]-[42]. La gravure par RIE ou ICP à base de chlore (SiCl₄, BCl₃/Cl₂) est couramment utilisée. Cette gravure est essentielle pour le bon contact car non seulement elle réduit l'épaisseur de la barrière, mais aussi elle élimine la surface oxydée et crée les lacunes d'azote à la surface. La surface après gravure devient donc dopée de type n [38][43]. De plus, la surface rugueuse après la gravure augmente la surface de contact et favorise la diffusion du titane dans l'(Al)GaN [20][44]. La gravure par le plasma fluoré est aussi abordée dans la littérature. Ce plasma peut créer plus de lacunes d'azote à la surface grâce à la formation des volatiles NF_x. **Zhou et al.** [45] ont obtenu des contacts ohmiques dont la résistance spécifique est de 5,85.10⁻⁷Ω.cm² avec une gravure sèche utilisant à la fois du fluor et du chlore (CCl₂F₂).

Il existe une épaisseur minimale de la barrière en AlGaN (~ 5nm) pour que le gaz bi-dimensionnel d'électrons existe à l'interface AlGaN/GaN [26]-[28][46]. La profondeur de gravure totale (profondeur gravée par plasma et épaisseur d'AlGaN consommée pour former la couche de TiN) ne doit pas dépasser cette valeur critique. D'autre part, la formation de TiN dépend fortement de l'épaisseur de la couche titane, du rapport Ti/Al dans l'empilement de la métallisation, du taux d'aluminium dans l'AlGaN, du temps et de la température de recuit [47]-[49]. L'optimisation de la consommation de la barrière AlGaN est donc le point-clef de la mise au point de contacts peu résistifs. Elle devra trouver un compromis maximiser le courant tunnel (barrière fine, forte densité électronique dans le gaz bi-dimensionnel).

Le choix du métal barrière dans l'empilement Ti/Al/métal/Au est aussi important. Plusieurs études ont montré que ce métal n'est pas simplement une barrière d'inter-diffusion entre les couches d'or, de titane et d'aluminium, car il réagit aussi avec ces métaux et a une influence sur la fiabilité du contact. La première métallisation de type Ti/Al/métal/Au a été réalisée en Ti/Al/Ni/Au sur n-GaN par **Zhifang Fan** en 1996 [38]. La résistance spécifique obtenue dans ce travail ($8,9 \cdot 10^{-8} \Omega \text{cm}^2$) est environ deux ordres de grandeur plus faible que celles obtenues sur n-GaN avec l'empilement Ti/Al [32]. Mais cette étude a également montré la dégradation du contact par la diffusion de nickel dans GaN. La diffusion de nickel peut être réduite en augmentant l'épaisseur de la couche d'aluminium. **Dong-Feng Wang** [36] a remplacé la barrière en nickel par une barrière en titane. Ce choix résout à la fois le problème de diffusion de la barrière et l'excès d'aluminium. En effet, l'aluminium est entièrement transformé en phase intermétallique Ti-Al grâce aux deux couches de titane qui l'entourent. Il n'y a pas d'effet de bullage caractéristique des recuits de l'aluminium, la surface de contact reste lisse. D'autre part, **Ching-Ting Lee et al.** [21] ont montré la stabilité thermique à long terme en utilisant la barrière en platine. La résistance spécifique de contact ($7 \cdot 10^{-6} \Omega \text{cm}^2$) reste stable malgré des recuits de plus de 600min à 750°C , 540min à 850°C , et 60min à 950°C . L'empilement Ti/Al/Pd/Au [39] marque un record de la résistance du contact sur n-GaN ($4,21 \cdot 10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$) avec un recuit à faible température (500°C) pendant 8min. Le contact a une bonne stabilité thermique. Le temps moyen pour que la résistance spécifique augmente de 50% à 150°C est de $1,22 \cdot 10^{12} \text{h}$. La tendance récente est l'utilisation d'une barrière de diffusion en molybdène. La température de fusion de molybdène est significativement plus élevée que celle du nickel, du titane, du palladium et du platine. En outre, les diagrammes de phases

binaires montrent que l'or a moins 1% de solubilité dans le molybdène à la température de recuit de 850⁰C, tandis que sa solubilité dans le titane et dans le platine est nettement plus élevée. Elle peut atteindre 100% (totalement mélangé) dans le nickel et le palladium. La barrière en molybdène est très stable thermiquement : la résistance spécifique n'est pas dégradée après un recuit à 500⁰C pendant 360h [37]. **Fatih M. Mohammed et al.** [50] compare les contacts Ti/Al/métal/Au sur l'AlGaIn/GaN où la couche « métal » est le titane, molybdène, platine, iridium, nickel, tantale et niobium. Les résultats montrent que les contacts à faible résistance peuvent être obtenus avec toutes ces barrières à des températures de recuit différentes. Mais la morphologie de surface et la définition des bords de contact sont différentes. Les meilleurs cas ont été réalisés avec les empilements Ti/Al/Mo/Au et Ti/Al/Pt/Au.

La désoxydation de la surface juste avant la métallisation est une étape indispensable pour obtenir des contacts ohmiques de faible résistance, car l'élimination de la surface oxydée diminue la hauteur de la barrière Schottky et la profondeur de la zone déplétée sous le contact [51]. Les solutions couramment utilisées pour désoxyder la surface d'(Al)GaIn sont BOE, l'eau régale ou le HCl. **X. J. Zhou et al.** [45] montre que le contact traité par immersion pendant 2 minutes dans du BOE bouillant a une résistance plus faible que celui traité pendant 2min dans HCl 50% ou dans l'eau régale bouillante. De son côté, **E. F. Chor et al.** [39] a montré que la désoxydation par HCl (10min, dans la solution (1)HCl :- (1)H₂O) n'est pas efficace. En effet l'adhésion entre métal et semi-conducteur n'est pas bonne : soit le métal est décollé au lift-off, soit des bulles se forment après le recuit. Tandis que le contact désoxydé dans l'eau régale bouillante (10min, dans la solution (1)HNO₃ :- (3)HCl) a une bonne adhésion, une bonne morphologie de surface et des caractéristiques électriques supérieures. Cependant, les meilleures performances sont obtenues pour des concentrations de solution et des temps de traitement qui diffèrent selon les auteurs.

Les travaux de **Liang Wang et al.** [52][53] donnent une vision plus claire sur la formation du contact Ti/Al/Mo/Au sur n-GaN et AlGaIn/GaN. Dans le cas de n-GaN, une couche de TiN (5-20nm d'épaisseur) se forme continuellement à l'interface métal/n-GaN (**Figure II-11a**). Dans le cas d'AlGaIn/GaN, le TiN peut se former de deux façons différentes. La manière la plus courante est la formation d'îlots discrets de TiN le long des dislocations. Ces îlots de TiN pénètrent de 30 – 40nm dans le GaN (sous la barrière AlGaIn) et ont la largeur comprise entre 40 et 150nm (**Figure II-11b**). La deuxième manière est la

formation d'une couche granulaire de TiN à l'interface métal/AlGaN (**Figure II-11b**). L'épaisseur de cette couche est d'environ 5-7nm, et les grains mesurent environ 10nm.

La différence de la formation de TiN dans les cas de GaN et d'AlGaN/GaN est due à la différence d'enthalpie entre GaN et AlGaN [52]. En effet, la vitesse de la formation de TiN sur l'AlGaN est inférieure à celle sur GaN, ce qui cause la formation préférentielle des îlots de TiN et la formation secondaire de couches granulaires dans le cas de l'hétérostructure AlGaN/GaN. Il n'y a pas de différence de vitesse de formation dans le GaN massif, la couche TiN se forme de façon régulière sur GaN [52].

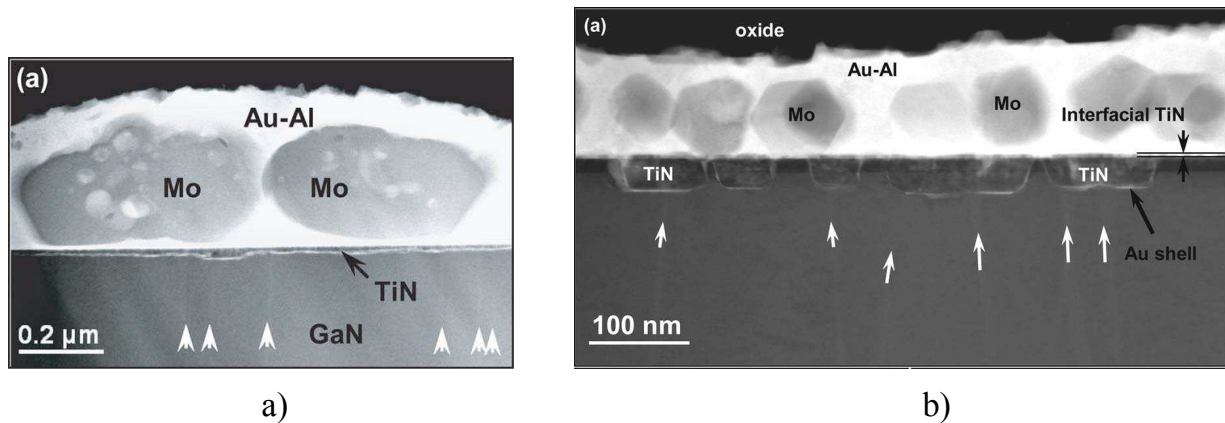


Figure II-11 : Image Low magnification Z-contrast du contact Ti/Al/Mo/Au sur n-GaN (a) et AlGaN/GaN (b) après le recuit à 850°C pendant 30s dans l'ambient de N₂. Les dislocations sont indiquées par les flèches blanches [52].

Ces travaux de **Liang Wang et al.** montrent l'échec du rôle de barrière de diffusion de molybdène dans les deux cas de n-GaN et AlGaN/GaN. La couche de molybdène semble être morcelée en particules par le recuit. L'or diffuse à l'intérieur et se trouve autour des îlots de TiN et en dessous de la couche de TiN (les tâches blanches autour des îlots de TiN et en dessous de la couche de TiN dans la **Figure II-11**). Dans le cas d'AlGaN/GaN, la diffusion de l'aluminium vers l'extérieur rend la surface du contact rugueuse et couverte d'une couche oxydée d'environ 30nm (**Figure II-11b**). Le mélange Au-Al à la surface contient moins de 20% d'aluminium. Il s'agit bien d'une solution solide d'aluminium dans l'or et non pas une phase intermétallique.

La résistance spécifique obtenue par cet empilement Ti/Al/Mo/Au 15/60/35/50nm, sur n-GaN et AlGaN/GaN est de l'ordre 10⁻⁷Ω.cm² [37][54]. Ces bons résultats prouvent que la présence de l'or dans la région de contact ne dégrade pas le contact.

Baser sur ces observations, le mécanisme de la formation de contact du Ti/Al/Mo/Au sur n-GaN et AlGaN/GaN est proposé dans le travail de **Liang Wang et al.** [52]. Sur n-

GaN, le contact est assuré par le courant tunnel et la baisse de la hauteur de barrière Schottky. Sur AlGaN/GaN, le contact est assuré par le courant tunnel à travers la barrière AlGaN et surtout le courant direct à travers les îlots de TiN. Ce mécanisme est appelé “épineux” et il est illustré dans la **Figure II-12**.

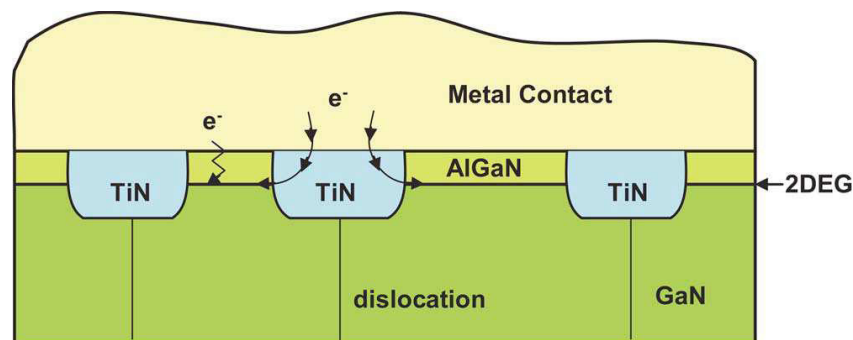


Figure II-12 : Schéma du mécanisme de contact “épineux” [52].

Le mécanisme “épineux” a aussi été observé par **Yuvaraj Dora** [55]. Dans ce travail, les contacts ohmiques sur des MESFET en GaN et des HEMTS AlGaN/GaN sont réalisés avec un empilement de Ti/Al/Ni/Au 20/120/30/50nm, recuit à 870⁰C. Le métal est ensuite enlevé par deux solutions HF:HNO₃=1:1 et HCl:HNO₃=3:1. La surface après l’élimination du métal est observée par Microscope Optique et l’AFM. Dans le cas d’AlGaN/GaN, la trace du métal est nette, la surface est très rugueuse avec des creux en forme d’épines d’environ 100nm de profondeur (**Figure II-13**). Dans le cas du GaN MESFET, la réaction entre métal et GaN consomme uniformément 25 à 30nm de GaN sans former d’épines. L’auteur suppose aussi que, compte tenu de la plus grande difficulté de créer une couche de TiN sur AlGaN que sur GaN (voir page précédente), la croissance des îlots de TiN est localisée au voisinage des dislocations dans la couche de GaN. Cette inhomogénéité est responsable de ces épines observées.

La dislocation joue un rôle important sur la formation du contact ohmique Ti/Al/métal/Au sur AlGaN/GaN. La formation d’épines est observée avec l’empilement Ti/Al/Mo/Au mais n’est pas observée avec l’empilement Ta/Al/Mo/Au bien que le même process ait été utilisé. La résistance spécifique du contact obtenue avec l’empilement Ti/Al/Mo/Au est de $2,96.10^{-7}\Omega\text{cm}^2$, un ordre de grandeur de moins par rapport à celle obtenue avec l’empilement Ta/Al/Mo/Au ($1,09.10^{-6}\Omega\text{cm}^2$) [54].

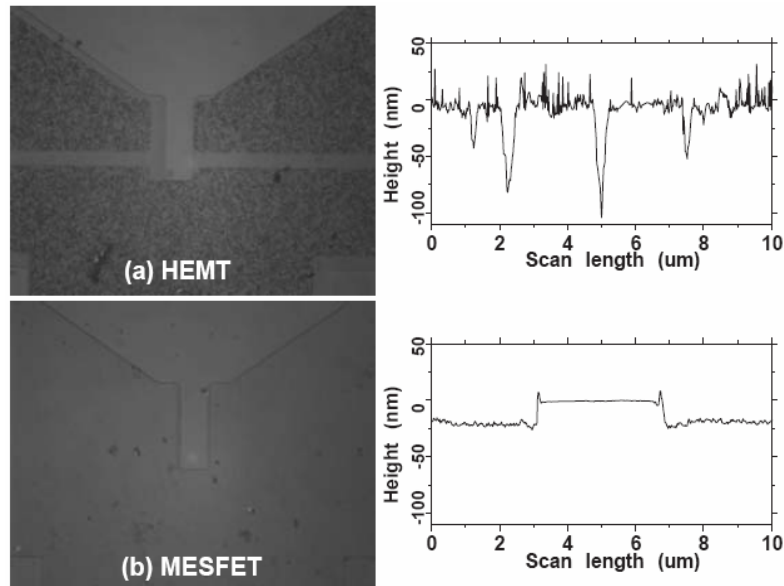


Figure II-13 : Image Microscope Optique et profil AFM des régions du contact ohmique après l'élimination du métal du : a) HEMT, b)MESFET [55].

Le contact direct sur le gaz bi-dimensionnel d'électrons est aussi reporté par **Liang Wang et al.** [56]. La barrière est entièrement gravée et le gaz bi-dimensionnel d'électrons est en contact direct au côté du contact. Le contact a une résistance de $0,26\Omega\cdot\text{mm}$ et la résistance spécifique est de $1,7\cdot 10^{-6}\Omega\text{cm}^2$.

Le **Tableau II-2** résume les informations principales issues de la littérature sur les process et les résistances de contact ohmique obtenues sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN.

L'épaisseur de chaque couche métallique dans l'empilement Ti/Al/métal/Au et la condition de recuit sont différentes d'un auteur à l'autre (**Tableau II-2**). L'optimisation de la métallisation Ti/Al/Ni/Au sur n-AlGaIn/GaN est présentée dans le travail de **B. Jacobs et al.** [58]. D'abord, le rapport Ti/Al est optimisé en variant l'épaisseur d'aluminium et en fixant l'épaisseur de titane (20nm), de nickel (40nm), et d'or (150nm). Le contact est recuit à 900°C pendant 30s sous azote. La plus faible résistance de contact est obtenue pour le rapport Ti/Al égal à 1:6. En maintenant ce rapport, on trouve un minimum de la résistance de contact pour une épaisseur de titane de 30nm. Ensuite, l'optimisation de la température de recuit avec l'empilement Ti/Al/Ni/Au 30/180/40/150nm est faite avec des recuits à 700, 800, 900 et 1000°C pendant 30s. Le recuit à 900°C donne la plus faible résistance ($7,3\cdot 10^{-7}\Omega\text{cm}^2$). La dégradation de la résistance par changement d'épaisseur de nickel également été observée dans ce travail.

Yunju Sun [57] reporte une autre façon d'optimiser la métallisation Ti/Al/Ni/Au sur $\text{Al}_{0,38}\text{Ga}_{0,62}\text{N/GaN}$. L'empilement Ni/Au est fixé à 40/50nm. Le rapport Ti/Al est fixé à 1:5 et 1:6. L'épaisseur de titane varie de 15 à 30nm par pas de 5nm. Un recuit à 800°C sous

azote est pratiqué pendant 30, 45, 60 et 75s. La plus faible résistance de contact ($0,4\Omega.\text{mm}$) est obtenue pour un rapport Ti/Al 1:5, une épaisseur de titane de 30nm, et un temps de recuit de 30s.

	Gravure	Recuit	TiN	AlGaIn restant	Rsh (Ω/\square)	R _c ($\Omega.\text{mm}$)	ρ_c ($\Omega.\text{cm}^2$)	Réf
Ti/Al/Mo/Au 15/60/35/50nm (Contact direct)	RIE SiCl ₄	850 ⁰ C 30s N ₂	10nm (Sur GaN)	0	--	0,26	$1,7.10^{-6}$	[56]
Ti/Al/Mo/Au 15/60/35/50nm	RIE SiCl ₄ 400V	850 ⁰ C 30s N ₂	6 – 7nm	18nm	270	0,46	$6,42.10^{-6}$	[47]
Ti/Al/Mo/Au 30/60/35/50nm	RIE SiCl ₄ 300V		20 – 25nm	8 – 11nm		0,33	$3,7.10^{-6}$	
Ti/Al/Mo/Au 15/60/35/50nm	RIE SiCl ₄	850 ⁰ C 30s N ₂	5 – 7nm	13nm	--	--	--	[52]
Ti/Al/Mo/Au 15/60/35/50nm	RIE SiCl ₄	850 ⁰ C 30s N ₂	--	--	434	0,17	$2,96.10^{-7}$	[54]
Ti/Al/Mo/Au 30/150/40/50nm	Non	800 ⁰ C 30s N ₂	--	--	600	0,4	--	[57]
Ti/Al/Ti/Au 20/120/40/50nm	RIE CCl ₂ F ₂	900 ⁰ C 30s N ₂	--	--	481	0,25	$5,85.10^{-7}$	[45]
Ti/Al/Ni/Au 20/120/30/50nm	Non	870 ⁰ C	--	--	--	--	--	[55]
Ti/Al/Ni/Au 30/180/40/150	Non	900 ⁰ C 30s N ₂	--	--	550	0,2	$7,3.10^{-7}$	[58]
Ti/Al/Ni/Au 15/220/40/50nm	Non	700 ⁰ C 60s Ar	--	--	--	--	$2,8.10^{-6}$	[59]

Tableau II-2 Les records de résistance de contacts ohmiques sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN.

En conclusion, la formation du contact ohmique Ti/Al/métal/Au sur AlGaIn/GaN est basée sur la réaction entre le titane et l'AlGaIn pour former une couche de TiN à l'interface métal/AlGaIn et des îlots de TiN le long des dislocations. Ceci donne deux mécanismes de conduction : courant tunnel à travers la barrière et courant le long des épines. Ces deux configurations demandent l'optimisation de plusieurs paramètres : le traitement de surface avant le dépôt métallique (gravure, désoxydation), l'épaisseur de chaque métal dans l'empilement, le temps et la température de recuit. La fiabilité du contact dépend du choix du métal barrière. Le molybdène et platine sont, d'après la littérature, les meilleurs candidats.

II.3. Etat de l'art des contacts Schottky du HEMT AlGaIn/GaN

La hauteur de la barrière Schottky est un des paramètres les plus importants du contact Schottky. Pour les HEMTs AlGaIn/GaN, la grille avec une barrière élevée permet de réduire les courants de grille et donc d'augmenter la tension de claquage et la tension de polarisation en mode on [60].

La réalisation des contacts Schottky des HEMTs AlGaIn/GaN, basée sur celle développée pour les diodes n-GaN et n-AlGaIn est cependant différente de celles-ci. Pour cette raison, l'état de l'art des contacts Schottky métal/n-GaN, métal/n-AlGaIn et métal/AlGaIn/GaN sera présenté ci-dessous dans cet ordre.

- Contacts Schottky sur n-GaN

La surface du GaN ne présente pas d'ancrage du niveau de Fermi (voir II.1.4 et II.1.5). Théoriquement, tous les métaux dont le travail de sortie est plus élevé que l'affinité électronique du GaN ($\chi_{\text{GaN}} = 4,1\text{eV}$) sont de bons candidats pour former les contacts Schottky sur n-GaN. La hauteur de la barrière augmente avec le travail de sortie du métal.

En réalité, le travail de sortie du métal n'est pas le seul paramètre décisif pour la hauteur de la barrière Schottky métal/GaN [61][62]. Cette dernière dépend aussi à l'état de la surface GaN et la réaction métal – GaN [13].

La surface du GaN épitaxié présente une absorption chimique active qui explique la formation d'oxydes natifs (Ga-O et/ou N-O) [63] et d'hydroxydes [64]. Ces espèces adsorbées créent des états de surface qui facilitent les courants de fuite (tunnels assistés par les défauts), et peuvent engendrer un ancrage du niveau de Fermi dans le cas où leur concentration est importante [12]. Une désoxydation efficace de la surface juste avant le dépôt du métal est donc absolument nécessaire.

Les solutions acides (HCl, HF, BOE (NH₄F : HF), l'eau régale (1HCl : 3HNO₃)) ou des solutions alcalines (NH₄OH, NaOH) ; (NH₄)₂S_x sont utilisées pour la désoxydation de la surface GaN dans la littérature. HCl est plus efficace pour éliminer les oxydes, HF est plus efficace pour éliminer les contaminations carbonées et/ou hydrocarbonées [13]. **Q.Z.Liu et al** [65] montrent que : l'eau régale bouillante nettoie mieux la surface GaN que HCl ou HF; Les acides HCl et HF ont des actions équivalentes et peuvent remplacer l'eau régale dans le cas où cette dernière n'est pas adaptée (par exemple le cas où il y a un masque en résine à la surface GaN). Les études réalisées par **Yow-Jon Lin et al** [66][67] montrent que le traitement de la surface par la solution (NH₄)₂S_x permet d'obtenir les

hauteurs de la barrière Schottky Ni(Au)/GaN très proches de celle du modèle Schottky-Mott (pas d'états de surface). La réduction des états de surface est due à la formation des liaisons Ga-S qui occupent les lacunes d'azote et réduisent les liaisons pendantes de Gallium [67]. D'après **Jong Kyu Kim et al** [68], le traitement par la solutions $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ protègent la surface GaN de l'oxydation par les liaisons Ga-S et N-S. Néanmoins, il n'y a pas d'étude qui compare l'efficacité de toutes les solutions ci-dessus.

Le nettoyage de surface GaN par le plasma d'Argon est aussi abordé dans la littérature [16][66], mais la surface après le traitement présente une concentration d'oxygène importante [16], et un ancrage du niveau de Fermi à 0,5eV sous la bande de conduction [66].

L'interaction métal – GaN est aussi un paramètre important pour les contacts Schottky. Le contact peut être intime ou superficiel selon que le métal interagit ou pas avec le GaN. De plus les produits de l'interaction peuvent influencer la hauteur de barrière et la nature de l'interface. A titre d'exemple, les contacts Al/GaN et Ti/GaN sont significativement différents malgré des travaux de sortie similaires pour l'aluminium et le titane ($\phi_{\text{Al}} = 4,28\text{eV}$, $\phi_{\text{Ti}} = 4,33\text{eV}$). En effet, la formation d'une couche interfaciale en AlN dans un cas, en TiN dans l'autre se traduit pour le premier par un comportement métal/isolant/semi-conducteur (Al/AlN/GaN) alors que le second agit comme un simple empilement métal/semi-conducteur (Ti/TiN/GaN) [69].

La hauteur de la barrière Schottky métal/n-GaN en fonction du différents métaux fait l'objet de plusieurs études. Les résultats montrent que la hauteur de la barrière augmente avec le travail de sortie du métal. Mais le rapport entre la variation de la hauteur de la barrière et la variation du travail de sortie du métal n'est pas égal à un ; il est de l'ordre de 0,7 (**Figure II-8**). De plus, on observe des valeurs différentes suivant les expériences réalisées et les incertitudes associées sont assez forte [15]. Ces variations semblent être liées à plusieurs mécanismes de conduction, aux méthodes de mesure employées, et aussi à des facteurs concernant le matériau lui-même et aux procédés de fabrication utilisés (le traitement de surface, le recuit ...). Les études menées ont permis d'obtenir des hauteurs de barrières plus ou moins proches de celle prévue par le modèle Schottky-Mott.

Les contacts Schottky réalisés par le dépôt d'un seul métal ne sont pas assez stables, en particulier lors des traitements thermiques. L'inter-diffusion entre le métal et le semi-conducteur, lors du fonctionnement du dispositif à haute température, peut dégrader le

contact et générer un vieillissement prématuré. L'empilement des différents métaux est une solution pour ce problème. Les métaux sont choisis de façon à ce qu'ils interagissent pour former des composés robustes et thermiquement stables. De plus le métal qui est en contact avec le GaN doit présenter une bonne adhésion aussi bien avec le GaN qu'avec le métal voisin. Il doit de plus former une barrière Schottky la plus élevée possible. L'or est couramment utilisé comme dernier métal de l'empilement pour sa très faible oxydation et sa faible résistivité électrique [12][70].

Parmi les métaux dont le travail de sortie est important, le nickel et l'empilement Ni/Au sont les plus utilisés dans la littérature. Le nickel est bon marché et il présente une bonne adhésion au GaN [29][71]. Le contact GaN/Ni est intime et thermiquement plus stable que les contacts GaN/Pt [72] (les contacts GaN/Au, Pd/GaN et Pt/GaN sont abrupts [14][69]). La présence d'or accélère interaction Ni-GaN et donc améliore l'adhésion et la stabilité thermique [73]. De plus, le composé Ni-Au est robuste et thermiquement très stable [74]. Néanmoins, les épaisseurs optimales des couches métalliques dans ces empilements restent une question ouverte : les résultats publiés dans la littérature sont très dispersés.

Un recuit rapide optimisé entre 400 – 500⁰C peut améliorer significativement les caractéristiques des contacts Schottky. Le recuit facilite l'interaction entre le métal et le GaN ce qui améliore l'adhésion et réduit les états de surface. Après le recuit, les hauteurs de la barrière GaN/Ni [75], GaN/Ni/Pt/Au/, GaN/Ni/Ir/Au [71], Pt/GaN [76] augmentent, les caractéristiques électriques s'améliorent et les contacts sont thermiquement plus stables.

- Contacts Schottky sur n-AlGaN

Le nickel et l'empilement Ni/Au sont aussi les plus utilisés pour les contacts Schottky sur n-AlGaN. Les contacts Ni/AlGaN sont plus intimes que les contacts Ni/GaN [77][14]. La hauteur de la barrière Ni/AlGaN augmente avec le taux d'aluminium (linéairement dans la plage de $0 < x < 0,2$) [14][17]. Cette augmentation est cohérente avec la diminution de l'affinité électrique de l' $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de x [18]. Le recuit rapide entre 400 – 500⁰C améliore aussi les propriétés de l'interface métal/n-AlGaN (adhésion, hauteur de la barrière Schottky, caractéristiques électriques) [78].

- Contacts Schottky des HEMTs AlGaN/GaN

Contrairement aux surfaces de GaN ou d'AlGaN, la surface des structures HEMTs AlGaN/GaN standard présente beaucoup d'états de surface et donc un ancrage du niveau de

Fermi autour de 1,6eV sous la bande de conduction (voir **II.1.5**). Cependant, les barrières Schottky obtenues avec différents métaux (Ni, Pt, Ir, Ru, Au, ...) sont très dispersées et beaucoup plus faibles que cette valeur (0,6 – 1,2eV [60][79][80]). De plus, une diminution significative (presqu'un ordre de grandeur) de la densité du gaz 2D d'électrons est aussi observée après le dépôt métallique [79].

La diminution de la barrière Schottky (par rapport au BSBH) et de la densité du gaz 2D d'électrons est expliquée par la réduction de la densité des états de surface due à l'interaction entre ces derniers et le métal. En effet, cette réduction entraîne une diminution de la densité du gaz 2D d'électrons (les états de surfaces sont supposés principaux sources du gaz 2D d'électrons [81]) qui ne suffit plus pour compenser les charges de polarisation à l'interface AlGaIn/GaN. La neutralisation global de la structure se fait alors par une accumulation d'électrons à l'interface métal/AlGaIn qui réduit le champ de polarisation dans l'AlGaIn et donc la hauteur de la barrière Schottky [81].

La hauteur de la barrière des contacts Schottky sur l'hétérojonction AlGaIn/GaN n'augmente pas avec le travail de sortie du métal à cause de l'ancrage (partiel) du niveau de Fermi [82]. Cependant, elle peut augmenter légèrement grâce à un recuit. En effet **N.Miura et al.** [71] ont trouvé que les courants de fuite des diodes Schottky GaN/AlGaIn/Ni/Pt/Au recuit à 500⁰C pendant 10 minutes sous azote sont de 2 à 3 ordres de grandeur plus faibles que ceux des diodes Schottky GaN/AlGaIn/Ni/Au, GaN/AlGaIn/Pt/Au avec ou sans recuit.

Des études récentes montrent beaucoup l'avantage d'un recuit rapide à 450 – 600⁰C, pendant 1 – 10min sous atmosphère d'oxygène ou à l'air, des contacts Schottky GaN/AlGaIn/Ni/Au et GaN/AlGaIn/Ir [80][83]-[87]. Après ce recuit, la barrière Schottky augmente, les courants inverses diminuent significativement et les contacts sont thermiquement très stables. Ces améliorations sont dues à la formation d'oxydes de nickel (NiO) et d'oxydes d'iridium (IrO, IrO₂) à l'interface métal/AlGaIn ainsi qu'à la formation de lacunes de gallium dans l'AlGaIn (le gallium exo-diffuse pour former un oxyde GaO_x – mélange de GaO et de GaO₂).

En effet, les travaux de sortie des oxydes de nickel ($\phi_{NiO} = 5,2 - 5,6\text{eV}$) et des oxydes d'iridium ($\phi_{IrO_2} > 5.6\text{ eV}$) sont plus élevés que ceux des métaux nickel ($\phi_{Ni} = 5,15\text{eV}$) et iridium ($\phi_{Ir} = 5,46\text{eV}$) respectivement [71]. Les lacunes de gallium jouent le rôle de dopage p ce qui fait déplacer le niveau de Fermi vers la bande de valence. Ce sont ces deux raisons qui expliquent l'augmentation de la hauteur de la barrière Schottky par le recuit oxygéné.

Les courants inverses diminuent significativement (2 à 5 ordres de grandeur) grâce à l'augmentation de la hauteur de la barrière Schottky et à la grande résistivité des oxydes (NiO, Ir₂O). Cependant, l'augmentation de la hauteur de la barrière Schottky entraîne une légère diminution de la densité du gaz 2D d'électrons, accompagnée d'une augmentation de leur mobilité (jusqu'à 45% d'après [83]). La diminution de la densité du gaz 2D d'électrons et l'augmentation de la mobilité expliquent le déplacement de la tension de pincement vers le positif ($\Delta V_p=0,8V$ [83], $\Delta V_p=1V$ [86]) et l'augmentation de la transconductance respectivement [83][86].

Les avantages de l'oxyde d'Iridium (IrO₂) comme sa faible conductivité (~50Ωcm), son travail de sortie élevé (>5,6eV), sa température de fusion élevée (~2400°C), sa résistance aux réactions chimiques, sa très faible solubilité dans les autres métaux et son excellente stabilité thermique, rendent très stables à l'élévation de la température les contacts GaN/AlGaN/Ir une fois oxydés [86]. L'IrO₂ protège le contact de la diffusion du métal dans l'AlGaN et il n'y a pas de changement significatif des caractéristiques des transistors même après un recuit à 450°C pendant 24h dans l'air ambiant [87]. Les contacts oxydés GaN/AlGaN/Ir sont très intéressants pour les applications à haute température et à haute tension.

L'oxyde de nickel NiO est aussi thermiquement très stable [12] mais la stabilité thermique des contacts oxydés AlGaN/AlGaN/Ni n'a pas été démontrée dans ces travaux.

L'oxydation des contacts par un recuit sous oxygène permet de réaliser de bons contacts Schottky de type métal/oxyde/semi-conducteur sans avoir recours à un dépôt d'oxydes qui, se faisant à haute température, pourrait dégrader la surface et les caractéristiques du transistor [85].

Ces améliorations des contacts Schottky par un recuit sous oxygène ne sont pas transposable aux cas des contacts GaN/AlGaN/Pt [87] et GaN/AlGaN/Ru [80]. En effet, l'oxyde de platine ne se forme pas pendant le recuit et le platine et l'Oxygène diffusent dans l'AlGaN ce qui dégrade très fortement les caractéristiques du transistor [87]. Dans le cas du contact GaN/AlGaN/Ru, l'oxyde de ruthénium RuO₂ se forme bien mais il se trouve aussi dans la barrière AlGaN [80].

Les **Tableaux II-3** et **II-4** résume les informations principales issues de la littérature sur les contacts Schottky des diodes et des HEMTs AlGaN/GaN.

Métal	Sans recuit		Avec le recuit		Réf
	ϕ_b (eV)	$I_{inverse}$	ϕ_b (eV)	$I_{inverse}$	
Ir (50nm)	1,27				[60]
Ni/Au (60/300nm)	1,12				
Re (200nm)	1,68				
500°C, 10min, N₂					
Pt/Au (30/300nm)	0,65	3,8 A/cm ² à -20V	0,72	1,2A/cm ² à -20V	[71]
Ni/Au (30/300nm)	0,59	18 A/cm ² à -20V	0,65	1,1A/cm ² à -20V	
Ni/Pt/Au (10/30/300nm)	0,57	15A/cm ² à -20V	0,74	2,8.10 ⁻² A/cm ² à -20V	
500°C, 1min, O₂					
Ru (50nm)	0,56	10 ⁰ A/cm ² à -10V	1,1	10 ⁻⁴ A/cm ² à -10V	[80]
Ir (50nm)	0,68	10 ⁻¹ A/cm ² à -10V	1,07	10 ⁻⁵ A/cm ² à -10V	
450°C, 24h, air					
Ir (50nm)	0,64	10 ⁻³ A/cm ² à -20V	0,82	10 ⁻⁵ A/cm ² à -20V	[87]
Pt (50nm)	0,71	10 ⁻⁴ A/cm ² à -20V	0,52	10 ⁻² A/cm ² à -20V	
			Le recuit n'améliore pas le contact avec Platine		

Tableau II-3 : les contacts Schottky des diodes AlGaIn/GaN

Métal	Sans recuit				Avec le recuit				Réf
	ϕ_b (eV)	$I_{inverse}$	I_{direct}	V_{br} (V)	ϕ_b (eV)	$I_{inverse}$	I_{direct}	V_{br} (V)	
500°C, 10min, N₂									
Ni/Pt/Au 10/30/300nm $L_g = 1\mu m$ $L_{gd} = 2\mu m$	0,57	10 ⁻⁵ A/mm $V_{gs} = -7V$ $V_{ds} = 6V$	10 ⁻⁷ A/mm $V_{gs} = 1V$ $V_{ds} = 6V$	120	0,74	10 ⁻⁸ A/mm $V_{gs} = -7V$ $V_{ds} = 6V$	10 ⁻¹⁰ A/mm $V_{gs} = 1V$ $V_{ds} = 6V$	200	[71]
Ni (15nm) + RTA 500°C, 1min, O₂, suivi par le dépôt Ni/Au (40/120nm)									
Ni/Au 40/120nm C-HEMT	0,66	10 ⁻³ A/mm $V_{gs} = -5V$	10 ¹ A/mm $V_{gs} = +3V$	--	1,53	10 ⁻⁷ A/mm $V_{gs} = -5V$	10 ⁻² A/mm $V_{gs} = +3V$	--	[83]
La tension de pincement du HEMT avec le recuit est décalée de $\Delta V_p = 0.8V$ vers le positif par rapport au HEMT sans recuit.									
500°C, 10min, O₂									
Ni/Au 50/300nm $L_g = 3\mu m$ $L_{gd} = 5\mu m$	0,69	10 ⁻⁵ A/mm $V_{gd} = -100V$	--	100	1,2	10 ⁻⁸ A/mm $V_{gd} = -100V$	--	480	[84]
Ni (10nm) + RTA 600°C, 5min, air, suivi par le dépôt Ni/Au (-/-nm)									
Ni/Au (-/-nm) $L_g = 1,2\mu m$ $L_{gd} = 2,7\mu m$	--	5.10 ⁻³ A/mm $V_{gs} = -20V$ $V_{ds} = 0$	--	--	--	5.10 ⁻⁷ A/mm $V_{gs} = -20V$ $V_{ds} = 0$	--	--	[85]
Ir (15nm) + RTA 500°C, 10min, O₂, suivi par le dépôt WN_x/Au (50/120nm)									
Ir/ WN _x /Au 15/50/120nm C-HEMT	0,97	10 ⁻⁴ A/mm $V_{gs} = -5V$			1,29	10 ⁻⁶ A/mm $V_{gs} = -5V$			[86]
La tension de pincement du HEMT avec le recuit est décalée de 1V vers le positif par rapport au HEMT sans recuit.									

Tableau II-4 : les contacts Schottky des HEMT AlGaIn/GaN.

En conclusion, nous avons décrit l'état de l'art des contacts Schottky sur n-GaN, n-AlGaN et AlGaIn/GaN. Les surfaces n-GaN et n-AlGaIn ne présentent pas un ancrage du niveau de Fermi. Les hauteurs de barrière Schottky sur ces matériaux dépendent du travail de sortie du métal, de l'état de la surface et de la réaction métal – (Al)GaIn. Par opposition la surface de l'hétéro-structures AlGaIn/GaN présente beaucoup d'états de surface donc un ancrage du niveau de Fermi à 1,6eV sous la bande de conduction. La hauteur de la barrière Schottky ne dépend pas du travail de sortie du métal et se trouve entre 0,6 – 1,2eV. Les courants de fuite des diodes Schottky GaN/AlGaIn/Ni/Pt/Au recuites à 500⁰C pendant 10 minutes sous azote sont de 2 à 3 ordres de grandeur plus faibles que ceux des diodes Schottky GaN/AlGaIn/Ni/Au, GaN/AlGaIn/Pt/Au avec ou sans recuit. Les recuits sous oxygène améliorent significativement les contacts GaN/AlGaIn/Ir et GaN/AlGaIn/Ni/Au ; ces contacts sont particulièrement intéressants pour les applications à haute température et à haute tension.

II.4. Etat de l'art de la tension de claquage du HEMT AlGaIn/GaN

Les tensions de claquage des HEMT AlGaIn/GaN standards sur substrat de silicium, reportées dans la littérature, sont beaucoup plus faibles que les valeurs de la prédiction théorique ($10^3 - 10^4$ V [88]). Elles sont limitées par plusieurs courants de fuites (**Figure II-14**) ainsi que par le pic de champ électrique situé en bordure de la grille du côté drain (**Figure II-15**). Ces limitations et les solutions correspondantes sont détaillées dans les paragraphes suivants.

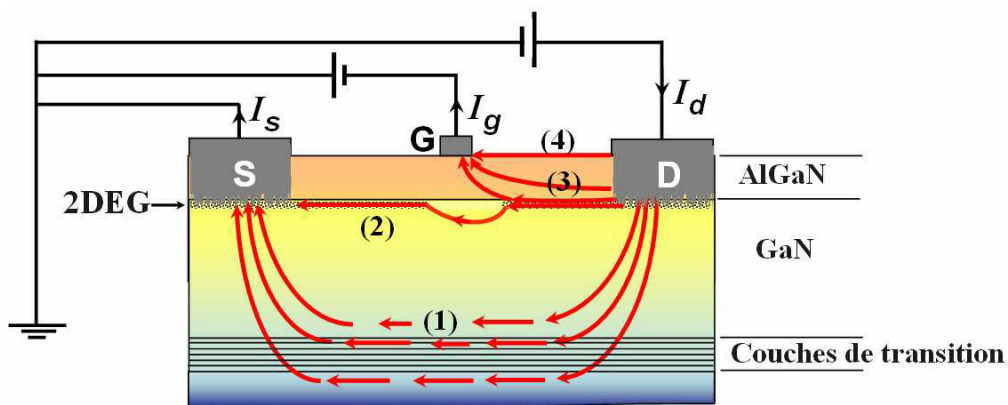


Figure II-14 : Schéma des courants de fuite en mode off. Ces courants passent principalement par les dislocations et les défauts résiduels [96].

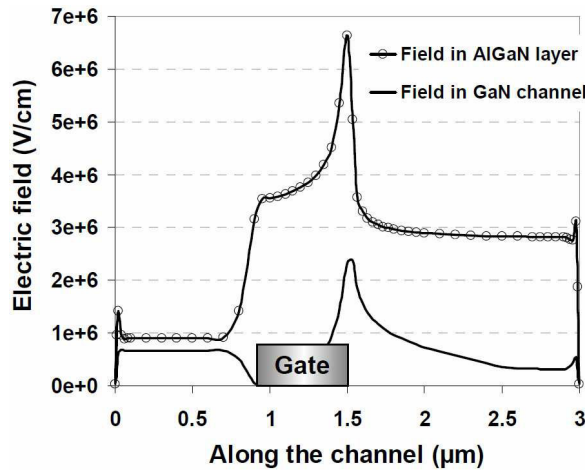


Figure II-15 : Simulation du champ électrique du HEMT AlGaIn/GaN à tension de claquage [97].

Commençons par les courants de fuite de type (1) illustrés dans la **Figure II-14**. Ces courants de fuite passent dans la partie basse du tampon. Elle est due à la faible qualité cristalline dans cette zone et au petit gap du substrat silicium. En effet, pour réduire pendant la croissance la densité de dislocations et de craquelures dus au désaccord de maille important (17%) et à la grande différence du coefficient de dilatation thermique (115%) [89] entre le GaN et le silicium, l'épitaxie des nitrures sur substrat de silicium commence par la croissance d'un tampon qui intègre des couches de transition très complexes (AlN, AlGaIn, super-réseau GaN/AlN, ...) destinées à courber les dislocations dans le plan de ces couches (**Figure II-16**). Grâce à ces couches de transition, des films de GaN et des hétérostructures AlGaIn/GaN de bonne qualité ont pu être obtenues. Cependant, à haute tension, les courants de fuites les plus importants viennent des couches de transition et ainsi que du substrat silicium (semi-conducteur petit gap) [90][91]. La limitation de la tension de claquage par le substrat Silicium est démontrée par **Bin Lu** et **Tomás Palacios** [91]: à la fin du process de fabrications des HEMTs AlGaIn/GaN, le substrat silicium est remplacé par du verre, la tension de claquage passe alors de 800V à plus de 1500V. Pour réduire les courants de fuite de type (1), l'augmentation du pouvoir isolant de la couche tampon est nécessaire. De nombreuses solutions sont présentées dans la littérature : augmenter l'épaisseur de la couche tampon [92], doper le tampon GaN au carbone [93][94], au fer [95], réduire la profondeur des épines des contacts ohmiques dans le tampon (recuit sous NH₃ au lieu d'azote) [55], réaliser les contacts ohmiques sans recuit en dopant fortement la région du contact [55]....

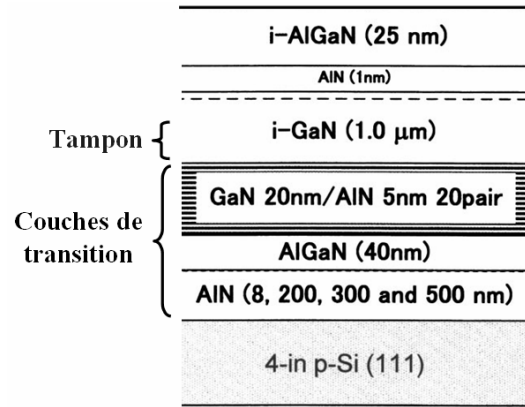


Figure II-16 : Schéma des couches d'épitaxie de la structure HEMTs AlGaN/GaN sur silicium [90].

La fuite de type (2) illustrés dans la **Figure II-14** passe autour du canal dans la couche tampon, par manque de contrôle électrostatique, et par un confinement plus faible des électrons du côté tampon. En effet, dans la structure HEMT AlGaN/GaN standard, le gaz 2D d'électrons se localise dans la couche canal GaN qui est en haut de la couche tampon GaN. A cause des caractéristiques identiques des couches canal et tampon, la bande de conduction est continue avec seulement une légère barrière de potentiel en direction du substrat (courbes pointillées dans la **Figure II-17**). Dans la direction de la couche de tampon, le gaz 2D d'électrons est nettement moins confiné qu'il ne l'est par la barrière en AlGaN. Pour résoudre ce problème, deux solutions sont proposées dans la littérature. La première est de remplacer la couche canal GaN par un matériau de même paramètre de maille et présentant un offset de bande de conduction positif avec le GaN, par exemple InGaN [98][99]. Dans cette configuration, le gaz 2D d'électrons est bien confiné tant côté barrière que côté substrat. Cependant, cette solution est limitée par la difficulté à épitaxier une couche InGaN de bonne qualité sur GaN. La densité et/ou la mobilité du gaz 2D d'électrons peuvent en être affectées [98]. La deuxième solution est une structure nommée HEMT à double hétérojonction ou DH-HEMTs. Il s'agit de remplacer le GaN de la couche tampon par de l'AlGaN [100]-[102] (courbes vertes dans la **Figure II-17**) ou d'insérer une couche mince (3nm) InGaN entre le GaN canal et le GaN tampon [98] (courbes rouges dans la **Figure II-17**). Grâce à la discontinuité des bandes de conduction et au champ électrique de la polarisation de ces matériaux, la bande de conduction dans le tampon est dans les deux cas significativement rehaussée. Le confinement et la mobilité du gaz 2D d'électrons sont augmentés. De plus, ce rehaussement de la bande de conduction augmente aussi l'isolation du tampon et réduit les courants de fuite de type (1) illustrés dans la **Figure II-14** [98]. Par

rapport aux HEMT standard (ou SH-HEMTs pour Single Hétérostructure HEMTs), les courants de fuites des DH-HEMTs sont significativement réduits [98][100][101] et les tensions de claquage sont significativement améliorées [100]. La comparaison entre SH-HEMTs et DH-HEMTs fait partie de cette étude. Elle est présentée dans les parties II.5 et II.9.

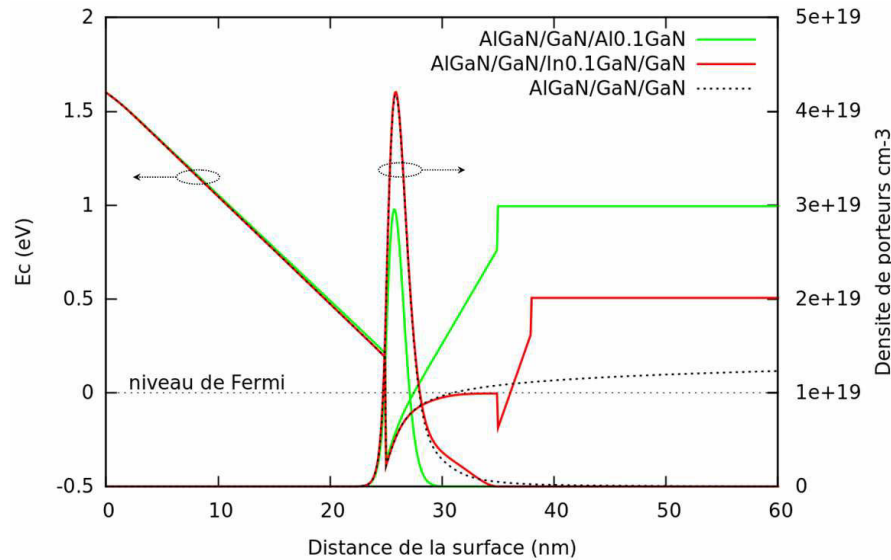


Figure II-17 : Diagramme de bande et distribution du gaz 2D d'électrons des SH-HEMT et DH-HEMT calculés par résolution des équations de Schrödinger et de Poisson à une dimension. [<http://www.nd.edu/~gsnider/>]. Les potentiels de la surface sont extraits de l'étude de **S. Heikman et al [103]**.

Les courants de fuites de type (3) et (4) illustrés dans la **Figure II-14** ont les mêmes sources de porteurs : les électrons issus directement de la grille et/ou du gaz 2D d'électrons. Ces électrons traversent la barrière via les dislocations, les défauts cristallins et les états de surface pour former les courants de fuite de type (3) et (4) [96][104][105]. Pour réduire ces courants de fuite, il faut augmenter le confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière, augmenter l'isolation du contact Schottky et passiver la surface libre.

Les solutions pour augmenter le confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière peuvent être : l'ajout d'une couche très mince AlN (1nm) entre le canal et la barrière [90]; l'ajout d'une couche GaN de 2 à 5nm, nommée "cap", à la surface AlGaIn (le cap GaN augmente à la fois le confinement et la hauteur effective de la barrière Schottky grâce à ses effets de polarisation piézoélectrique et spontanée comme illustré par les résultats de simulation de la **Figure II-18**) [106] ; l'utilisation de la barrière en super-réseaux AlN/GaN, etc. La comparaison de différentes barrières (barrière en alliage $Al_{0,25}Ga_{0,75}N$,

barrière en super-réseaux AlN/GaN et la double barrière GaN/Al_{0,28}GaN/Al_{0,15}GaN) fait partie de cette étude. Elle est présentée dans les parties **II.5** et **II.10** de ce mémoire.

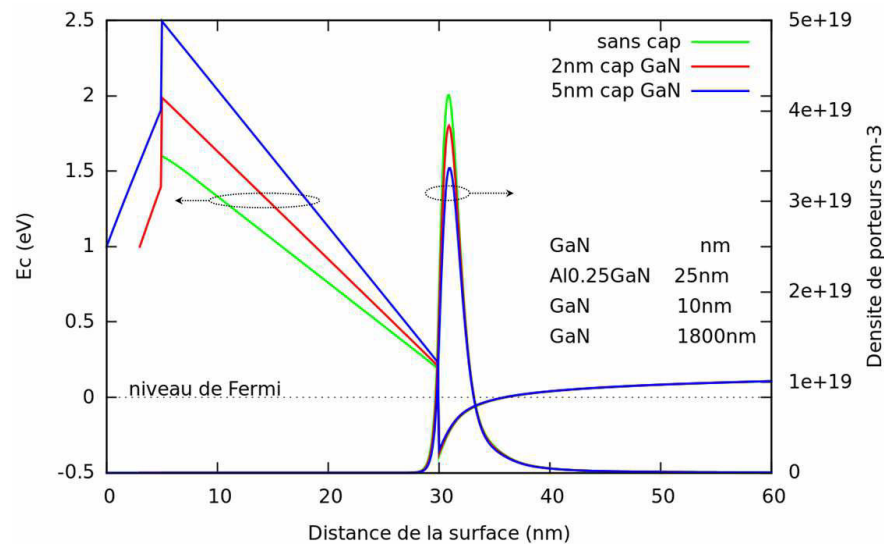


Figure II-18 : Diagramme de bande et distribution du gaz 2D d'électrons des structures HEMTs AlGaN/GaN avec et sans cap GaN. L'introduction d'un cap layer réduit la densité d'électrons dans le canal : $n_s=4,8.10^{19}cm^{-3}$ sans cap, $n_s=3,9.10^{19}cm^{-3}$ avec un cap de 2nm, $n_s=3,4.10^{19}cm^{-3}$ avec un cap de 5nm.

Les courants de fuite à travers la grille ne dépend ni de la distance grille-drain ni de la longueur de la grille. Ils augmentent linéairement avec la largeur de la grille [107]. Cela veut dire que ces courants de fuite se produisent essentiellement au bord de la grille du côté drain, l'endroit sous la grille où le champ électrique est le plus intense (voir **Figure II-15**) [107].

L'isolation du contact Schottky est couramment réalisée par l'insertion d'une couche oxyde (métal/oxyde/semi-conducteur ou MOS-HEMT) comme TiO₂ [108]), ZrO₂ [96], Al₂O₃ [109], SiO₂ [110] ... ou isolante (métal/isolant/semi-conducteur ou MIS-HEMT) comme AlN [111][112], Si₃N₄ [113], ... entre le métal et le semi-conducteur. Ces couches peuvent être limitées à la surface de la grille [108] ou étendues entre la source et le drain [96][111-113]. Dans le deuxième cas, elles jouent à la fois le rôle d'isolation pour le contact Schottky et le rôle de passivation de la surface. Les diélectriques dont la constante diélectrique est élevée comme TiO₂ ($\epsilon_{TiO_2} = 80$ [108]), ZrO₂ ($\epsilon_{ZrO_2}=23$ [96]) sont préférables pour l'isolation du contact Schottky car ils n'exigent pas une grande épaisseur pour réduire significativement les courants de fuite et ils ne dégradent pas le contrôle de la grille comme c'est le cas des diélectriques à faible constante diélectrique Si₃N₄ et SiO₂ [113] ($\epsilon_{Si_3N_4} = 7,5$ [84], $\epsilon_{SiO_2}=4$ [108]). L'avantage des MOS-HEMTs dont les oxydes sont NiO [83]-[85],

IrO₂, [86][87], NiO/TiO₂ [114] obtenus par le recuit oxygéné autour de 500⁰C (voir II.3) est d'éviter les dommages que peut produire le plasma lors du dépôt d'oxyde [85]. Un autre d'avantage de ces MOS-HEMTs est le décalage de la tension de pincement vers le positifs [83][86]. Ce décalage allège le problème "normally on" des HEMTs AlGa_n/Ga_n (voir IV.1). Les MOS-HEMTs et MIS-HEMTs réduisent significativement les courants de fuite de grille (2 à 5 ordres de grandeur) et améliore significativement la tension de claquage (plus de 5 fois [84][114]). Grâce à l'isolation, la grille peuvent être polarisée plus fortement dans le sens passant ce qui permet d'augmenter le courant de drain en mode ON (I_d^{on}) et de concevoir un dispositif de type "normally off".

La passivation de la surface est connue comme une solution efficace pour réduire le phénomène d'effondrement du courant (*current collapse* en anglais) quand la fréquence de fonctionnement augmente (I_d^{on} en mode RF est plus faible que I_d^{on} en mode DC à cause des pièges à la surface). Ce phénomène est significativement supprimé par la passivation par Si₃N₄, SiO₂ [110] [113], Al₂O₃ [115] La passivation Si₃N₄ augmente la contrainte sur la barrière AlGa_n et donc augmente la densité du gaz 2D d'électrons [116]. Les diélectriques de la passivation et de l'isolation du contact Schottky peuvent être les mêmes ou différents (Figure II-19).

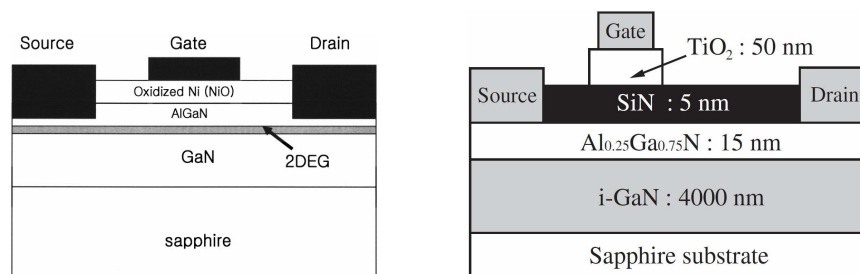


Figure II-19 : Schéma des MOS-HEMTs avec une surface passivée [85][108].

La passivation de la surface est nécessaire pour les applications à haute fréquence. Cependant, pour l'amélioration de la tension de claquage V_{br} , son rôle est médiocre. A titre d'exemple, **Naiqian Zang** [117] n'a pas observé de la différence sur V_{br} avant et après la passivation par SiN ; **Bruce et al.** [118] ont obtenu une augmentation de V_{br} de 25% (de 80V à 95V pour une distance grille-drain $L_{gd} = 2,5\mu\text{m}$) après la passivation par Si₃N₄ ; **S. Arulkumar et al.** [119] ont observé une diminution de 50% sur V_{Br} après la passivation par Si₃N₄

L'effet négatif de la passivation à la tension de claquage est démontré dans le travail de **Y.Dora** [120]. En effet, en mode off ($V_{gs} < 0$ et $V_{ds} > 0$), le champ électrique est maximal à proximité du bord de la grille sur le côté drain. Avant la passivation, les états de surface au voisinage de la grille sont remplis par les électrons injectés de la grille (**Figure II-20a**). Ces états jouent le rôle d'une « grille virtuelle ». La zone de déplétion sous la grille est ainsi élargie vers le côté drain ce qui réduit le pic du champ électrique au bord de la grille donc augmente la tension de claquage. Toutefois, ce phénomène entraîne une dispersion entre les courbes I-V en modes DC et RF (current collapse) car la réponse des pièges de la surface est plus lente que la variation de la tension de la grille. La dispersion DC – RF peut être éliminée par la passivation de la surface. Mais après la passivation, l'effet de « grille virtuelle » des états de surface est aussi éliminé. Le pic du champ électrique redevient maximal (**Figure II-20b**). Ce pic est la cause de l'effet d'avalanche qui provoque le claquage prématuré.

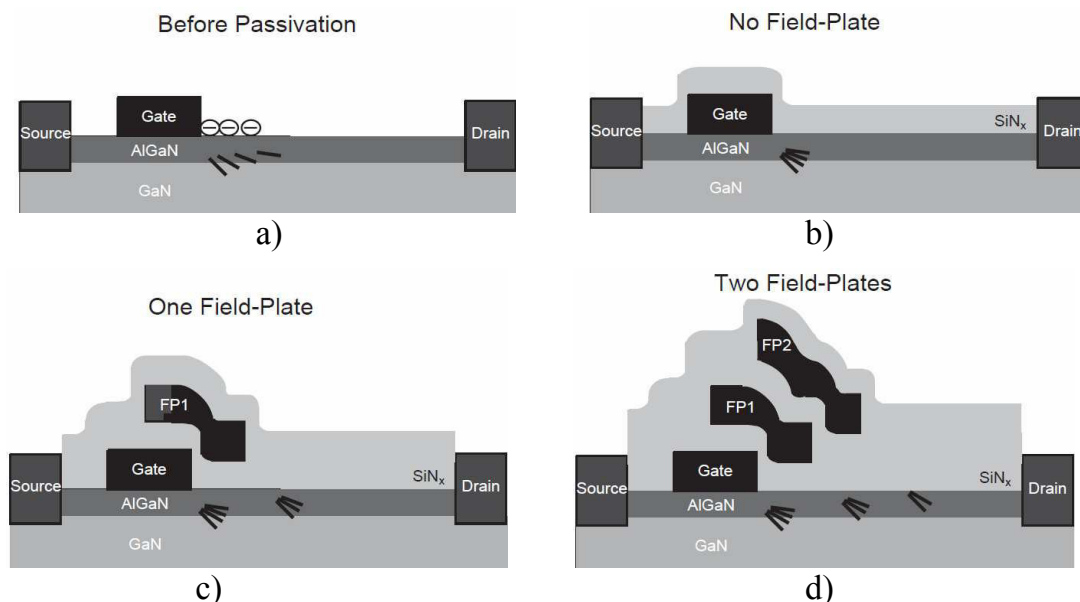


Figure II-20: Différentes répartition du champ électrique des HEMTs : a) standard ; b) avec la passivation de surface; c) avec une plaque de champ; d) avec deux plaques de champ[120].

Le compromis entre la tension de claquage et la fréquence est résolu par l'ajout d'une plaque de champ (field plate). La plaque de champ est une électrode en métal qui modifie le potentiel dans la région située entre la grille et le drain. La plaque de champ est plus éloignée du gaz 2D d'électrons que ne l'est la grille (**Figure II-20c**). De ce fait, la plaque de champ aide à étaler les lignes de champ au bord de la grille vers le drain et donc à réduire le pic du champ électrique dans cette zone. Etant en métal, la réponse de la plaque champ est beaucoup plus rapide que celle des pièges à la surface du semi-conducteur. La

plaque de champ peut être connectée soit à la source soit à la grille. L'avantage de la plaque de champ connectée à la source est la rapidité de la recharge et de la décharge. Les avantages de la plaque de champ connectée à la grille sont la simplification du process et le meilleur contrôle du champ électrique [120].

Les variations de la plaque de champs sont nombreuses : multiples plaques de champ (**Figure II-20d**), grille semi-enterrée (recessed gate) [121], grille avec flancs inclinés (slant gate) [122], grille en Γ , en T [123], ...

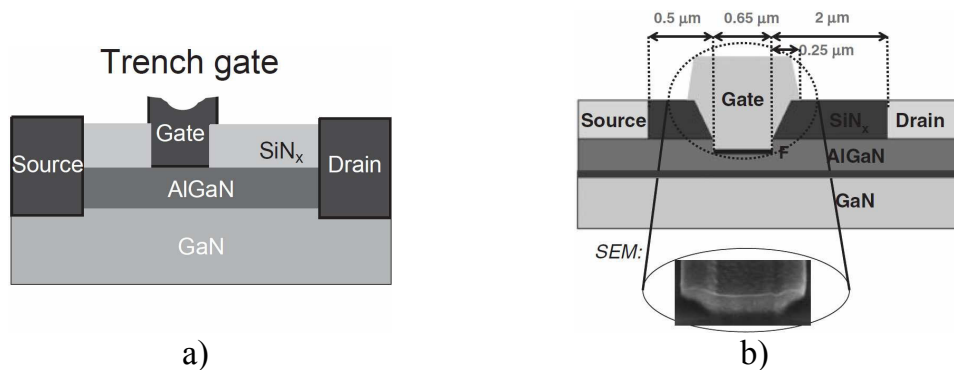


Figure II-21: Schéma des HEMTs AlGaIn/GaN avec : a) la grille fossée [121], b) la grille inclinée [122]

L'amélioration de la tension de claquage par la plaque de champ a été démontrée dans plusieurs études. **Y.Dora** a obtenu une tension de claquage à 900V avec 3 plaques de champ [120]. Cependant, il a remarqué que ce résultat n'est pas reproductible. Les tensions de claquage atteignent 800V occasionnellement. En général, avec ou sans plaque de champ, les tensions de claquage saturent autour de 400 – 500V [108][117][121]. Ce comportement est dû à un claquage dans l'air (décharge électrique à la surface) (le champ de claquage de l'air ambiante est de 0,03MV/cm (soit 3V/μm) [124]). **Y.Dora** a montré qu'en plongeant les dispositifs dans le liquide de Fluorinert, la tension de claquage augmente linéairement avec la distance grille-drain L_{gd} dans la gamme de 0 à 1800V (**Figure II-22**). Elle est alors comparable entre des HEMT standards et des HEMT avec la grille semi-enterrée. Elle atteint 1600V pour $L_{gd} = 20\mu\text{m}$. Les mesures sont reproductibles.

Ce résultat peut être résumé comme suit : si le pic du champ électrique à proximité du bord de la grille sur le côté drain n'est pas réduit, le claquage se produit rapidement peu importe que le transistor soit dans l'air ambiant ou dans le liquide de Fluorinert ; si le pic du champ électrique est réduit soit par les états de surface soit par l'utilisation d'une grille semi-enterrée, la tension de claquage augmente linéairement avec la distance grille-drain. A

partir de la courbe linéaire, le champ électrique est supposé constant entre la grille et le drain avec une intensité de 0,86MV/cm (soit 86V/ μm). Ce champ est très faible par rapport au champ de claquage du liquide de Fluorinert ($\sim 3\text{MV/cm}$ [121]). Ce qui veut dire que le claquage de ces dispositifs n'est pas du à la parasité du Fluorinert. Il est du à la limite intrinsèque des matériaux utilisés (avec des défauts, dislocations ...).

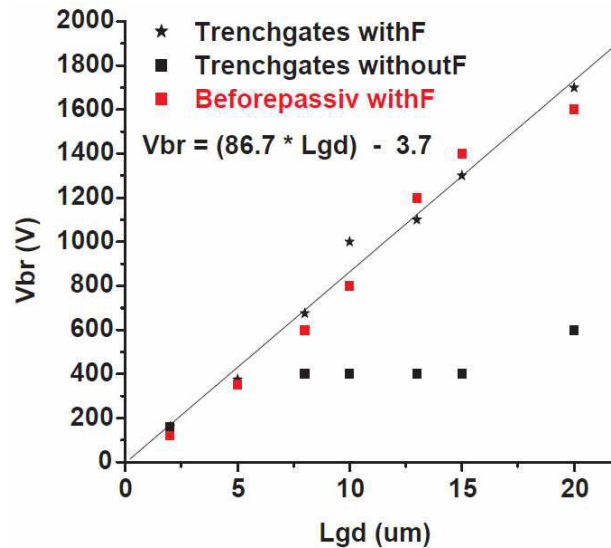


Figure II-22: La tension de claquage en fonction de la distance grille-drain mesurée dans le liquide de Fluorinert (withF) et dans l'air ambiante (withoutF) des HEMTs standards (Before passiv) et des HEMTs avec la grille semi-enterrée (Trenchgates). La géométrie des HEMTs est : $L_{sg}=1\mu\text{m}$; $L_g=1\mu\text{m}$; $W_g=200\mu\text{m}$ [121].

Le travail de **Y.Dora** met en évidence la nécessité de réduire le pic du champ électrique à proximité du bord de la grille côté drain et de protéger le dispositif d'un claquage dans l'air pour atteindre les tensions de claquage de plus de 500V. L'augmentation linéaire de la tension de claquage avec la distance grille-drain des transistors immergés dans le liquide de Fluorinert montre clairement la possibilité d'atteindre des tensions de claquage très élevées dans les HEMT AlGaIn/GaN. Cependant, le liquide de Fluorinert ne convient pas pour la fabrication et l'intégration des convertisseurs à haute tension. La protection par un diélectrique solide est préférable. Le diélectrique protecteur doit avoir un champ de claquage plus élevé que celui du GaN. Pour cette raison, **N. Tipirneni et al.** [124] ont comparé le comportement de la tension de claquage en fonction de la distance grille-drain des transistors (avec et sans plaque de champ) immergés dans le liquide de Fluorinert et encapsulés soit par 0,3 μm de SiO₂ ($E_c = 3 - 12\text{MV/cm}$) soit par 2 - 3 μm de Benzocyclobutène (BCB) ($E_c = 3 - 5\text{MV/cm}$). Ils ont trouvé que la tension de claquage augmente linéairement avec la distance grille-drain de même manière pour tous les transistors. Ce résultat confirme la possibilité et donne une

approche pratique pour la fabrication des commutateurs à base de HEMT AlGaN/GaN à très forte tension de claquage.

Les dernières remarques sur la tension de claquage des HEMTs AlGaN/GaN sont les suivantes : la distance source – grille n’influence pas la tension de claquage [121] ; pour les distances grille-drain assez grande ($>10\mu\text{m}$), la longueur de la grille n’a pas d’effet sur la tension de claquage [117].

A propos du design du dispositif, **Naiqian Zhang** [125] a comparé les HEMTs standards et les HEMTs circulaires. La grille des HEMTs standards est une droite. La concentration du champ électrique au bout de la grille peut causer le claquage locale du dispositif (effet de point). La grille des HEMTs circulaires étant un cercle évite ce problème. La tension de claquage moyenne plus élevée pour des HEMTs circulaires est ainsi démontrée dans cet étude (900V par rapport à 700V).

Le **Tableau II.5** présente les tensions de claquage des HEMTs AlGaN/GaN sur silicium et sur saphir issues de la littérature.

Substrat	Claquage	$L_{sg}/L_g/L_{gd}$ (μm)	Isolation de la grille	Passivation	Remarques	Réf
Si (111) 4-in.	$V_{ds} > 1500\text{V}$ $I_d = 10^{-2}\text{mA/mm}$	1,5 / 2 / 20			Le substrat Si est remplacé par le verre à la fin du process	[91]
Si (111) 4-in.	$V_{ds} = 830\text{V}$	- / - / 8			Tampon : $3,7\mu\text{m Al}_{0,08}\text{GaN}$	[100]
Si (111) 5-in.	$V_{ds} = 750\text{V}$	3,5 / 2 / 12		SiO_x	L'épaisseur total de la partie épitaxiée est de $5,3\mu\text{m}$.	[92]
Si (111) 4-in.	$V_{ds} = 500\text{V}$				Tampon : GaN dopé C (3.10^{18}cm^{-3})	[93]
p-Si (111) 4in.	$V_{ds} = 244\text{V}$ $I_d = 5\text{mA/mm}$	3,5 / 2 / 5,5		SiO_2		[90]
p-Si (111) 4in.	$V_{ds} = 230\text{V}$ $I_d = 4,5\text{mA/mm}$	3 / 2 / 8	2nm AlN in-situ growth	SiO_2		[111]
Al_2O_3	$V_{ds} = 1700\text{V}$ $I_d = 1\text{mA/mm}$	1 / 1 / 20			Hemts standards et Hemts avec la grille fossée Immergés dans le liquide de Fluorinert	[121]
Al_2O_3	$V_{ds} = 1100\text{V}$ $V_{gs} = -15\text{V}$ $I_d = 2\text{mA/mm}$	4 / 2 / 28	50nm TiO_2 (dépôt)	5nm SiN	Immergé dans le liquide de Fluorinert	[108]
Al_2O_3	$V_{ds} = 900\text{V}$ $V_{gs} = -6\text{V}$ $I_d = 1\text{mA/mm}$	2 / 2 / 20			Immergé dans le liquide de Fluorinert ; capsulé par $0,3\mu\text{m SiO}_2$ ou $2-3\mu\text{m BCB}$	[124]
Al_2O_3	$V_{ds} = 900\text{V}$	- / 1 / 24		SiN	2 plaques de champ	[126]
Al_2O_3	$V_{ds} = 550\text{V}$	- / 1 / 13		150nm SiN entre G-D	1 plaque de champ	[117]

Tableau II-5 : Les tensions de claquage issues de la littérature.

En conclusion, les facteurs limitatifs de la tension de claquage des HEMTs AlGaN/GaN ont été discutés d'après les résultats de la littérature. Il s'agit principalement des courants de fuite, du pic de champ électrique à proximité du bord de grille côté drain et le claquage dans l'air. Les solutions reconnues pour résoudre ces problèmes ont également été présentées et discutées. Pour réduire les courants de fuite, il faut améliorer l'isolation du tampon (augmenter son épaisseur), augmenter le confinement du gaz 2D d'électrons des deux côtés du canal (tampon et barrière), isoler le contact Schottky (MOS-HEMTs ou MIS-HEMTs), réduire la profondeur des épines des contacts ohmiques. Pour réduire le pic du champ électrique, il ne faut pas passiver la surface (si le dispositif ne fonctionne qu'en mode DC). Dans le cas d'une passivation, il faut ajouter une plaque de champ. Cette configuration est plutôt réservée aux applications de forte puissance fonctionnant à haute fréquence. Pour protéger l'échantillon du claquage dans l'air, il faut encapsuler les dispositifs par un diélectrique dont le champ de claquage est plus élevé que celui du GaN. La possibilité d'un claquage dans l'air impose une saturation de la tension de claquage autour de 500V. Dans le cas où le pic du champ électrique est réduit et le dispositif est protégé du claquage dans l'air, la tension de claquage augmente linéairement avec la distance grille. Pour une tension de claquage de plus de 600V, la distance grille-drain doit être plus grande que $8\mu\text{m}$.

Nous avons parlé de l'état de l'art des contacts ohmiques, des contacts Schottky et des tensions de claquage des HEMT AlGaN/GaN. Dans les parties qui suivent, nous allons parler des structures épitaxiales des HEMT AlGaN/GaN sur silicium utilisées dans cette étude, du process de fabrication et de la caractérisation électrique de ces HEMT.

II.5. Structures des HEMT AlGaN/GaN sur silicium utilisées dans cette étude

Les structures HEMT AlGaN/GaN utilisées dans cette étude sont épitaxiées sur le substrat de silicium dans le but de développer et commercialiser des transistors bas-coût. Nous avons étudié 5 types de structures. Elles sont présentées dans le **Tableau II-6**. Notre étude a consisté à étudier les comportements électriques de ces structures en apportant une attention particulière aux mécanismes responsables des courants de fuite et de claquage. Dans un deuxième temps nous sommes attachés à améliorer le process de fabrication de ces transistors pour réaliser des commutateurs dont la tension de claquage est supérieure à 600V.

	L846	L847	L848	L1300	S537C
Cap	GaN 20Å	GaN 20Å	GaN 20Å	GaN 15Å	GaN 30Å
Barrière	Al _{0,255} GaN 250Å	Al _{0,255} GaN 250Å	Al _{0,255} GaN 250Å	Super - réseaux 8*(AlN 8Å/GaN15Å) AlN 8Å	Double barrière Al _{0,15} GaN 40Å Al _{0,28} GaN 160 Å
Canal	GaN 100Å	GaN 100Å	GaN 100Å	GaN 100Å	GaN 200Å
Tampon	GaN 18.000Å	Al _{0,03} GaN 10.000Å	Al _{0,03} GaN 18.000Å	Al _{0,055} GaN 15.000Å	Al _{0,03} GaN 20.000Å
Couches de transition					
Substrat	Si (111) 4 in.	Si (111) 4 in.	Si (111) 4 in.	Si (111) 4 in.	Si (111) 4 in.
$\bar{R}_{sh}(\Omega/sq)$	430	510	500	--	627

Tableau II-6 Les structures HEMTs AlGa_n/Ga_n utilisées dans cette étude. Les épitaxies ont été réalisées par jets moléculaires à Picogiga International.

La première remarque sur ces structures porte sur la différence de l'épaisseur et du taux d'aluminium des couches tampon. Quatre des cinq structures (L847, L848, S537C L1300) ont le tampon en AlGa_n avec un faible taux d'aluminium. Comme nous avons vu dans la partie II.4, les HEMTs dont le tampon est en AlGa_n (DH-HEMT) ont des courants de fuite significativement plus faibles que ceux dont le tampon est en Ga_n (SH-HEMT). Grâce à la discontinuité des bandes de conduction et au champ électrique de polarisation, la bande de conduction dans le canal et celle dans le tampon des DH-HEMTs sont significativement rehaussées. Le confinement et la mobilité dans le gaz 2D d'électrons sont augmentés. De plus, ce rehaussement de la bande de conduction augmente aussi l'isolation du tampon et réduit les courants de fuite de type (1) dans la **Figure II-14**. Le confinement du gaz 2D d'électrons augmente avec le taux d'aluminium (**Figure II-23**). Cependant, cette amélioration du confinement se paye au prix d'une diminution de la densité de charges dans le canal Ga_n en raison de la présence d'une charge de polarisation négative supplémentaire à la deuxième interface. Cette approche est confirmée dans les travaux de **Y. Cordier et al [101]** : les DH-HEMT dont le tampon est en Al_{0,1}Ga_{0,9}N présentent une densité du gaz 2D d'électrons plus faibles d'un facteur 2 environ et des courants de fuite de drain à canal pincé plus faibles d'un ordre de grandeur par rapport aux SH-HEMT. Pour éviter la diminution significative de n_s , le taux d'aluminium du tampon de nos structures est fixé à 3% (sauf 5,5% pour L1300, 0% pour L846 qui sert comme référence). L'influence du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche tampon sur les caractéristiques électriques en mode DC des HEMTs sera discutée dans la partie II.9.

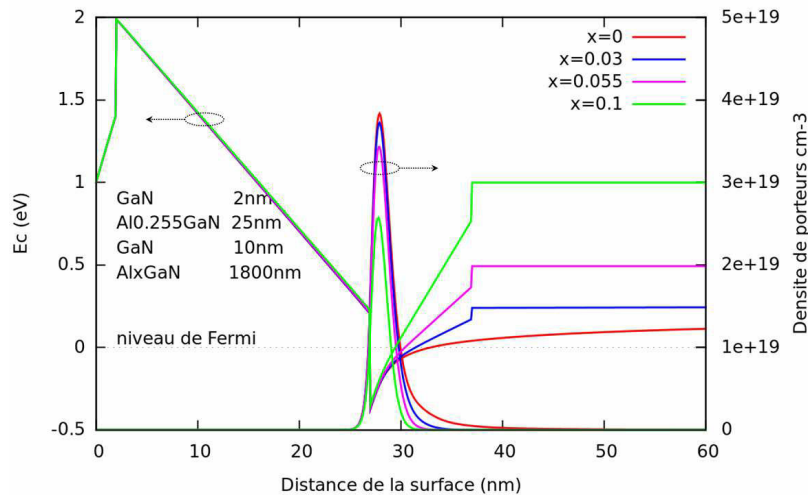


Figure II-23 : L'effet du taux d'aluminium de la couche de tampon AlGaN sur le confinement et la densité du gaz 2D d'électrons.

La deuxième remarque concerne trois types de barrière : barrière en super-réseaux AlN/GaN, double barrière et barrière en alliage Al_{0,255}GaN. En effet, les paramètres limitatifs liés au procédé d'élaboration de la barrière standard en Al_{0,3}Ga_{0,7}N sont analysés dans les travaux de **H. Lahreche** et **P. Bove** [127]. Il s'agit de la rugosité (physique et chimique) aux interfaces, des fluctuations d'alliage et des désordres d'alliage. La rugosité aux interfaces limite la mobilité du gaz 2D d'électrons. Les fluctuations et les désordres d'alliage dégradent en particulier la contrainte piézo-électrique qui devient inhomogène et entraîne une densité de charge inhomogène du gaz 2D d'électrons : cela est dû à la densité de charge induite par la polarisation qui est très dépendante de la concentration en aluminium de la couche barrière AlGaN. A titre d'exemple, une variation locale de $\pm 0,2\%$ de la concentration d'aluminium permet de faire fluctuer la densité électronique de $2 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ et plus. **H. Lahreche** et **P. Bove** ont montré que l'alternance de monocouches atomiques AlN et GaN permet d'avoir une barrière à zéro désordre d'alliage, d'augmenter le taux d'aluminium dans la barrière, et d'avoir une répartition du champ piézo-électrique homogène (**Figure II-24**). Les améliorations de la structure HEMT avec la barrière en super-réseaux par rapport à la structure HEMT standard ont ensuite été démontrées dans les travaux de **Y. Kawakami, Shuichi et al** [128]-[130] : pour un taux d'aluminium d'équivalent de 31%, la mobilité est de $1520 \text{cm}^2/\text{Vs}$ au lieu de $1230 \text{cm}^2/\text{Vs}$; la densité de charge est de $1,6 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ au lieu de $1,2 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$; la résistance de couche est de $250 \Omega/\square$ au lieu de $428 \Omega/\square$; le courant de drain du transistor est élevé ($830 \text{mA}/\text{mm}$ pour une distance source-drain de $12 \mu\text{m}$), la surface morphologique est plus homogène avec une rugosité moyenne (rms) de $0,2 \text{nm}$.

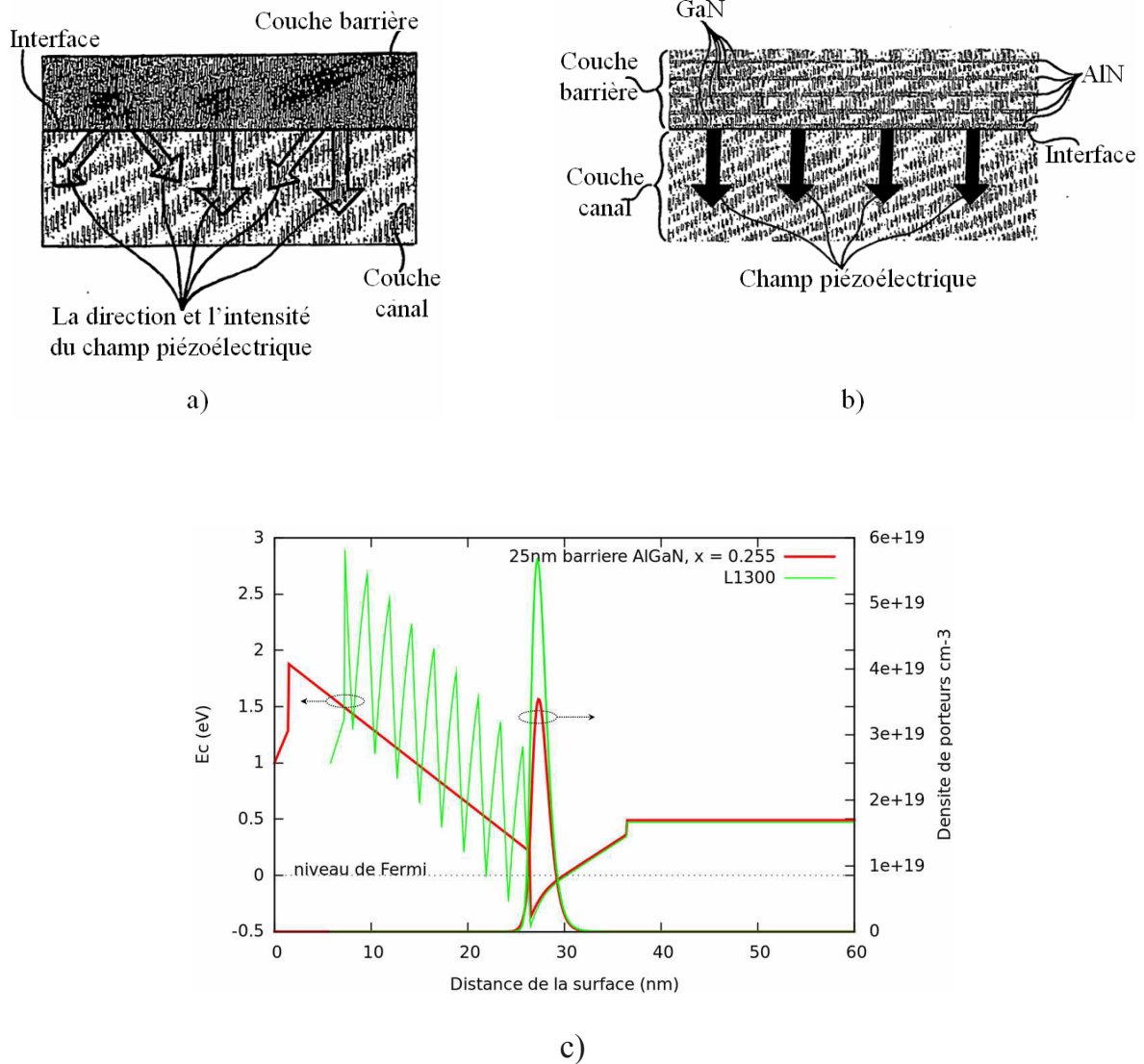


Figure II-24 : a) Vue en coupe d'une structure AlGaIn/GaN standard [127] ; b) Vue en coupe d'une structure n*(GaIn/AlN)/GaN [127] ; c) Diagramme de bande et distribution du gaz 2D d'électrons des structures HEMT AlGaIn/GaN avec une barrière standard et une barrière en super – réseaux (L1300).

La double barrière (structure S537C) avec un fort taux d'aluminium à proximité du canal permet d'augmenter le champ électrique dans la barrière et donc de réduire la diffusion des électrons dans la barrière. De plus le faible taux d'aluminium près de la surface permet de réduire la contrainte et d'éviter la relaxation de la barrière. Mais d'après la simulation (**Figure II-25**) la densité d'électrons de la structure avec double barrière est légèrement diminuée par rapport à la structure de barrière standard.

L'influence de différentes barrières sur les caractéristiques électriques en DC des HEMTs sera analysée dans la partie **II.5**.

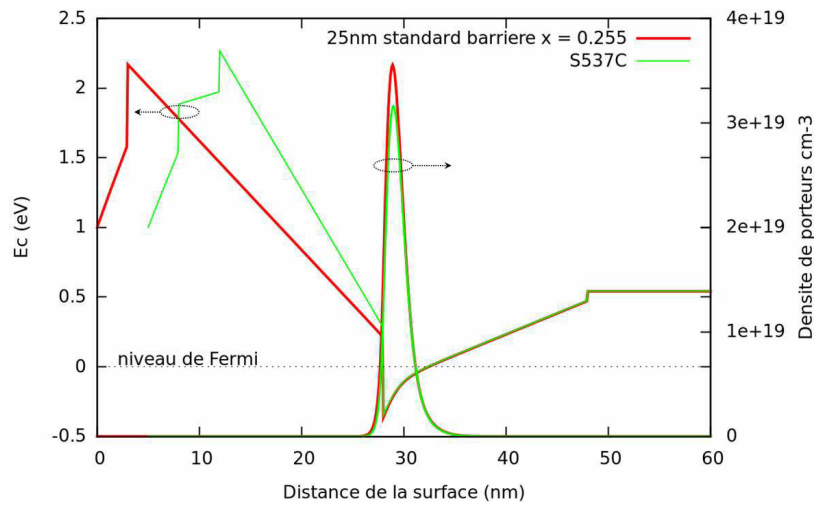


Figure II-25 : Diagramme de bande et distribution du gaz 2D d'électrons des structures HEMT AlGaN/GaN avec une barrière standard et la double barrière (S537C).

Toutes les structures ont la même morphologie de surface (**Figure II-26**) avec des grains de $1\mu\text{m}$ de diamètre et une rugosité moyenne (rms) de 4nm environ.

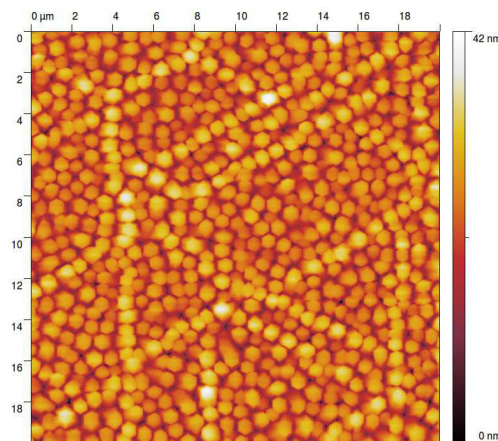


Figure II-26 : Image de Microscopie à Force Atomique (AFM) de la surface d'une structure HEMT.

II.6. Effets de la gravure et du recuit sur la résistance de contact ohmique

II.6.1. Process de fabrication des contacts ohmiques

Partant du procédé de fabrication des HEMT AlGaN/GaN développé au CRHEA et à Picogiga International, nous avons cherché, dans ce travail, à optimiser certaines briques technologiques, en particulier la réalisation des contacts ohmiques. Le dépôt métallique est constitué de l'empilement du métal Ti/Al/Ni/Au 20/80/20/150nm suivi par un recuit à 735°C pendant 30s (la température mesurée au cours du recuit est de 750°C). La distance séparant la métallisation du gaz 2D d'électrons est essentielle (voir **II.2**). La maîtrise de

cette distance est réalisée par gravure plasma. Nous verrons dans les paragraphes qui suivent que la résistance de contact ohmique est sensible au temps (profondeur gravée) ainsi qu'au mode de gravure (ICP ou RIE). La dépendance de la résistance de contact ohmique à la gravure et à la température de recuit est présentée dans la partie **II.6.3**.

Pour cette étude, nous avons utilisé le masque HEMT-SM développé par le **CRHEA** et **PICOGIGA** (**annexe A**). Les contacts ohmiques des transistors de ce masque sont de géométrie rectangulaire (**Figure II-27**), un méssa d'isolation est donc nécessaire pour contrôler la géométrie des lignes de courant (**Figure II-28**). La distance entre le méssa et le bord (en longueur) du contact doit être la plus faible possible. Pour un contact de largeur w de $95\mu\text{m}$, la distance δ entre les plots et l'isolation ne doit pas excéder $2,5\mu\text{m}$ [131]. Notons que les briques technologiques nécessaires à la fabrication des motifs TLM utilisés pour la mesure des résistances de contact sont donc communes à celles utilisées pour les HEMT.

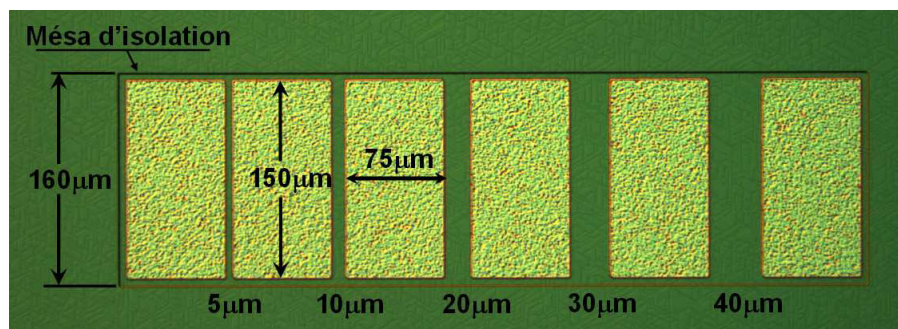


Figure II-27 : Image microscope optique du motif TLM linéaire utilisé dans cette étude.

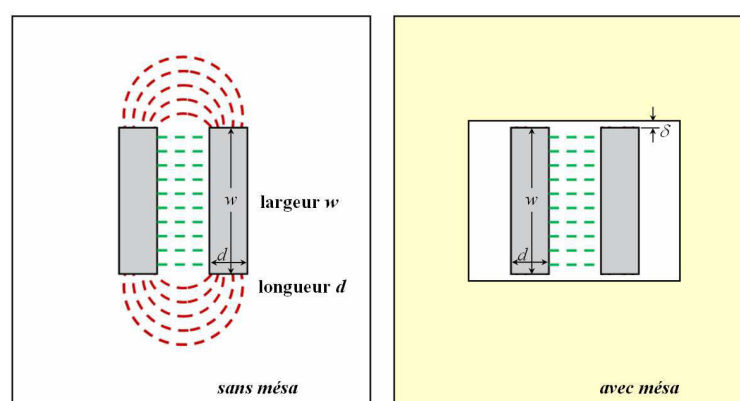


Figure II-28 : Schématisation des lignes de champ entre deux contacts ohmiques soumis à une polarisation externe, sans (à gauche) et avec (à droite) méssa d'isolation [132].

Le méssa d'isolation dans cette étude est réalisé par une gravure dans un plasma chloré (SiCl_4) en mode ICP. La recette **ICP EtchGaN 10022006** développée au LPN par

Sophie Bouchoule permet d'obtenir un fond de gravure de même morphologie que la surface initiale. Le flanc de gravure est en pente de 22° (**Figure II-29**).

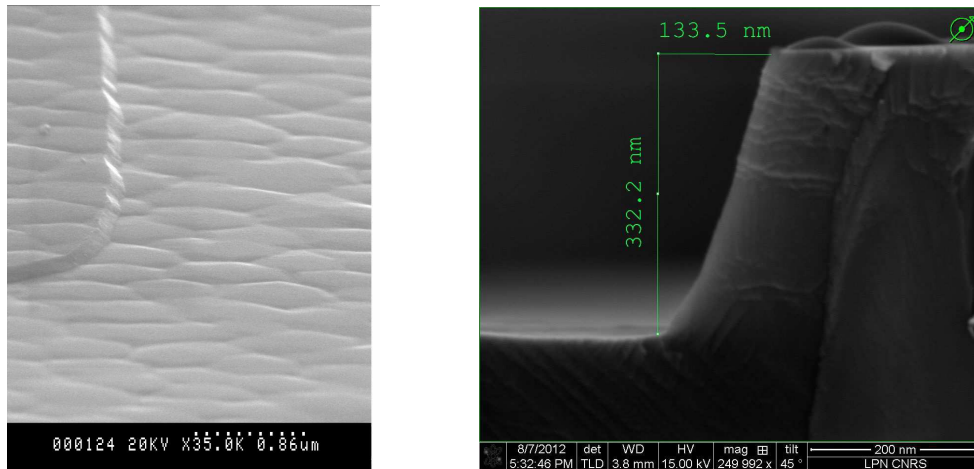


Figure II-29 : Photo MEB : le fond et le flanc du méso.

Les 10 étapes de fabrication des contacts ohmiques de ce process sont présentées dans l'**annexe B**.

Les contacts ohmiques ainsi fabriqués ont été caractérisés par la méthode TLM linéaire dont les motifs sont représentés dans la **Figure II-27**. La surface des contacts est de $150 \times 75 \mu\text{m}^2$. Les distances entre les contacts sont de $5 \mu\text{m}$, $10 \mu\text{m}$, $20 \mu\text{m}$, $30 \mu\text{m}$, $40 \mu\text{m}$. La distance entre les contacts et le méso d'isolation est de $5 \mu\text{m}$. Le principe de la méthode TLM est présenté dans le paragraphe suivant.

II.6.2. Méthode TLM linéaire

La méthode TLM (*Transfer Length Method*) linéaire est une méthode de caractérisation des **résistances spécifiques** de contact métal/semi-conducteur proposée par W. Schockley en 1964 [132]. Cette méthode consiste à réaliser un motif constitué d'un méso d'isolation sur lequel sont déposés plusieurs contacts ohmiques rectangulaires (de largeur w et de longueur d) espacés de différentes distances l comme représentés sur la **Figure II-27**.

La procédure de caractérisation consiste en une mesure dite « quatre fils ». Pour cela, on injecte un courant entre deux pointes posées sur deux contacts voisins et on mesure ensuite la différence de potentiel à l'aide des deux autres pointes positionnées à proximité des premières, comme indiqué sur la **Figure II-30**. Le dépôt métallique est alors supposé constituer une équipotentielle. Cette hypothèse est largement satisfaite dans notre cas grâce

à la couche d'or de 150nm déposée à la surface du contact. La mesure « quatre fils » permet de s'affranchir des résistances mal contrôlées entre les pointes et le contact métallique : elle n'affecte pas le courant qui traverse la structure, la chute de potentiel aux bornes de ces résistances dans le circuit de mesure de la tension est négligeable puisque la mesure de tension est faite à courant très faible.

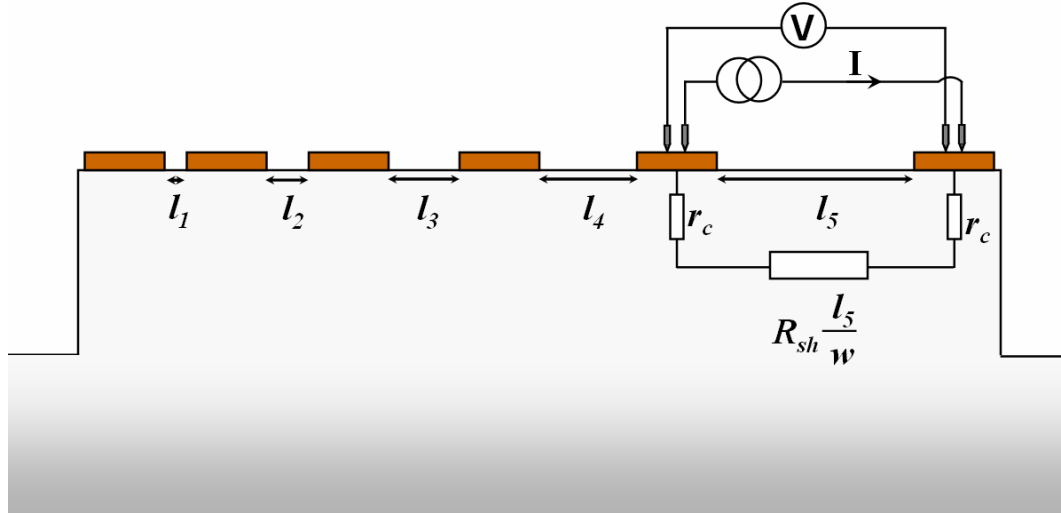


Figure II-30 : Vue en coupe d'un motif TLM et circuit électrique équivalent : (résistance de contact (r_c), et résistance de couche (R_{sh})).

La tension et le courant mesurés entre deux contacts voisins permettent de connaître la résistance existant entre ces deux contacts. Comme l'illustre la **Figure II-30**, cette résistance peut être considérée comme étant la somme (montage en série) des résistances des deux contacts (supposées égales et notées r_c) et de la résistance de la couche semi-conductrice située entre les deux contacts :

$$R_T = 2r_c + R_{sh} \frac{l}{w} \quad (\text{II.6})$$

où R_{sh} est la résistance par carré de la couche semi-conductrice.

Si les contacts sont ohmiques et homogènes, la courbe de la résistance totale R_T en fonction des distances l_i est une droite (**Figure II-31**). L'ordonnée à l'origine vaut deux fois la valeur de la résistance de contact r_c . La pente de cette droite vaut R_{sh}/w . Un fit linéaire de l'équation II.6 aux points expérimentaux permet ainsi la mesure de la résistance de contact (r_c) et de la résistance de couche (R_{sh}).

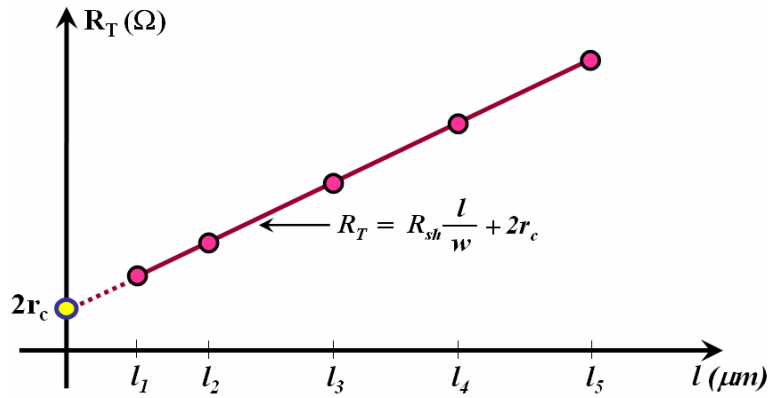


Figure II-31 : Courbe caractéristique $R_T(l_i)$ d'un motif TLM linéaire.

Comme l'intensité du courant mesuré entre deux contacts voisins d'un motif TLM dépend de la largeur du contact (voir **Figure II-28**), la résistance r_c en dépend aussi. La résistance r_c est plus faible pour un contact plus large. Pour pouvoir comparer la résistance des contacts de différentes largeurs, la résistance de contact est normalisée par rapport à la largeur du contact et s'exprime en $\Omega \cdot \text{mm}$:

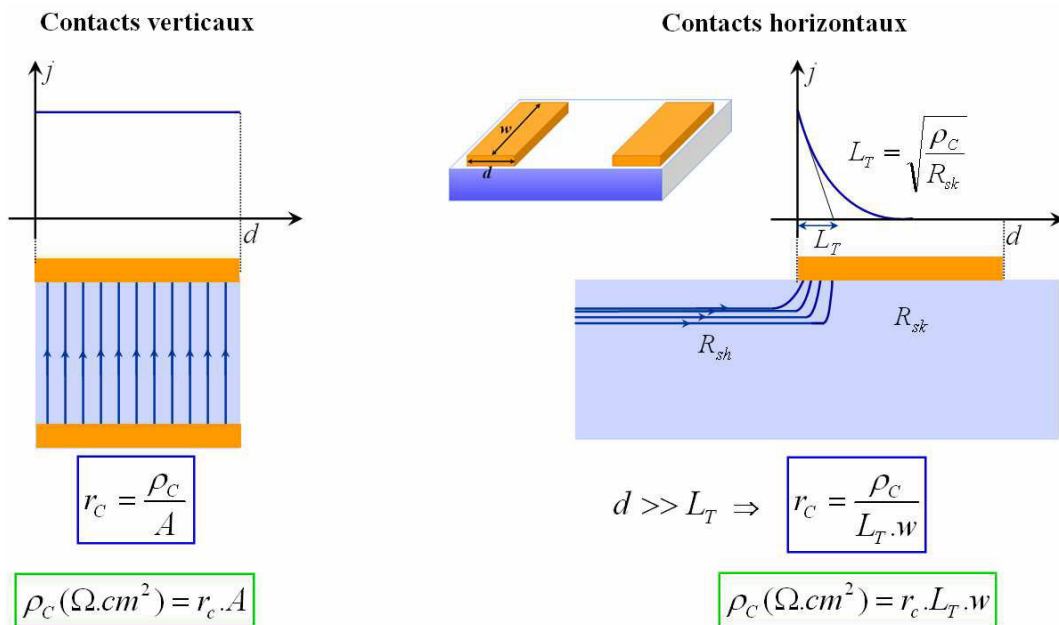
$$R_c(\Omega \cdot \text{mm}) = r_c \cdot w \quad (\text{II.7})$$

La caractérisation de la résistance de contact R_c ne donne pas suffisamment d'informations sur la qualité du contact métal/semi-conducteur. La notion plus complète est la résistance spécifique de contact. Cette notion est clarifiée dans les paragraphes suivants.

Dans le cas de contacts verticaux (par exemple le contact d'une diode couvrant la toute sa surface active), les lignes de courant sont perpendiculaires à l'interface du contact/semi-conducteur et sont réparties régulièrement (**Figure II-32**). La résistance de ce contact est inversement proportionnelle à son aire (A). La constante de proportionnalité est appelée la résistance spécifique du contact. Elle est égale au produit de la résistance de contact (r_c) et de l'aire (A) du contact exprimée en centimètre carré. Le contact peut être caractérisé complètement par sa résistance spécifique de contact qui s'exprime en $\Omega \cdot \text{cm}^2$.

Dans le cas de contacts horizontaux, la détermination de la résistance spécifique de contact est plus compliquée. En effet, contrairement au cas de contacts verticaux, les lignes de courant dans le semi-conducteur sont parallèles au plan du contact ; la densité de courant passant à travers l'interface semi-conducteur/métal varie d'un point à l'autre de cette interface. Ceci est dû à un phénomène de concentration des lignes de courant en début de contact (**Figure II-32**).

La propulsion d'un contact horizontal à étaler les lignes de courant est caractérisée par sa longueur de transfert L_T (**Figure II-32**). Une grande longueur de transfert signifie que le contact devra avoir une longueur importante pour ne pas limiter le passage du courant. Ce paramètre est donc important pour les réalisations technologiques car il permet de prévoir la longueur minimale du contact qu'il est nécessaire de déposer pour ne pas nuire à sa résistance R_C . Dans la pratique, on considère qu'une longueur de contact égale à 3 à 5 L_T est suffisante pour que la longueur du contact n'ait plus d'influence sur sa résistance [131].



ρ_c : résistance spécifique de contact

Figure II-32 : Répartition des lignes de courant dans un contact métal/semi-conducteur vertical et horizontale [133].

Le paramètre L_T est lié à la métallisation déposée, par l'intermédiaire de ρ_C , et à la résistance par carré de la couche de semi-conducteur sous le contact (**Équation II-8**). Celle-ci est notée R_{sk} . Elle est généralement proche de R_{sh} , la différence provenant de l'alliage qui peut se former lors du recuit entre le semi-conducteur et le métal [133].

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_C}{R_{sk}}} \quad (\text{II.8})$$

Dans le cas où la longueur du contact est très supérieure à la longueur de transfert (L_T), cette dernière peut être déterminée à partir de la droite $R(l_i)$ d'un motif TLM linéaire. En effet :

- En supposant que la longueur du contact est très supérieure à la longueur de transfert L_T , on peut écrire :

$$r_c \approx \frac{\rho_c}{L_T \cdot w} \quad (\text{II.9})$$

- En émettant l'hypothèse que la résistivité de la couche de semi-conducteur entre les contacts est égale à la résistivité sous le contact, l'Équation II.8 devient :

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sh}}} \quad (\text{II.10})$$

- D'où $r_c = \frac{L_T^2 \cdot R_{sh}}{L_T \cdot w} = \frac{L_T \cdot R_{sh}}{w}$ (II.11)

- En combinant l'Équation II.6, l'Équation II.11, on peut écrire :

$$R_T = \frac{R_{sh}}{w} (l + 2L_T) \quad (\text{II.12})$$

Ainsi, pour une résistance $R_T = 0$, la longueur l vaut $-2L_T$. La longueur de transfert peut donc être déduite de l'intersection entre la courbe des résistances mesurées et l'axe des abscisses (**Figure II-33**).

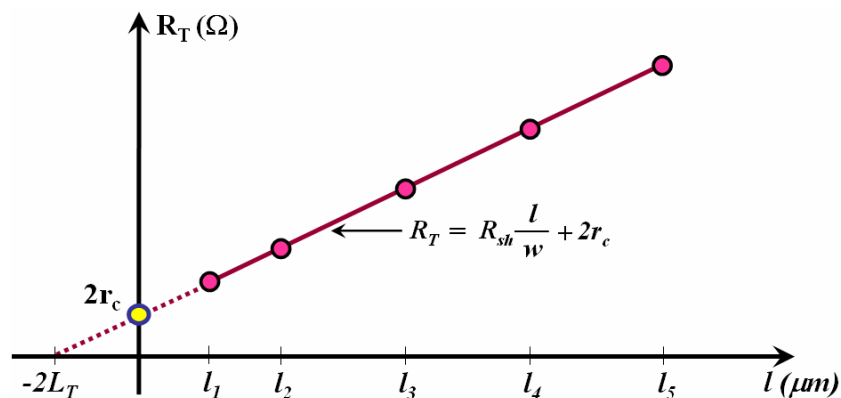


Figure II-33 : Extraction graphique du paramètre L_T à partir des mesures TLM linéaires.

La résistance spécifique de contact est ainsi obtenue à partir de l'Équation II.9 ou partir de l'Équation II.10 :

$$\rho_c = r_c \cdot L_T \cdot w \quad (\text{II.13})$$

ou $\rho_c = R_{sh} \cdot L_T^2$ (II.14)

Cette valeur permet de vérifier si le courant circule plutôt via la périphérie devant ou par toute la surface des contacts. Plus la valeur de ρ_c est grande, plus la surface nécessaire à la circulation du courant est importante. De manière générale, on considère qu'un contact ohmique est de bonne qualité, dès lors que sa résistance spécifique de contact est égale ou inférieure $1.10^{-5}\Omega.cm^2$, ce qui correspond à une longueur de transfert inférieure à $20\mu m$. De fait, pour des résistances spécifiques de contact de cet ordre de grandeur, un contact de $100\mu m$ de longueur sera tout à fait acceptable. Cependant, la circulation se faisant sur une faible longueur, il sera nécessaire d'augmenter la largeur du contact pour diminuer la densité surfacique du courant et éviter ainsi la dégradation du contact [132].

En conclusion, la méthode TLM linéaire est une méthode très pratique pour la caractérisation des contacts. Elle permet d'évaluer la résistance de contact $R_c(\Omega.mm)$, la résistance par carré de couche de semi-conducteurs $R_{sh}(\Omega/\square)$, et la résistance spécifique de contact $\rho_c(\Omega.cm^2)$ des contacts horizontaux dans le cas où la longueur du contact (d) est très supérieure à la longueur de transfert (L_T).

II.6.3. Effets de la gravure et du recuit sur la résistance de contact

Dans notre process de fabrication des contacts ohmiques (**Annexe C**), la gravure avant le dépôt métallique a pour but de réduire l'épaisseur de la barrière et d'approcher le métal au gaz 2D d'électrons. La gravure est effectuée à l'aide d'un plasma de $SiCl_4$ en mode RIE (Reactive Ion Etching). La vitesse de cette gravure est de $0.3nm/s$. Le temps de gravure est de 60s correspond donc à une profondeur moyenne gravée est de $18nm$. Cette gravure est indispensable car sans elle les contacts ne sont pas ohmiques y compris pour des recuits de $735C$ pendant 30s (observation vérifiée sur l'échantillon S537C.4 mais non présentée dans ce manuscrit). Les résistances de contact obtenues par ce process se situent entre $3 - 5\Omega.mm$, soit une valeur 10 fois plus élevée que celles rapportées dans la littérature (**Tableau II-2**). Pour expliquer ces mauvais résultats malgré des paramètres proches de ceux de la littérature, nous avons fait une double hypothèse. La gravure peut être trop profonde et/ou génère trop de défauts ce qui réduirait la densité des porteurs libres.

Si la gravure est trop profonde, deux configurations peuvent rendre les contacts plus résistifs :

- la première configuration : l'épaisseur de la barrière restant après le recuit est plus faible que l'épaisseur critique ($\sim 5nm$) pour que le gaz 2D d'électrons soit maintenu dans le

canal (voir paragraphe **II-2**). Il n'y a plus de gaz 2D d'électrons sous le contact ce qui réduit les courants tunnels et augmente la résistance de contact.

- la deuxième configuration : pendant le recuit, la fine barrière d'AlGaIn restant après la gravure est totalement consommée par la réaction entre titane et l'AlGaIn (voir paragraphe **II-2**). L'interface métal/gaz 2D d'électrons est alors restreinte à une fine bande située à la périphérie du plot métallique au lieu de couvrir toute sa surface ce qui augmente la résistance de contact.

D'autre part la gravure plasma en mode ICP (Inductively Coupled Plasma) est connue pour générer moins de dommages que la RIE malgré une vitesse de gravure plus élevée. L'énergie des ions et la densité d'ions sont mieux contrôlées dans le réacteur ICP car ces deux quantités sont découplées [134]. La gravure en ICP est couramment utilisée au laboratoire et dans nos procédés pour la réalisation de mésostructures d'isolation. Notre procédé de gravure ICP (plasma de BCl_3 décrit plus haut) assure, selon nos observations, un fond de gravure toujours propre et de même morphologie que la surface initiale (**Figure II-29**). Pour cette raison, nous avons développé une variante de ce procédé afin qu'il présente une vitesse de gravure suffisamment faible ($\sim 0.3\text{nm/s}$) pour contrôler avec précision la distance métal – gaz 2D après la gravure.

Pour vérifier si la gravure en RIE 60s est trop profonde et/ou génère trop de défauts et pour comparer l'effet de différentes gravures sur la résistance des contacts, nous avons alors entrepris une expérience comparative menée sur le même échantillon afin de comparer les résistances de contact obtenues par trois procédés légèrement différents. Les contacts ont tous été réalisés avec le même procédé excepté la gravure réalisée avant le dépôt métallique. L'échantillon (**S537C.6**) contient 3 zones correspondant à trois gravures plasma différentes (**Figure II-34**) :

- Zone RIE 60s : Process RIE SiCl_4 pendant 60s, c'est le process de référence. On attend une profondeur gravée d'environ 18nm

- Zone RIE 45s : Process RIE SiCl_4 pendant 45s, le temps de gravure est réduit de 15s par rapport au procédé de référence. On attend une profondeur gravée d'environ 13nm.

- Zone ICP 60s : Process ICP BCl_3 pendant 60s, on attend une réduction de la densité de défauts dans le fond de gravure.

Chaque zone contient une partie sans motifs qui sert à des mesures SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) pour l'analyse des compositions chimiques (éléments de matrice, dopants, polluants éventuels) avant et après le recuit.

L'échantillon contient plusieurs matrices de 4x4mm. Les matrices sont numérotées par une lettre et un chiffre comme indiqué **Figure II-34**. Chaque matrice contient une barrette de motifs TLM de 5 résistances. Nous avons donc 15x5 résistances TLM pour les zones RIE_60s et ICP_60s et 10x5 résistances TLM pour la zone RIE_45s.

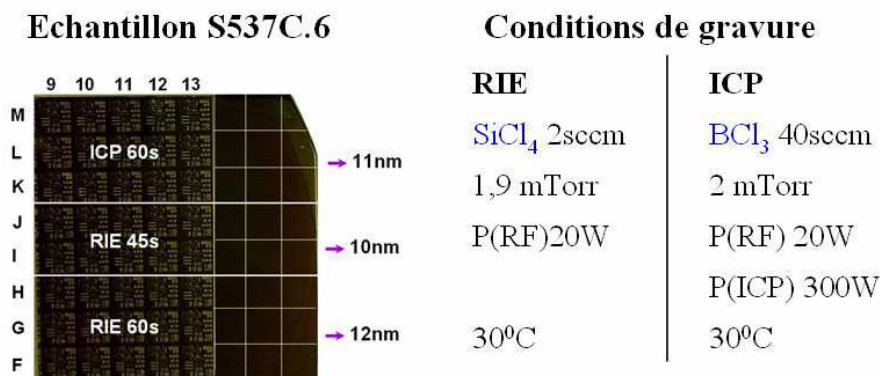


Figure II-34 : Représentation de l'échantillon S537C.6 et les conditions de la gravure.

Les profondeurs des gravures réalisées ont été mesurées par AFM. Elles sont de 12nm, 10nm et 11nm pour les zones RIE_60s, RIE_45s et ICP_60s respectivement.

Après un recuit à 735⁰C pendant 30s sous azote, on mesure (**Figure II-35**) des résistances de contacts dans la zone RIE_60s 10 fois plus élevées que celles des zones RIE_45s et ICP_60s. De plus les résultats sont beaucoup plus dispersés dans la zone RIE_60s que dans les deux autres. Les résistances des contacts des zones en RIE_45s et ICP_60s sont comparables et peu dispersées. Elles sont comparables avec les meilleures valeurs de l'état de l'art (**Tableau II-2**). Ces résultats sont d'autant plus remarquables que la résistance de couche de la plaque S537C est assez élevée (747Ω/□ pour la zone RIE_60s, 680Ω/□ pour la zone RIE_45s et ICP_60s (**Figure II-36**)) et que la température de recuit est de 100 à 150⁰C plus faible que celle de l'état de l'art (**Tableau II-2**).

Ces résultats excluent que la profondeur de la gravure soit responsable des écarts observés sur la résistance de contact. Ils renforcent l'hypothèse d'une génération importante de défauts par la gravure en RIE 60s.

En effet, les trois zones présentent des profondeurs de gravure très proches (12nm dans la zone RIE_60s, 10nm dans la zone RIE_45s et 11nm dans la zone ICP_60s)

comparées à l'épaisseur totale de la barrière (23nm). De plus il est peu probable qu'une dégradation de la résistance de contact par plus d'un ordre de grandeur puisse être due à une sur-gravure de seulement 1nm alors que les résultats obtenus dans les zones RIE_45s et ICP_60s sont très proches alors qu'ils montrent entre eux une différence de profondeur de gravure également de 1nm.

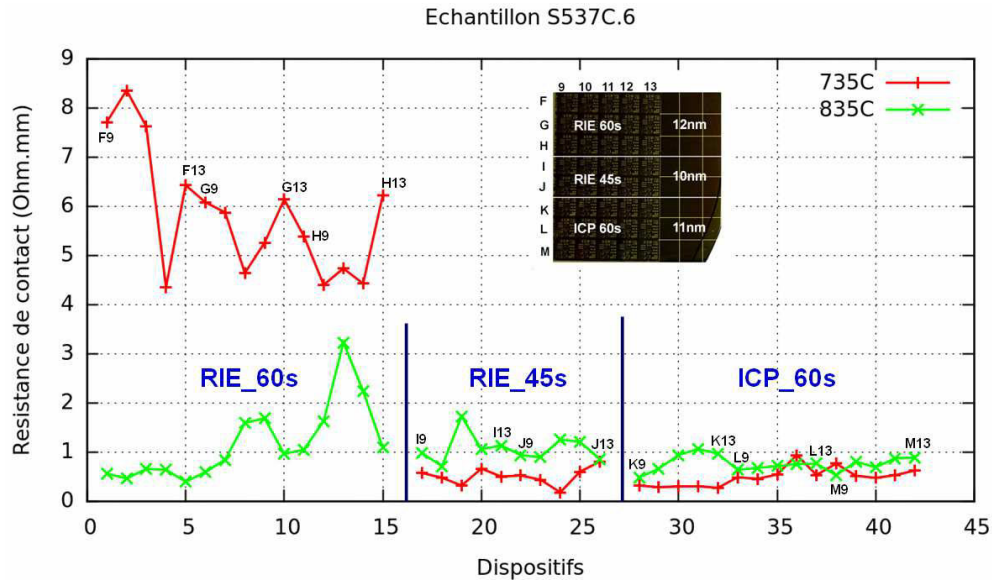


Figure II-35 : Les résistances des contacts de l'échantillon S537C.6 après un recuit à 735⁰C (en rouge) et 835⁰C (en vert). Encart : photo de l'échantillon présentant la position des trois zones.

Il est connu que les défauts générés par le plasma peuvent être réduits par un recuit rapide [135]. De plus, la température de recuit des contacts ohmiques rapportée dans la littérature sont plutôt situées entre 850⁰C et 900⁰C (**Tableau II-2**). Pour vérifier l'effet de la température de recuit sur la résistance de contact, nous avons recuit une deuxième fois l'échantillon S537C.6 à 835⁰C (valeur pic mesurée), pendant 30s. Après ce recuit, les résistances de contact mesurées dans la zone RIE_60s ont fortement été réduites (surtout la ligne F et la moitié de la ligne G (**Figure II-36**)). Tandis que les résistances de contact des zones RIE_45s et ICP_60s ont légèrement été dégradées. Après ce recuit, les résistances de contact sont comparables dans les 3 zones. Elles restent cependant un peu plus faibles et plus homogènes pour la zone ICP_60s.

Suite au recuit à 835⁰C nous avons observés une dégradation de l'échantillon sur deux aspects : (1) la résistance de couche (essentiellement due à la conduction du canal) a subi une augmentation de 13% (**Figure II-36**) et (2) la surface des contacts métalliques présente une rugosité augmentée.

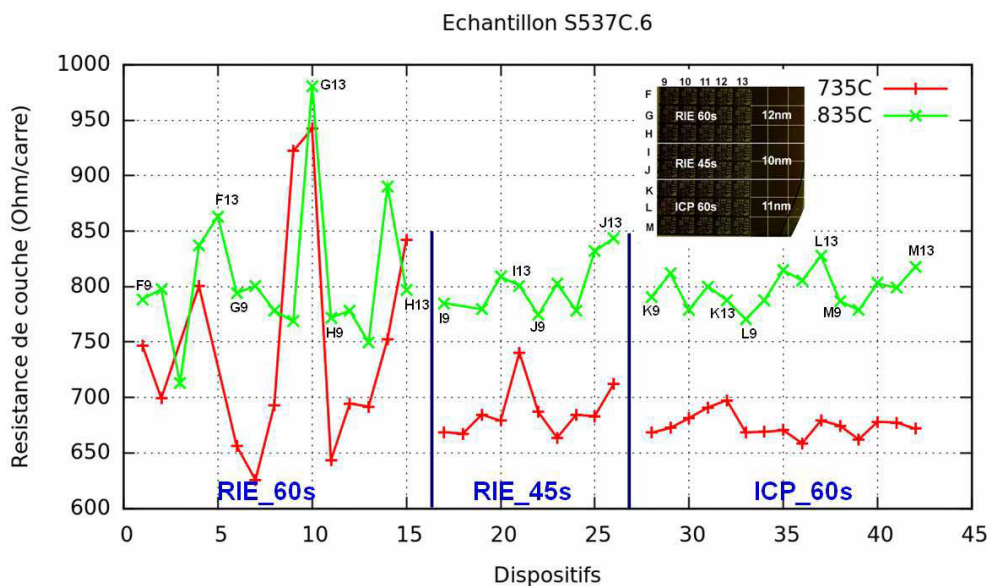


Figure II-36 : Les résistances de couche de l'échantillon S537C.6 après un recuit à 735⁰C (en rouge) et 835⁰C (en vert). Encart : photo de l'échantillon présentant la position des trois zones.

Les gravures plasma (SiCl₄ pour la RIE et BCl₃ pour l'ICP) pourrait avoir introduit dans l'échantillon différentes espèces présentes dans le plasma. Pour vérifier cette hypothèse nous avons réalisé des analyses SIMS dans les différentes zones de gravure après le recuit à 735⁰C de l'échantillon S537C.6. Les analyses SIMS ont été faites au Groupe d'Etude de la Matière Condensée (GEMAC) – CNRS par **François Jomard**. Les profils de silicium et de chlore après le recuit sont présentés dans les **Figure II-37** et **Figure II-38**.

Pour faciliter l'observation, les profils des **Figures II-37** et **II-38** ont été décalés de façon à tenir compte des différentes profondeurs gravées, en utilisant le saut du profil d'aluminium à l'interface AlGa_N/Ga_N comme repère. L'interface AlGa_N/Ga_N est alors représentée (trait vertical noir) à la même abscisse sur ces courbes.

La **Figure II-37** montre clairement un profil de silicium dans les zones gravées par le plasma SiCl₄. Comme pour tous les profils SIMS, on ne tiendra pas compte des fortes concentrations mesurées au voisinage de la surface qui sont dues au transitoire et à une éventuelle contamination de surface. Au delà de cette zone (environ 5-6 nm), on note une concentration importante (environ 1000 fois plus forte que le bruit de mesure) et à peu près constante dans la barrière d'Al_{0,28}GaN, suivi d'une décroissance exponentielle dans le tampon d'Al_{0,03}GaN. Ce profil pourrait être dû à une implantation de surface pendant le plasma suivie d'une diffusion lors du recuit de contact à 735⁰C pendant 30s. On note également un profil sortant du bruit dans la zone gravée par le plasma de BCl₃ en mode ICP. Ici le silicium ne provient pas du gaz introduit dans le plasma mais du porte-

échantillon en silicium qui, gravé par le plasma BCl_3 , sert de source silicium pendant le process. Dans ce dernier cas, la concentration de silicium est environ 100 fois plus faible qu'avec le plasma SiCl_4 utilisé en mode RIE.

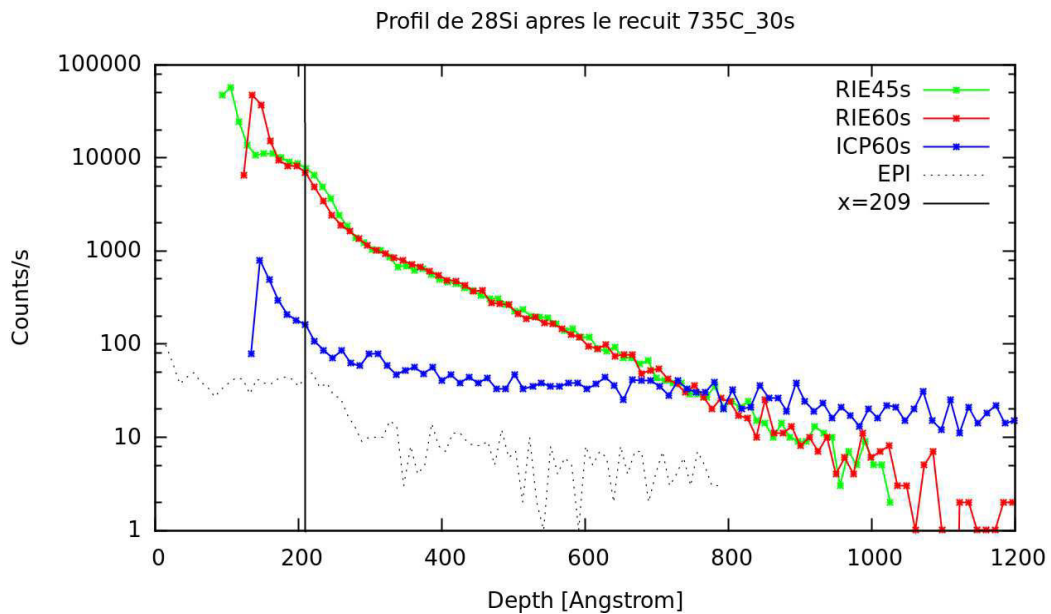


Figure II-37 : Profils de silicium dans les différentes zones de gravure après le recuit à 735°C pendant 30s et, pour comparaison, celui d'un échantillon non traité (EPI). La ligne verticale marque l'interface AlGaN/GaN du canal.

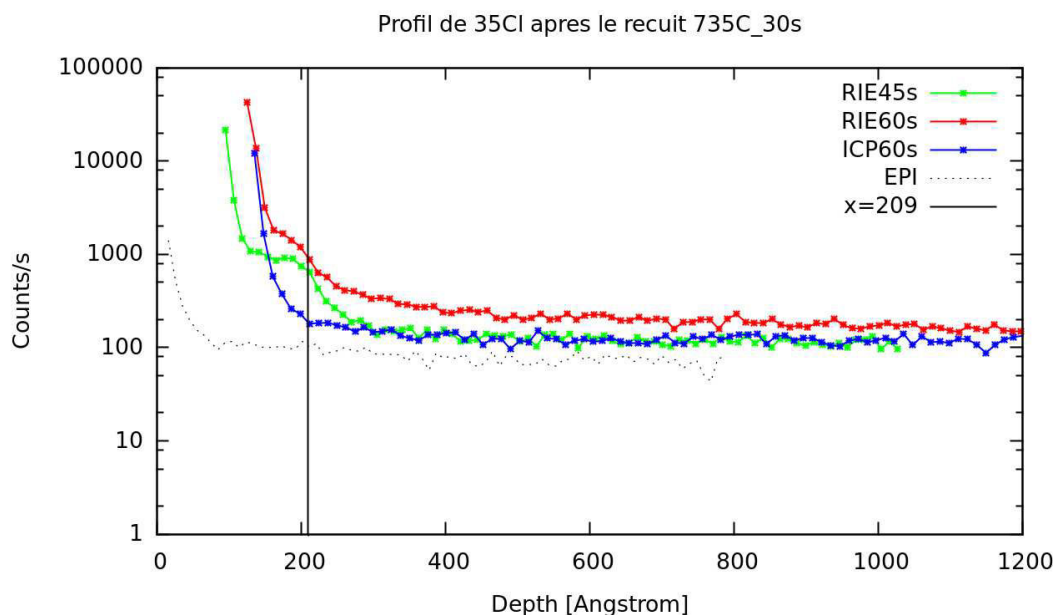


Figure II-38 : Profils de chlore dans les différentes zones de gravure après le recuit à 735°C pendant 30s et, pour comparaison, celui d'un échantillon non traité (EPI). La ligne verticale marque l'interface AlGaN/GaN du canal.

La **Figure II-38** montre un profil de chlore sortant du bruit de mesure (tracé en pointillé réalisé sur un échantillon de référence) dans la barrière en AlGa_{0.2}N pour les zones gravées en SiCl₄ en mode RIE. Les valeurs mesurées dans le tampon est trop près du niveau de bruit pour être significatif. De même aucune concentration significative de chlore n'a été mesurée dans les zones gravée par BCl₃ en mode ICP.

Les profils de silicium et de chlore mesurés après recuit dans les zones RIE_60s et RIE_45s sont comparables. La différence de résistance de contact observée entre ces deux zones après le recuit à 735⁰C ne peut donc pas être attribuée aux espèces introduites dans l'échantillon par le plasma suivi d'un recuit.

La différence de la résistance de contact entre la zone RIE_60s et RIE_45s après le recuit 735⁰C peut être expliquée par la génération de défauts plus importante par le plasma RIE_60s par rapport au plasma RIE_45s, ou bien par la localisation de ces défauts – qui est plus proche du gaz 2D d'électrons dans le cas du RIE_60s et donc perturbe plus le gaz 2D d'électrons.

Les plus faibles résistances et la meilleure stabilité thermique des contacts de la zone ICP_60s peuvent être expliquées par l'absence des espèces du plasma dans l'échantillon (mis en évidence par le SIMS) et par la faible génération de dommages connue de ce mode de gravure.

Le recuit à 835⁰C dégrade les résistances de couches dans les trois régions de la même façon. Cette dégradation n'a donc pas de lien avec les conditions de gravure imposées par le process (voir profils de chlore ou de silicium). On peut penser à une dégradation de l'interface AlGa_{0.2}N/GaN qui réduit la mobilité du gaz d'électron 2D.

Le recuit à 835⁰C rend les résistances de contact à peu près identiques dans les trois zones, mise à part une dérive observé sur la zone RIE_60s pour les dispositifs loin du bord d'échantillon. Il y a donc deux effets antagonistes : l'un améliorant les contacts gravés en RIE pendant 60s, l'autre dégradant ceux gravés en RIE pendant 45s ou en ICP pendant 60s. Ces effets n'ont pas été clairement identifiés. Pour le premier, on peut cependant penser que l'excès de chlore mis en évidence par le SIMS a été réduit par exo-diffusion. Pour le second on peut supposer que l'action du recuit à plus forte température a rapproché l'interface métal/semiconducteur du gaz 2D par consommation de l'AlGa_{0.2}N par le titane (voir ci-dessus). Dans ces conditions la densité d'électrons du gaz 2D sous le contact est réduite ce qui augmente la résistance de contact.

En conclusion, dans notre process de fabrication des contacts ohmiques, la gravure avant le dépôt métallique est nécessaire pour placer le contact à une distance optimale du gaz 2D. La gravure en mode RIE introduit dans l'échantillon différentes espèces présentes dans le plasma ce qui n'est pas le cas de la gravure en mode ICP. La gravure en RIE_60s génère trop de défauts et nécessite une température de recuit plus élevée. Nous avons développé une recette de gravure en ICP à même vitesse que celle en RIE. La résistance des contacts réalisés par la gravure en RIE_45s et par la gravure en ICP_60s sont de l'ordre de l'état de l'art ($0,5\Omega.\text{mm}$).

II.7. Réalisation des HEMTs

II.7.1. Process de fabrication des HEMTs

La réalisation de HEMT à partir des couches épitaxiées fournies par Picogiga International se décompose en trois grandes étapes : réalisation des contacts ohmiques, du méso d'isolation, puis de la grille (voir **Annexe B**).

II.7.2. Les géométries des HEMTs utilisées dans cet étude

Nous utilisons le masque HEMT-SM développé par le **CRHEA** et **PICOGIGA** (voir **annexe A**). Les géométries des transistors sur ce masque sont représentées dans la **Figure II-39** ci-dessous.

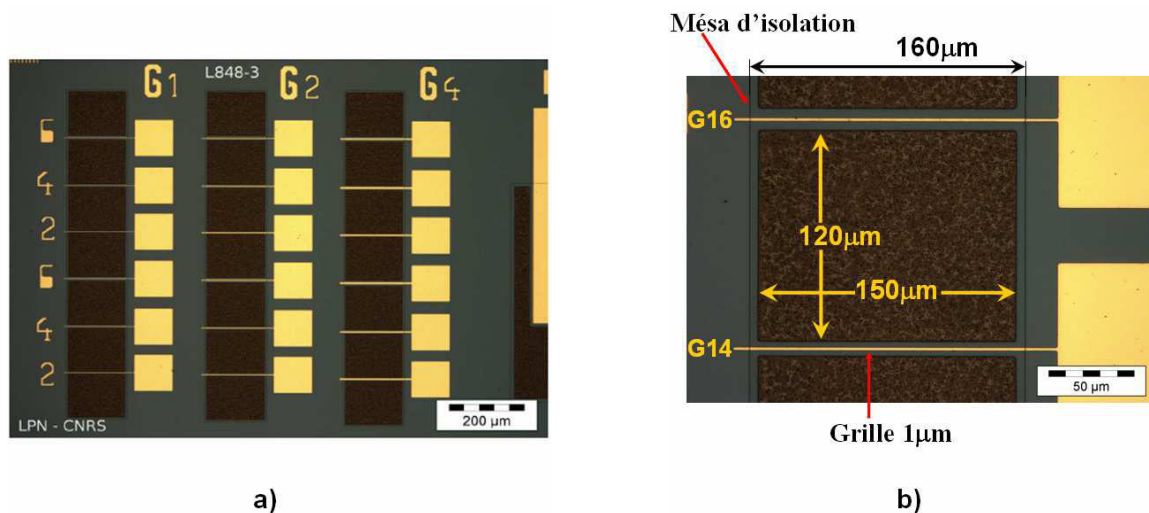


Figure II-39: a) Géométries des HEMTs utilisés dans cette étude.
b) Dimensions des contacts ohmiques, du méso d'isolation des HEMTs utilisés dans cette étude .

Sur ce masque la longueur de la grille des HEMTs est de $1\mu\text{m}$, $2\mu\text{m}$ et $4\mu\text{m}$ respectivement pour les transistors de sur la 1^{ère}, 2^{ème} et 3^{ème} colonne (G1, G2, G4). La

largeur de la grille est de $150\mu\text{m}$. Les chiffres 6, 4 et 2 (colonne de gauche **Figure II-39(a)**) représentent en μm la distance grille – drain qui est aussi la distance source – grille. Nous disposons donc de 9 géométries différentes. Nous notons G12 les transistors dont la longueur de grille est de $1\mu\text{m}$ et la distance grille – drain de $2\mu\text{m}$, et de la même façon G14, G16, G22, G24, G26, G42, G44, G46. La surface des contacts ohmiques est de $150 \times 120\mu\text{m}^2$. La distance entre les contacts ohmiques et le méso d'isolation est de $5\mu\text{m}$.

La **Figure II-40** montre une photo MEB d'un transistors G12 avec un zoom (partie droite) sur la descente du méso par la grille. Cette dernière est continue grâce à l'inclinaison à 22° des flancs du méso d'isolation (**Figure II-29**).

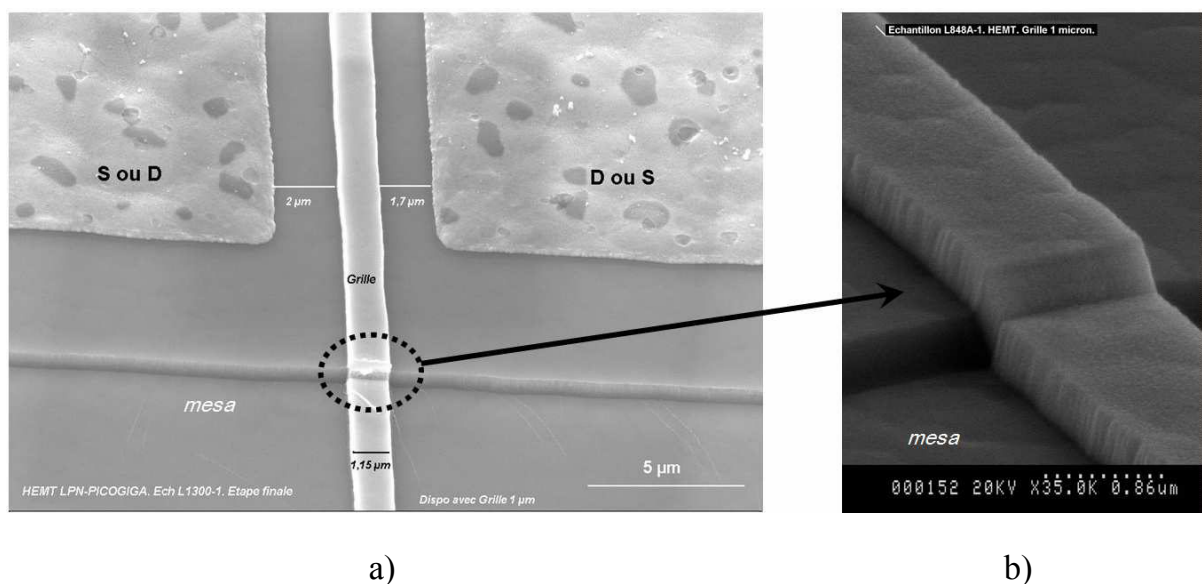


Figure II-40 : Photo MEB : a) d'un transistor G12 ; b) zoom sur la descente du méso d'isolation par la grille.

II.8. Caractérisation des HEMTs

II.8.1. A basse tension

Les paramètres caractéristiques des HEMTs en mode on ($V_{gs} = +1\text{V}$) sont : le courant de drain maximum I_d^{on} ; la tension drain – source V_{ds} correspond à I_d^{on} ; le courant de fuite à la grille I_g^{on} .

Les paramètres caractéristiques des HEMTs en mode off ($V_{gs} \leq V_p$) sont : la tension de pincement V_p (la tension où le canal est pincé) ; les courants fuites à la grille I_g^{off} et au drain I_d^{off} .

Ces paramètres sont extraits de deux types de mesures. Le premier type de mesures sert à déterminer la tension V_{ds} correspondant à I_d^{on} . La tension V_{gs} est fixée à $+1\text{V}$, la

tension V_{ds} varie de 0V à 30V. Toutes les mesures sont faites en aller – retour (i.e. la tension V_{ds} croit de 0 à 30V puis décroît de 30V à 0). Les mesures montrent que le courant I_d^{on} se trouve à $V_{ds} = 6V$ pour toutes les géométries (**Figure II-41**).

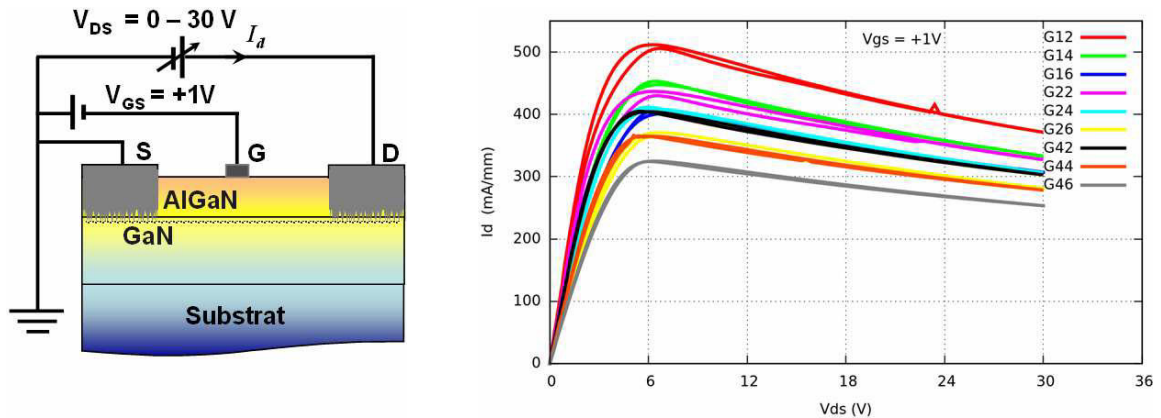


Figure II-41 : Le courant I_d (mA/mm) en fonction de V_{ds} (V) à $V_{gs} = +1V$ de toutes les géométries.

Dans le deuxième type de mesure, la tension V_{ds} est fixée à 6V, la tension V_{gs} varie de -9V à +1V. Cette mesure permet de déduire les paramètres I_d^{on} , I_d^{off} , I_g^{on} , I_g^{off} et V_p (**Figure II-42**).

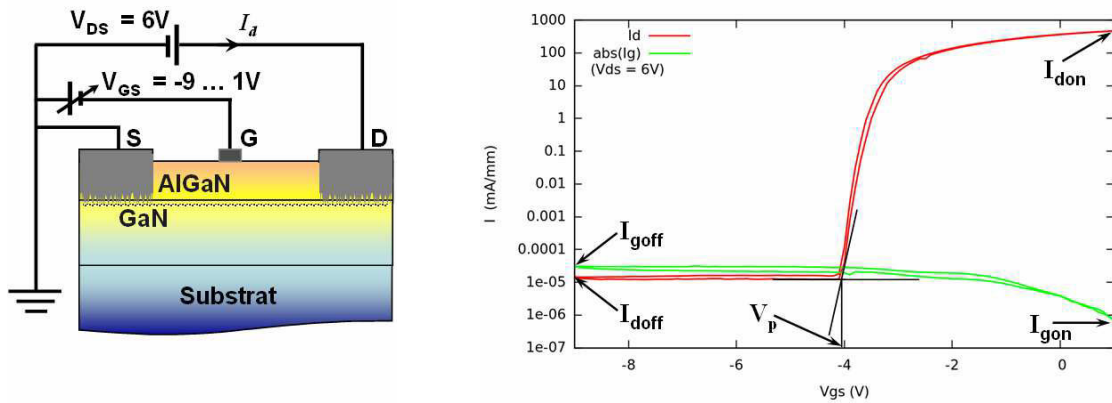


Figure II-42 : Extraction des paramètres I_d^{on} , I_d^{off} , I_g^{on} , I_g^{off} et V_p à partir du mesure $I(V_{gs})$ à $V_{ds} = 6V$.

Ces caractéristiques (I_d^{on} , I_d^{off} , I_g^{on} , I_g^{off} et V_p) sont extraites automatiquement par un programme de façon à pouvoir traiter un très grand nombre de dispositifs.

II.8.2. En tension de claquage

Les transistors dont les courants de fuite en mode off sont plus faibles que 1mA/mm sont ensuite mesurés à haute tension jusqu'à la tension de claquage.

Nous avons deux bancs de mesure à quatre pointes à haute tension. Le premier est automatisé et permet de mesurer un nombre important (300 – 700) de transistors de chaque échantillon de manière automatique. Ce banc contient trois « source and measure units » (SMU) qui permettent de générer la tension et de mesurer sur le même port le courant qui y circule. La tension maximale délivrée par chaque générateur est de $\pm 110\text{V}$. Avec ce banc nous pouvons polariser la tension drain – source jusqu'à $+210\text{V}$ en appliquant -100V à la source et $+110\text{V}$ au drain (**Figure II-43**). La différence de potentiel $V_{gs} = -6\text{V}$ sera alors assurée en appliquant -106V à la grille.

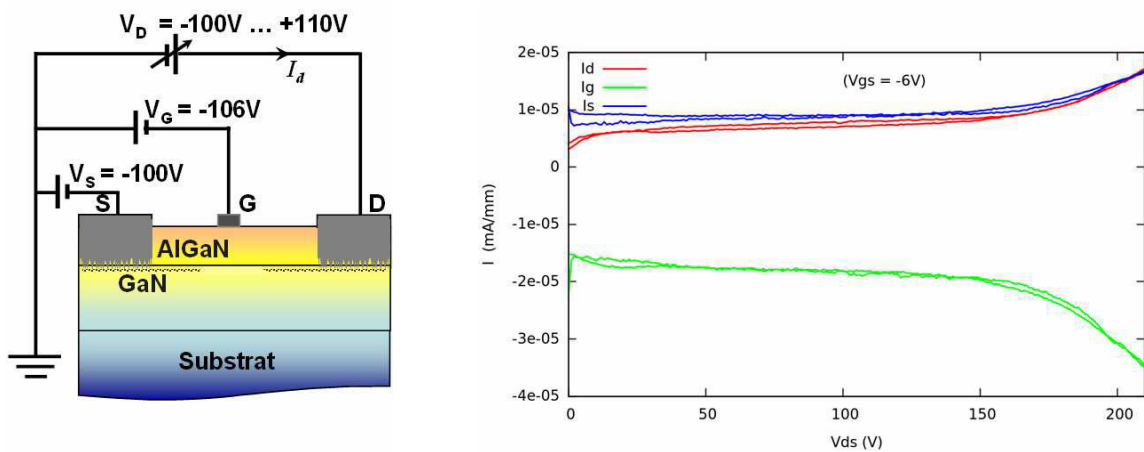


Figure II-43 : Schéma de la caractérisation des HEMT jusqu'à 210V et un exemple des courants mesurés.

La tension maximale délivrée par chaque générateur du deuxième banc est de $\pm 600\text{V}$. Ce banc n'étant pas motorisé. Nous ne pouvons pas l'utiliser de façon systématique sur tous les transistors fabriqués. Nous l'avons utilisé ce banc pour mesurer les bons transistors sélectionnés après les mesures à 210V. Ce sont des transistors dont les courants de fuite restent faibles ($10^{-3} - 10^{-5}\text{mA/mm}$) à 210V. Ces transistors sont alors mesurés jusqu'au claquage (les courants de fuite atteignent 1mA/mm). Avec ce banc de mesure, nous pouvons polariser la tension drain – source jusqu'à 1190V .

II.9. L'effet du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche tampon

Dans cette partie, nous étudions l'amélioration des caractéristiques électriques en mode DC des HEMTs dont le tampon est en $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$ (DH-HEMT) par rapport aux transistors dont le tampon est en GaN (SH-HEMT). Comme nous avons vu dans les paragraphes II.4 et II.5, le tampon en AlGaN augmente le confinement du gaz 2D d'électrons et isole mieux la partie active du HEMT de la partie inférieure de la structure

(zone de transition épitaxiale et substrat de silicium). De ce fait, on observe sur les DH-HEMT deux types d'amélioration par rapport au SH-HEMT : la mobilité du gaz 2D d'électrons est augmentée ; les courants de fuites des DH-HEMTs sont significativement réduits.

Nous disposons pour étudier cet effet de trois structures épitaxiales (L846, L847, L848) dont la seule différence est le tampon (voir **Tableau II-6**). Le tampon de L846 est une couche de $1,8\mu\text{m}$ GaN (SH-HEMT); le tampon de L847 est une couche de $1\mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$ de $1\mu\text{m}$ (DH-HEMT); le tampon de L848 est une couche de $1,8\mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$ (DH-HEMT).

Pour pouvoir comparer l'effet des différents tampons, nous avons réalisé des HEMT sur chacune des structures épitaxiales : les échantillons L846.4 ; L847.2 et L848.4. Ces échantillons sont réalisés par le même process de fabrication (voir **Annexe B**). Ils sont présentés dans la **Figure II-44**.

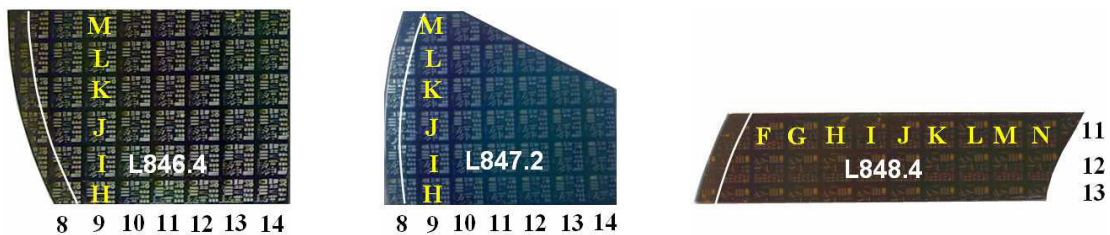


Figure II-44 : Les échantillons L846.4, L847.2 et L848.4. Les lignes blanches indiquent la limite d'épitaxie près du bord des wafers. La dimension de chaque matrice est de $4*4\text{mm}$.

Les grilles d'un micron de l'échantillon L847.2 se sont décollées lors du lift-off ; ceci pourrait être dû à un sous-développement lors de la lithographie optique. Par conséquence, il n'y a pas de transistors de géométrie G12, G14 et G16 sur cet échantillon.

Les résistances de couche et de contact de ces trois échantillons, déduites des mesures TLM, sont présentées dans les **Figure II-45**.

Les résistances de couche mesurées sur L846.4 sont significativement plus faibles que celles mesurées sur L847.2 et L848.4. Ces résultats sont cohérents avec les valeurs mesurées par Picogiga International (**Tableau II-6**). La plus faible de résistance de couche de L846.4 peut être expliquée par le fait que la surface du tampon en GaN est moins rugueuse que celle du tampon en $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$.

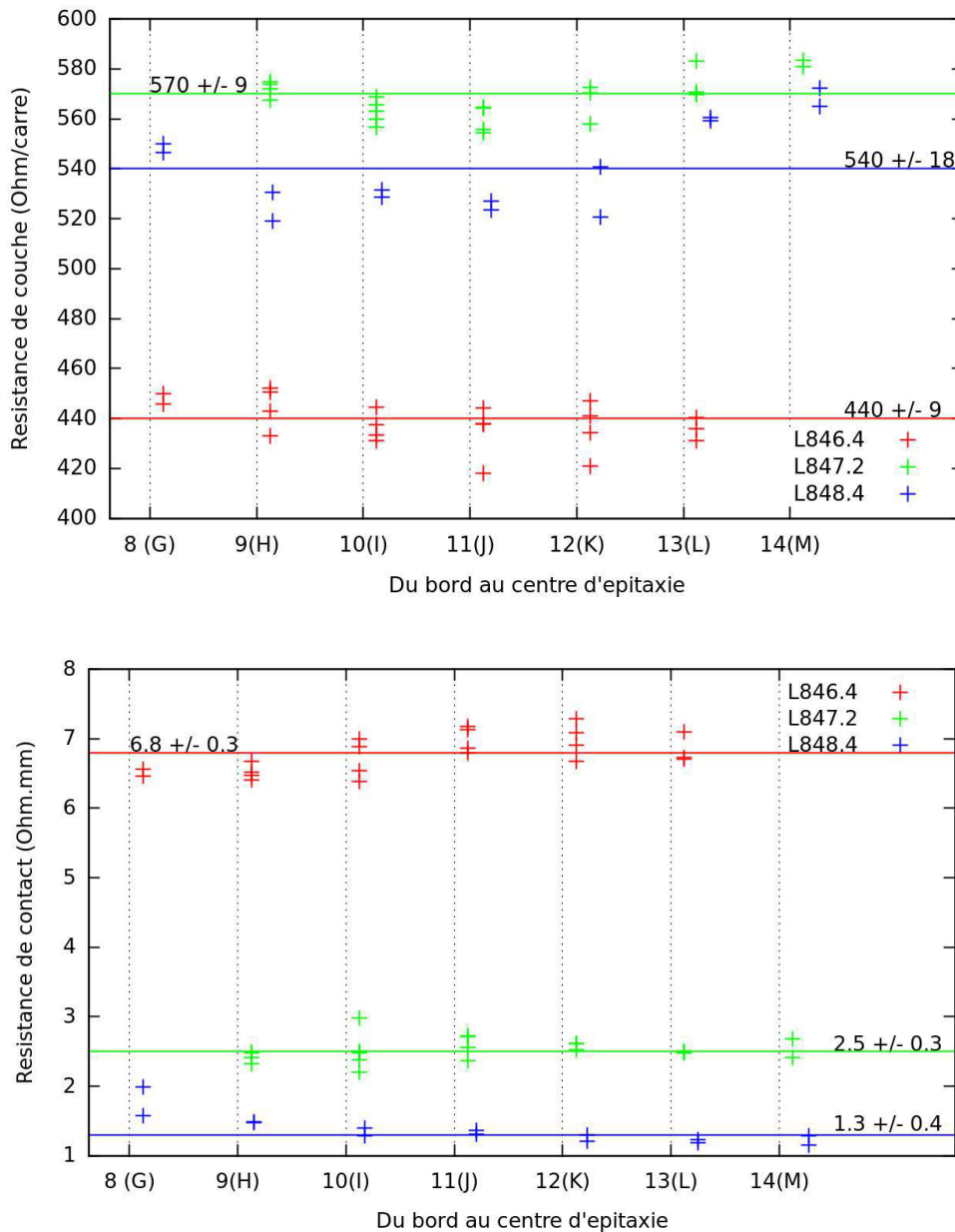


Figure II-45 : Les résistances de couche (en haut) et résistances des contacts ohmiques (en bas) des échantillons L846.4, L847.2 et L848.4.

Les résistances de contacts sont assez homogènes pour chaque échantillon, mais elles sont très différentes d'un échantillon à l'autre. En effet, ces échantillons ne sont pas traités en parallèle et donc il y a eu quelques différences dans les processus au niveau de la réalisation des contacts ohmiques :

- La gravure avant le dépôt métallique est faite en RIE pour les trois échantillons, mais le temps de gravure est de 60s pour L846.4 et L847.2 et de 45s pour L848.4. Comme nous l'avons discuté dans la partie II-6, la résistance des contacts gravés par RIE_45s est plus faible que celle des contacts gravés par RIE_60s.

- La température de recuit est fixée à 735⁰C pour les trois échantillons, mais le temps de recuit est de 30s pour L847.2 et L848.4 et de 20s pour L846.4. Le temps de recuit de 20s peut ne pas être suffisant, la résistance de contact de L846.4 est donc plus élevée que celle de L847.2 (les conditions de gravure de L846.4 et de L847.2 sont semblables).

Les caractéristiques électriques sont présentées dans les paragraphes suivants.

II.9.1 Caractérisation à basse tension

Les caractéristiques typiques des courants I_d , I_g , et I_s en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=6V$ des trois échantillons sont présentées dans la **Figure II-46**.

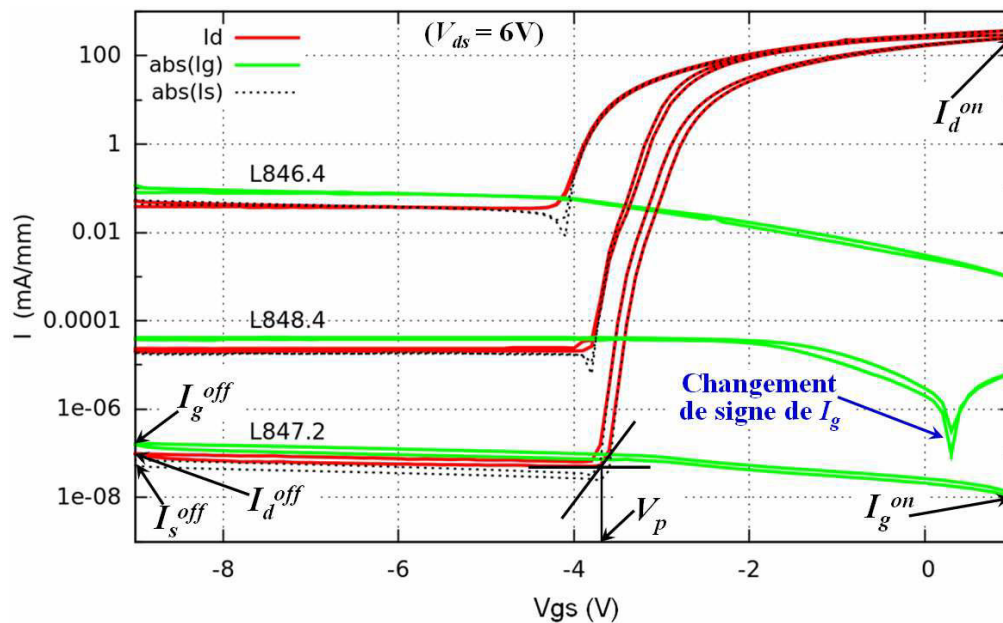


Figure II-46 : Caractéristiques typiques des courants I_d , I_g , et I_s en fonction de V_{gs} mesurées à $V_{ds} = 6V$ sur les échantillons L846.4, L847.2 et L848.4.

Nous discuterons en détail sur les courants de fuite en mode off (I_s^{off} , I_g^{off} , I_d^{off}), la tension de pincement V_p , le courant I_d^{on} et les courants de fuite en mode on (I_g^{on}) (voir **II.8.1** pour la définition de ces grandeurs) dans les paragraphes suivants.

II.9.1.1. Courants de fuites en mode off

Lorsque le canal est pincé, les courants de fuite en fonction de V_{gs} sont pratiquement constants (**Figure II-46**). Nous observons pour les trois échantillons que :

$$|I_g^{off}| = I_s^{off} + I_d^{off} \quad (\text{II.15})$$

Cela veut dire que ces courants de fuite sont contrôlés par le transport électronique dans la barrière : une cascade d'effet tunnel des électrons injectés de la grille vers le gaz 2D

d'électrons via les défauts de la barrière (dislocations traversantes, défauts ponctuels ...) (**Figure II-47a**). Ces électrons sont collectés par la source et le drain par deux passages principaux [82][136] illustrés sur la **Figure II-47b**. Le passage (1) est le passage des courants tunnels verticaux qui dépendent de l'aire de la grille et de la densité de défauts sous la grille. Le passage (2) est le passage des courants tunnels latéraux qui dépendent de la largeur de la grille, de la distance et de la densité des défauts dans la barrière entre les électrodes.

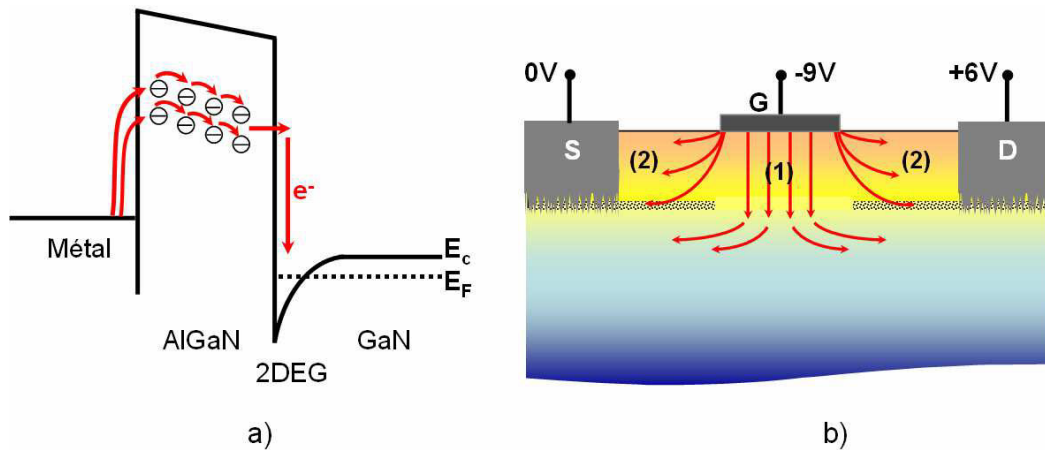


Figure II-47 : a) Le diagramme de bande simplifié et le passage tunnel des électrons injectés de la grille via des défauts de la barrière [105] ; b) Deux passages principaux des électrons injectés de la grille [82][136].

Ces courants de fuite sont d'autant plus intenses que la densité de défauts dans la barrière est élevée. L'échantillon L847.2 qui a les plus faibles courants de fuite (voir **Figure II-46**) aurait donc la plus faible densité de défauts dans la barrière. De même L846.2 qui a les courants de fuite les plus élevés (voir **Figure II-46**) aurait la plus forte densité de défauts dans la barrière.

La seule différence intentionnelle entre ces trois échantillons est la couche tampon. Comme nous l'avons vu au paragraphe II.4, l'épitaxie de couches épaisses de (Al)GaN sur silicium est très difficile à cause de la forte différence de paramètre de maille et de coefficient de dilatation thermique entre le silicium et l'(Al)GaN. Ainsi on voit deux régimes en fonction de l'épaisseur de la couche tampon. À faible épaisseur la qualité cristalline au sommet de la couche tampon augmente avec l'épaisseur de la couche tampon alors qu'au delà d'un certain seuil l'augmentation d'épaisseur tend à augmenter la densité de défauts cristallins à cause de l'augmentation de la courbure du substrat et des fissurations créées au cours du refroidissement [137]. Ces défauts cristallins peuvent se transmettre à la barrière épitaxiée sur le tampon. Cette dégradation explique l'augmentation de deux ordres

de grandeur des courants de fuite observée sur L848.4 (tampon de $1,8\mu\text{m}$ en $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$) par rapport au L847.2 (tampon de $1\mu\text{m}$ en $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$).

Les tampons de L846.4 et de L848.4 ont la même épaisseur ($1,8\mu\text{m}$), mais les courants de fuite des DH-HEMTs (L848.4) sont trois ordres de grandeur plus faibles que ceux des SH-HEMTs (L846.4). Ceci peut être expliqué par la réduction des courants de fuite de type (1) dans la **Figure II.47b** des DH-HEMTs par rapport aux SH-HEMTs. En effet, le dopage résiduel dans le tampon AlGaN est plus faible que celui dans le GaN [138]; le pincement est plus efficace dans le DH-HEMT car les électrons du canal sont mieux confinés [138].

Les courants de fuite de L846.4 sont très élevés. Cet échantillon ne convient pas pour les études du fonctionnement des HEMT AlGaN/GaN sous fortes tensions. Par conséquent nous ne nous intéressons par la suite qu'aux échantillons L847.2 et L848.4.

La **Figure II-48** présente les valeurs absolues des courants de fuite I_g^{off} ($V_{gs}=-9\text{V}$; $V_{ds}=6\text{V}$) de tous les transistors mesurés sur les échantillons L847.2 et L848.4. Nous observons que les comportements typiques présentés sur la **Figure II-46** sont observables sur une large partie des échantillons (colonnes 10 à 14 pour L847.2 et colonnes J à N pour L848.4). Les courants I_g^{off} sont significativement plus élevés en bordure d'échantillon (colonne 9 pour L847.2 et colonnes G à I pour L848.4). Dans ces zones on note de fortes dispersions des courants mesurés et des comportements différents d'un échantillon à l'autre :

- Sur l'échantillon L847.2, les dispositifs de la colonne 9 présentent une très forte dispersion sur les courants de fuite : quelques dispositifs présentent un comportement proche de comportement typique alors que d'autres présentent des courants plus élevés de 5 ordres de grandeur. Cette dispersion peut être attribuée à une distribution aléatoire de défauts à la proximité du bord d'épitaxie (trait blanc sur la photo en insert). On note que cette dispersion des comportements électriques n'est présente que sur une bande étroite ($\sim 4\text{ mm}$) au bord de l'échantillon.

- Sur l'échantillon L848.4 on n'observe pas de forte dispersion en bordure d'échantillon : les dispositifs au plus près du bord d'épitaxie (colonne F) n'ont pas été mesurés. En revanche on observe une augmentation progressive des courants de fuite avec la réduction de leur distance au bord d'épitaxie. Cet effet peut être attribué à l'épaisseur de la couche tampon de cet échantillon ($1,8\mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0,03}\text{Ga}_{0,97}\text{N}$) qui, générant une courbure du substrat, augmente la probabilité de création de défauts structuraux [137]. En bordure de

wafer cette courbure est partiellement relaxée par la création de défauts macroscopiques (cracks), conduisant à la variation observée des courants de fuite. Sur cet échantillon la zone présentant une forte dispersion est localisée à mi-chemin du bord d'épitaxie, où les courants de fuite dominés par les effets de bord sont comparables aux courants typiques. On notera que l'amplitude de cette dispersion est beaucoup plus faible que celle observée en bordure de l'échantillon L847.2 (2 ordres de grandeurs au lieu de 5). L'échantillon L847.2 dont la couche tampon est de plus faible épaisseur ($1\mu\text{m}$ d' $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$) ne présente pas cet effet : la contrainte est trop faible pour générer ces défauts.

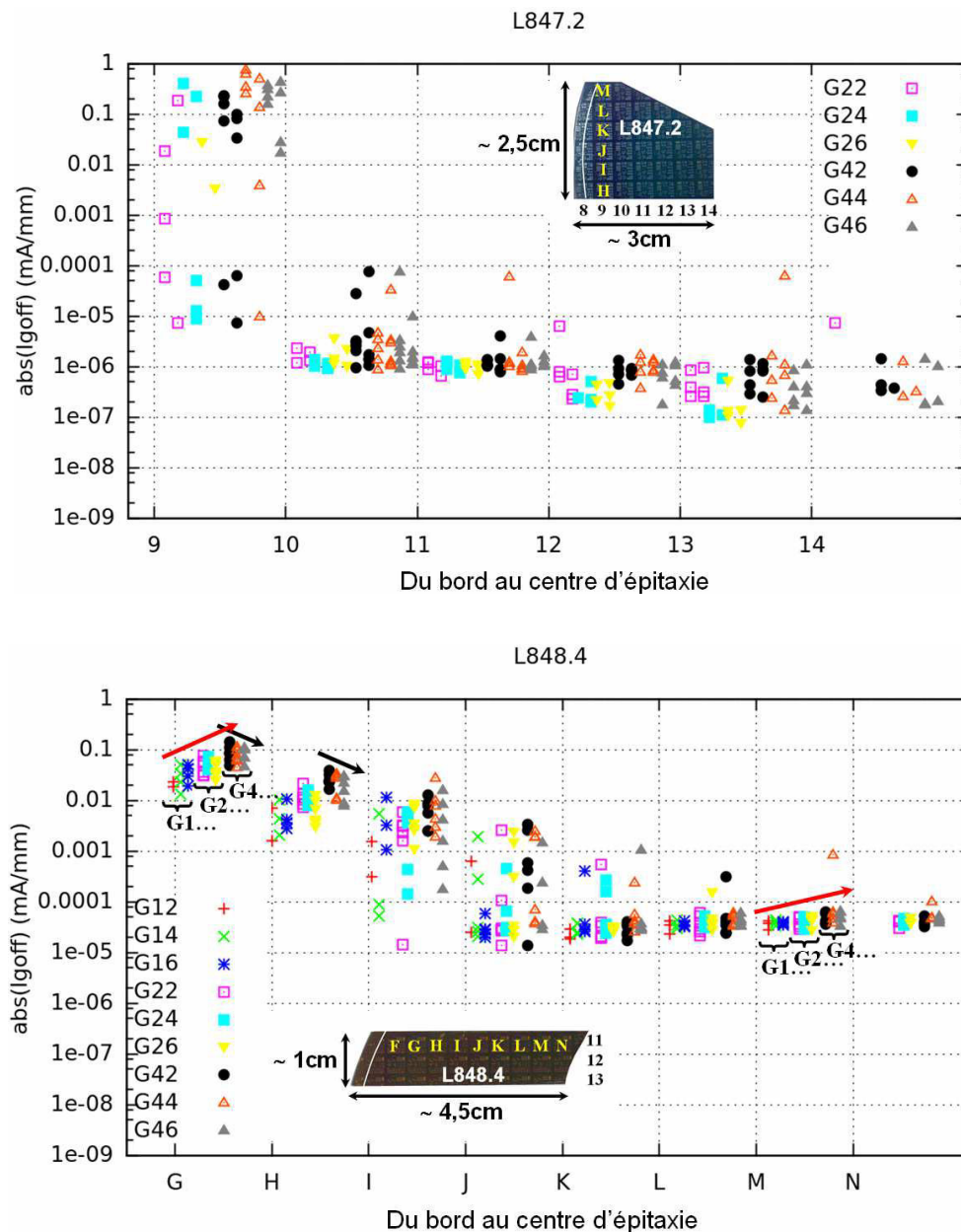


Figure II-48 : Courants de fuite I_g^{off} ($V_{gs}=-9V$; $V_{ds}=6V$) de tous les transistors mesurés sur les échantillons L847.2 (en haut) et L848.4 (en bas). Les flèches rouges indiquent l'augmentation des courants de fuite I_g^{off} avec la longueur de la grille. Les flèches noires indiquent la diminution des courants de fuite I_g^{off} avec les distances source-grille et grille-drain.

Une dépendance significative des courants de fuite de grille à la géométrie des transistors est aussi été observée sur l'échantillon L848.4. En effet, ces courants augmentent avec la longueur de la grille (les flèches rouges dans la **Figure II-48**) et diminuent avec la distance grille-drain (les flèches noires dans la **Figure II-48**). Cette double dépendance est liée aux deux types de passages des courants de fuite de grille illustrés dans la **Figure II-47**. Leur dépendance à la longueur de grille est plus importante que celle due à la distance grille-drain. Ceci signifie que la composante (1) des courants tunnels illustrés dans la **Figure II-47** est dominante.

La dépendance des courants de fuite de grille à la géométrie des transistors est d'autant plus marquée que la densité des défauts dans la barrière est élevée. En effet, elle est plus importante dans les zones où les courants de fuite sont élevés (le bord de L848.4) et l'est moins dans les zones où les courants de fuite sont faibles (le centre de L848.4 et le centre de L847.2).

Les courants de fuite typiques de L847.2 sont un ordre de grandeur plus faibles que les meilleurs contacts de grille des HEMTs AlGaN/GaN reportés dans la littérature (voir **Tableau II-4**). Ces faibles valeurs de courants de fuite de grille confirment à la fois la bonne qualité cristalline de la barrière de cette structure et la qualité du procédé de fabrication.

II.9.1.2. Tension de pincement

La **Figure II-49** présente les valeurs des tensions de pincement V_p de tous les transistors (toutes les géométries) mesurées sur les échantillons L847.2 et L848.4. Nous observons qu'elles ne dépendent pas de la géométrie du transistor et sont comparables entre L847.2 et L848.4. Ce résultat est tout à fait cohérent avec les calculs théoriques (Equation **I-34**) : la tension de pincement ne dépend pas de la géométrie de transistor, elle dépend surtout de la densité du gaz 2D d'électrons et de la distance entre la grille et le gaz 2D (épaisseur de la barrière et du cap layer). Ces paramètres étant identiques dans les structures L847 et L848, les valeurs identiques de V_p montrent la bonne reproductibilité de l'épitaxie.

Au bord d'épitaxie (la colonne 9 pour L847.2 et les colonnes G, H de L848.4), les tensions de pincement varient de la même manière que les courants de fuite présentés dans la partie précédente (partie **II.9.1.1**). En effet elles sont, dans la colonne 9 de L847.2, plus dispersées et plus élevées que celles des comportements typiques au centre de l'échantillon (les colonnes 10, 11, 12). De même, les tensions de pincement des colonnes G, H de

L848.4, qui sont plus élevées que celles des comportements typiques près du centre d'épitaxie (les colonnes I, J, K, L), diminuent quand la distance au bord d'épitaxie augmente. La dispersion et l'augmentation de la tension de pincement au bord d'épitaxie signifient que les défauts dans cette zone, responsables des courants de fuite très élevés et très dispersés présentés dans la partie précédente (partie **II.9.1.1**), sont chargés négativement. Nous verrons dans le **chapitre III** que la passivation de ces défauts réduit les courants de fuite, augmente la densité du gaz 2D d'électrons et donc diminue la tension de pincement.

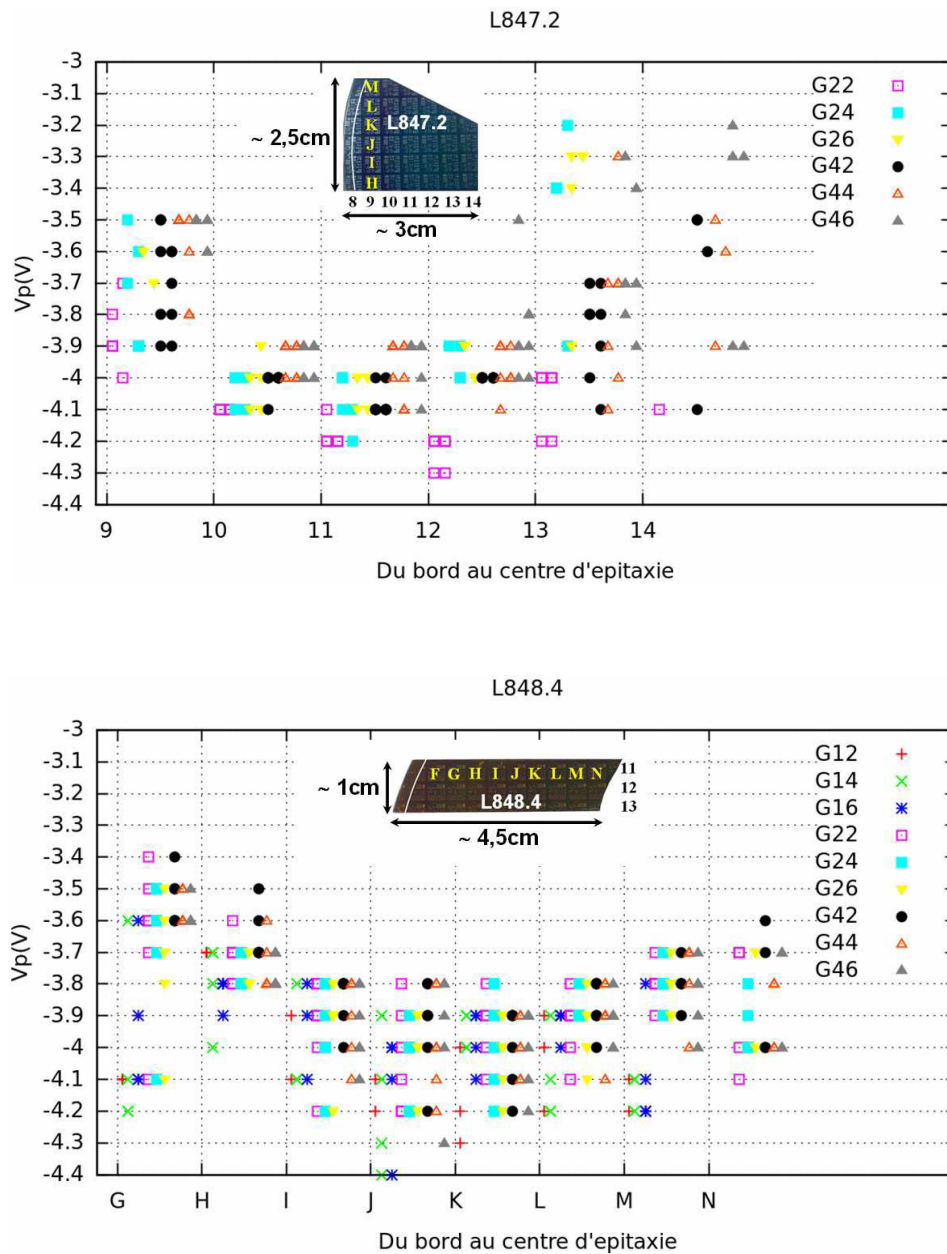


Figure II-49 : Tension de pincement (V_p) de tous les transistors mesurés sur les échantillons L847.2 (en haut) et L848.4 (en bas).

Au centre d'épitaxie (les colonnes 13,14 pour L847.2 et les colonnes M, N de L848.4), les tensions de pincement sont aussi plus élevées que celles des comportements typiques. Ceci est dû à l'inhomogénéité de l'épitaxie. En effet, la résistance de couche dans ces zones est plus élevée (voir **Figure II-45**), ce qui traduit une plus faible densité du gaz 2D d'électrons et donc une tension de pincement plus élevée dans ces zones.

II.9.1.3. Courant de saturation

La **Figure II-50** présente les valeurs du courant de saturation I_d^{on} de tous les transistors (toutes les géométries) mesurés sur les échantillons L847.2 et L848.4.

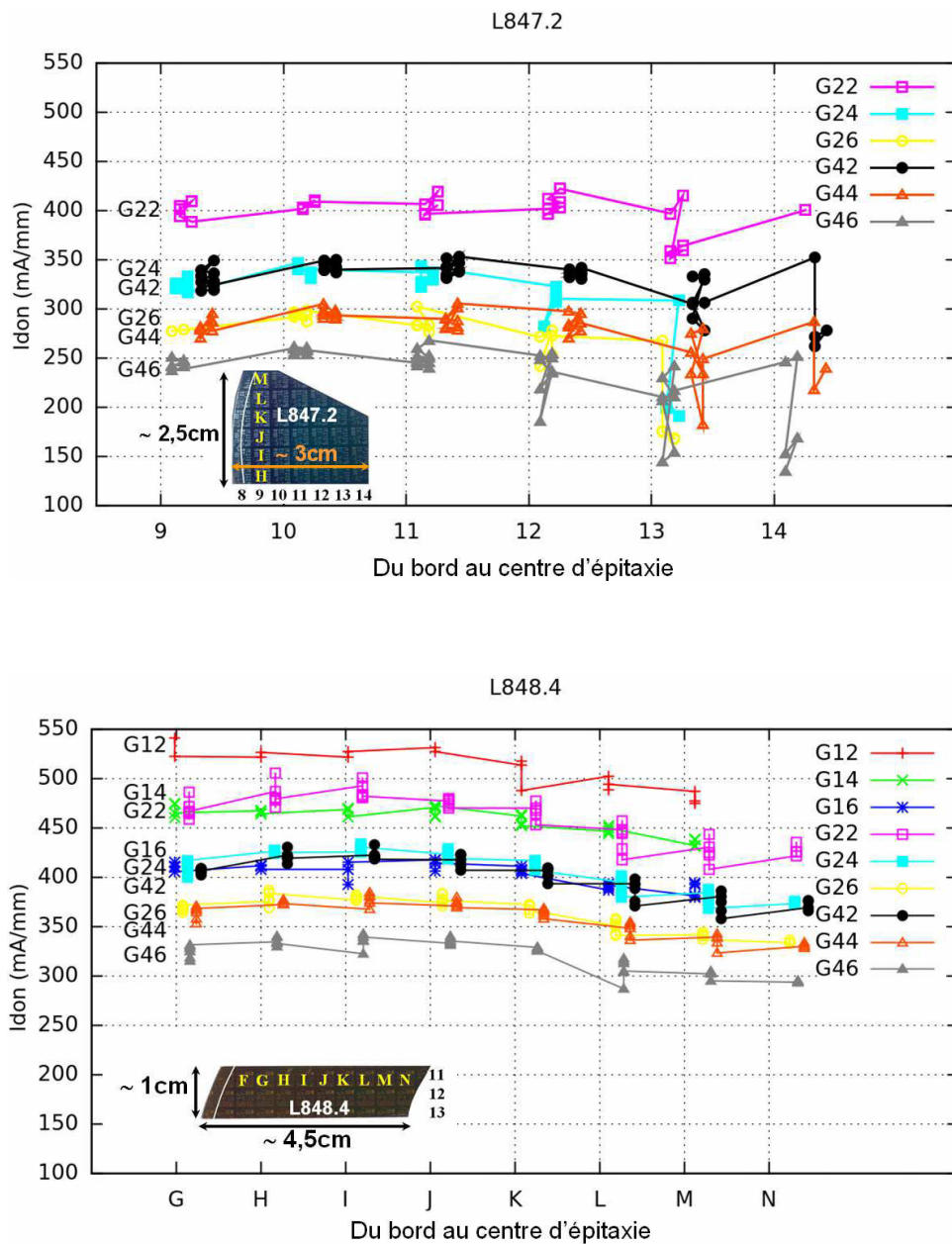


Figure II-50 : Courants I_d^{on} ($V_{gs}=1V$; $V_{ds}=6V$) de tous les transistors mesurés sur les échantillons L847.2 (à gauche) et L848.4 (à droite).

Nous observons que le courant I_d^{on} diminue de façon monotone sous l'action de trois paramètres géométriques : la longueur de la grille, la distance source-grille et la distance grille-drain. Ceci est dû à l'augmentation de la résistance du canal avec sa longueur et est démontrée dans la partie **I.3**. Les géométries ayant la même distance $L_g + L_{gd}$ (i.e. même somme des indices, par exemple G24 et G42) ont des valeurs identiques de courant I_d^{on} (i.e. leurs tracés sont superposés).

Le courant I_d^{on} de L847.4 est un peu plus faible que celui de L848.4. Ceci s'explique par l'augmentation de : (1) la résistance de couche qui est légèrement plus élevée sur l'échantillon L847.2 ($570\Omega/\square$) que sur L848.4 ($540\Omega/\square$) ; et (2) la résistance des contacts ohmiques qui est deux fois plus élevée sur L847.2 ($2,5\Omega.mm$) que sur L848.4 ($1,3\Omega.mm$) (voir **Figure II-45**). On note que cet effet est principalement dû à l'augmentation de la résistance de contact, par exemple pour la géométrie G12 la résistance de contact passe de 17 à 33Ω alors que la résistance du canal passe de 18 à 19Ω .

Une légère diminution des courants I_d^{on} au centre de wafer de L847.2 et L848.4 est observée. Ceci est cohérent avec la légère augmentation des tensions de pincement V_p dans ces zones présentée dans la partie précédente.

II.9.1.4. Courant de fuite en mode on

Les courants de fuite en mode « on » I_g^{on} de tous les transistors mesurés sur l'échantillon L847.2 sont présentés dans la **Figure II-51**. Ces courants présentent une distribution comparable à celle des courants I_g^{off} . On note cependant que le régime typique (colonnes 10 à 14) est plus faible d'un ordre de grandeur par rapport au courant I_g^{off} du même régime. On remarque également que le courant I_g ne change pas de signe entre les modes ON et OFF (voir **Figure II-46**). Ils sont un ordre de grandeur plus faibles que les meilleurs contacts de grille des HEMTs AlGaIn/GaN rapportés dans la littérature (voir **Tableau II-4**). Comme déjà vu avec le mode « off », ces faibles valeurs de courants de fuite de grille confirment à la fois la bonne qualité cristalline de la barrière de cette structure et la qualité du procédé de fabrication.

Les courants de fuite I_g^{on} de tous les transistors mesurés sur l'échantillon L848.4 sont présentés dans la **Figure II-52**. Comme vu plus haut pour I_g^{off} , ils sont différents entre le bord et le centre de wafer. Au bord de wafer (les colonnes G, H, I), ces courants ont la même distribution avec trois ordres de grandeur de moins et le même sens que ceux des courants de fuite I_g^{off} (voir la **Figure II-49**). Au centre de wafer (les colonnes J, K, L, M,

N), ils ont aussi la même distribution que ceux des courants de fuite I_g^{off} mais avec le sens opposé (le courant I_g change de signe) et avec un à deux ordres de grandeur de moins.

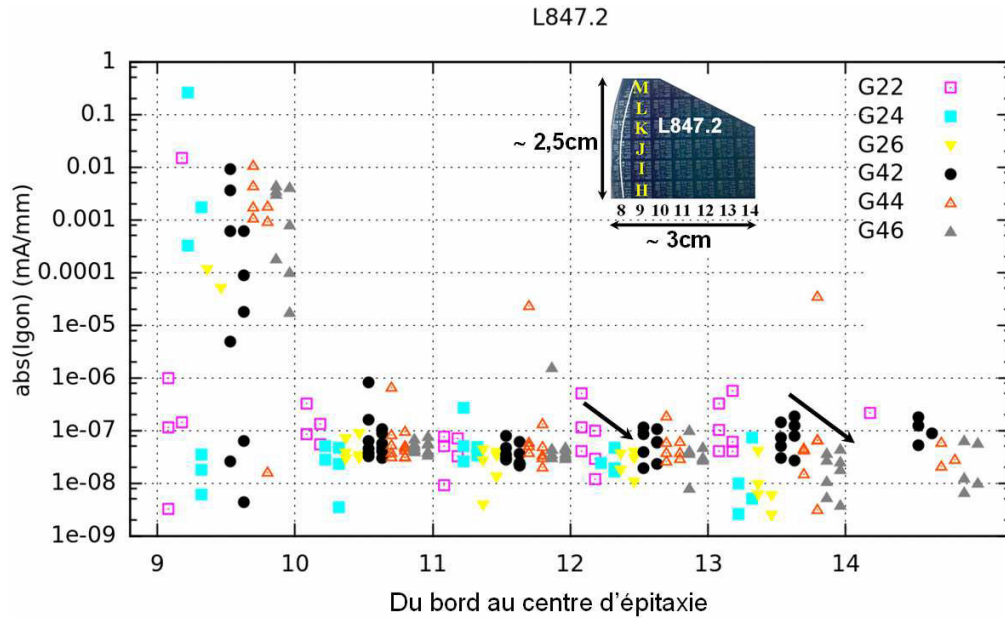


Figure II-51 : Valeurs absolues des courants de fuite de grille en mode « on » $I_g^{on} / (V_{gs}=+1V ; V_{ds}=6V)$ de tous les transistors mesurés sur l'échantillon L847.2. Les flèches noires indiquent la diminution des courants de fuite $I_g^{on} /$ avec les distances source-grille et grille-drain.

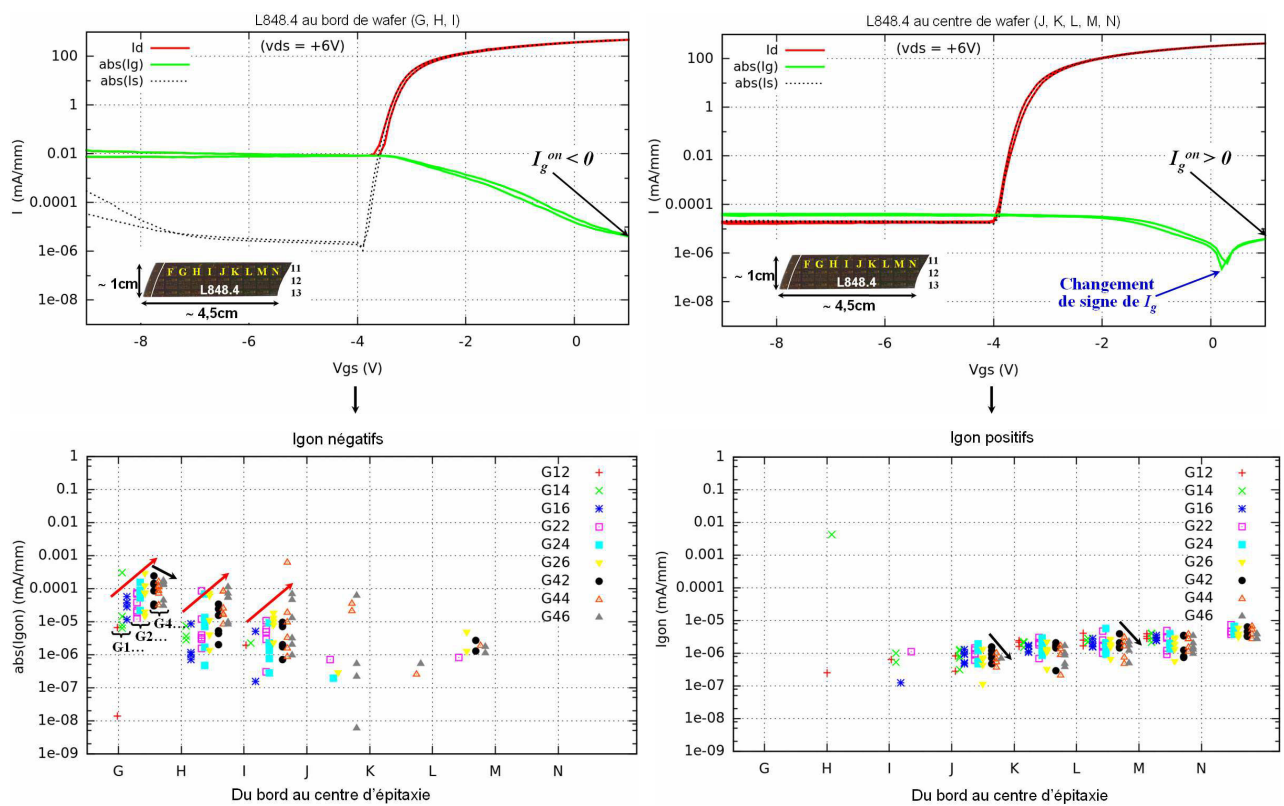


Figure II-52 : Courbes caractéristiques et valeurs des courants de fuite $I_g^{on} /$ de tous les transistors mesurés sur l'échantillon L848.4. Les flèches rouges indiquent l'augmentation des courants de fuite $I_g^{on} /$ avec la longueur de la grille. Les flèches noires indiquent la diminution des courants de fuite $I_g^{on} /$ avec les distances source-grille et grille-drain.

Le sens du courant I_g^{on} dépend de la différence de tension entre la tension appliquée à la grille et le potentiel dans le canal sous la grille. Cette dernière dépend de plusieurs paramètres illustrés dans la **Figure II-53** : le courant I_{ds} , la résistance des contacts ohmiques (R_s , R_d), la résistance du canal entre la source et la grille (R_{sg}) et la résistance du canal entre la grille et le drain (R_{gd}). Si $V_{AB} > V_{gs}$, le courant I_g^{on} passe du semiconducteur vers le métal (le cas des courants de fuite I_g^{on} de L847.2 et ceux au bord de wafer de L848.4). Si $V_{AB} < V_{gs}$, le courant I_g^{on} passe du métal vers le semiconducteur (le cas des courants de fuite I_g^{on} au centre de wafer de L848.4).

Les courants de fuite I_g^{on} diminuent avec les distances source-grille L_{sg} et grille-drain L_{gd} (les flèches noires dans les **Figures II-51, II-52**). En effet, selon la **Figure II-53**, les résistances R_{sg} et R_{gd} augmentent linéairement avec L_{sg} et L_{gd} ($R_{gd} = R_{sh}L_{gd}/W$). D'autre part, le courant I_{ds} ne diminue pas linéairement avec ces distances (voir **Figure II-50**). La répartition de la tension dans le canal est donc changée. La chute de potentiel dans la partie AB du canal augmente. Cette augmentation réduit la différence de tension entre la grille et la partie AB du canal et donc réduit le courant I_g^{on} .

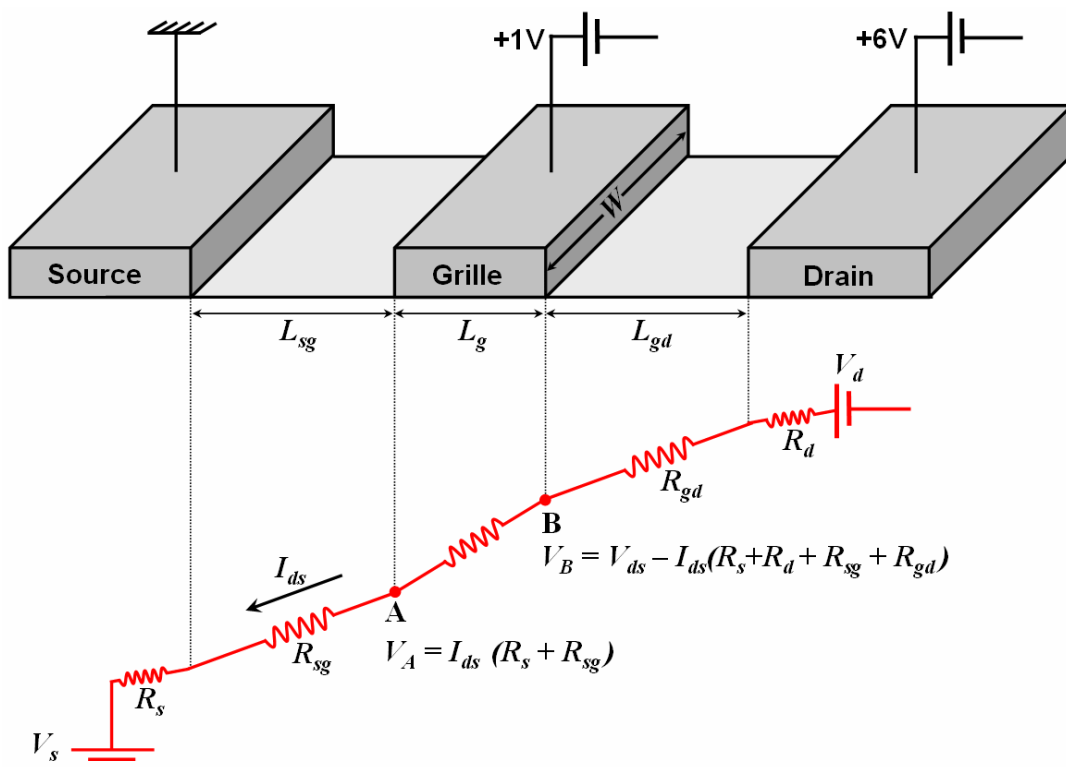


Figure II-53 : Distribution de tension dans le canal.

Une augmentation remarquable des courants de fuite I_g^{on} avec la longueur de la grille est aussi observée sur le bord l'échantillon L848.4 (les flèches rouges dans la **Figure II-52**). Ainsi l'intensité du courant I_g^{on} augmente avec l'aire du contact. Cette augmentation dépend de la densité des défauts dans la barrière. En effet, elle est plus importante dans les zones où les courants de fuite sont élevés (le bord de L848.4) et plus faible dans les zones où les courants de fuite sont faibles (le centre de L848.4 et le centre de L847.2).

II.9.1.5. Conclusion sur la caractérisation à basse tension

Nous avons étudié les caractéristiques à basse tension des transistors des plaques **L846** (tampon en GaN de 1.8 μ m), **L847** (tampon en Al_{0.03}Ga_{0.97}N de 1 μ m) et **L848** (tampon en Al_{0.03}Ga_{0.97}N de 1,8 μ m) qui nous ont permis de mettre en évidence les effets (1) du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche tampon ; (2) de leurs géométries.

♦ **Les courants de fuite** des transistors de ces trois structures sont des courants de fuite de grille (i.e. courant tunnel des électrons injectés depuis la grille via des défauts de la barrière). Ces courants dépendent très fortement du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche tampon. En effet :

- La structure avec **3%** d'aluminium (L848) montre des courants de fuite 3 ordres de grandeur plus faibles que la structure avec **0%** d'aluminium (L846). Ceci s'explique par (1) un meilleur confinement du gaz 2D d'électrons du côté du tampon en AlGaN ; (2) un faible dopage résiduel dans le tampon AlGaN.
- Pour le même taux d'aluminium (3%), la structure avec une couche de tampon de **1 μ m** (L847) montre des courants de fuite de 2 ordres de grandeur plus faibles que la structure avec une couche de tampon de **1,8 μ m** (L848). Ceci s'explique par l'augmentation de la densité de défauts dans les couches tampon avec son épaisseur (effet de courbure).

La couche tampon, indispensable pour assurer une bonne qualité cristalline de la zone active du transistor, est donc plus efficace lorsqu'elle contient de l'aluminium. Elle présente de plus une épaisseur optimale correspondant au meilleur compromis entre deux effets antagonistes : amélioration de la qualité cristalline avec l'épaisseur par courbure des dislocations et détérioration de cette qualité par courbure du wafer.

Les courants de fuite dépendent de la géométrie du transistor (ils augmentent avec la longueur de la grille et diminuent avec les distances source-grille et grille-drain). Cette

dépendance est plus remarquable dans le cas où la densité de défauts dans la barrière est élevée.

Les courants de fuite de grille de la structure L847 sont de 10^{-7} et 10^{-8} mA/mm en mode « off » et en mode « on » respectivement. Ils sont un ordre de grandeur plus faible que les meilleures valeurs rapportées dans la littérature. Ces faibles valeurs de courants de fuite de grille confirment la bonne qualité cristalline de la barrière de cette structure ainsi que la qualité du procédé de fabrication.

♦ **Les tensions de pincement** ne dépendent pas de la géométrie de transistor, elles dépendent surtout à la densité du gaz 2D d'électrons et de la distance entre la grille et ce gaz. Elles sont comparables entre les trois échantillons étudiés.

♦ **Les courants de saturation** diminuent de façon monotone sous l'action de trois paramètres géométriques : la longueur de la grille, la distance source-grille et la distance grille-drain. Ils ne sont pas comparables entre les trois échantillons étudiés à cause des différences de résistance de contact.

II.9.2. Caractérisation jusqu'à 210V

A $V_{gs} = -6V$, les courbes typiques des courants I_d , I_g et I_s en fonction de V_{ds} (de 0 jusqu'à 210V) montrent des comportements très différents entre les échantillons L847.2 et L848.4 (Figures II-54, II-55).

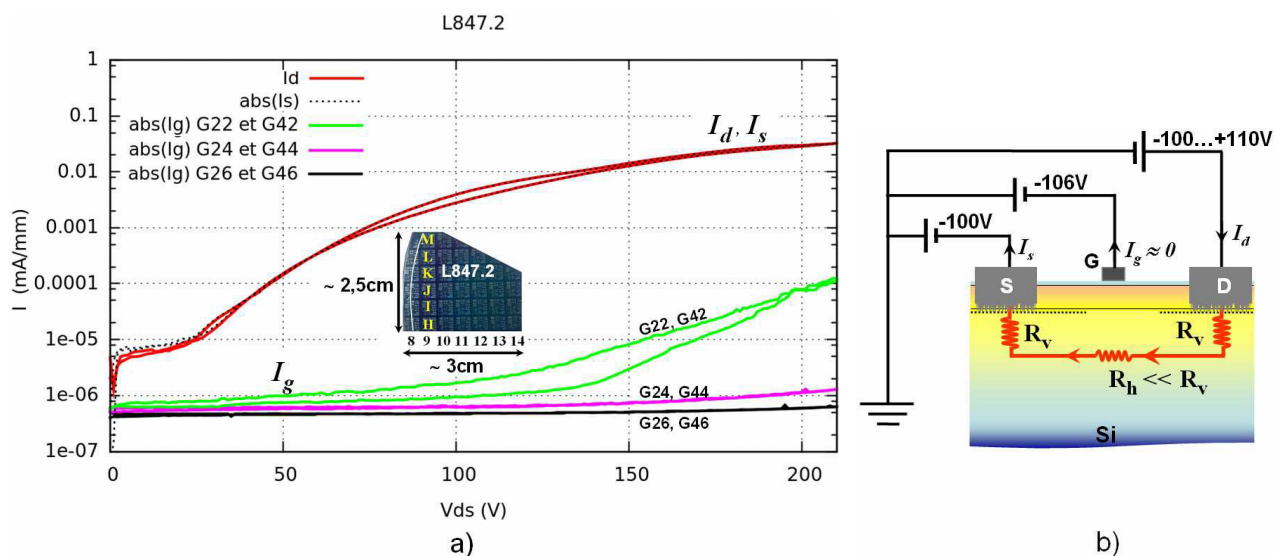


Figure II-54 : a) Courants I_g , I_d et I_s mesurés en fonction de la tension V_{ds} ; b) Schéma simplifié de la circulation des courants de fuite des transistors de l'échantillon L847.2.

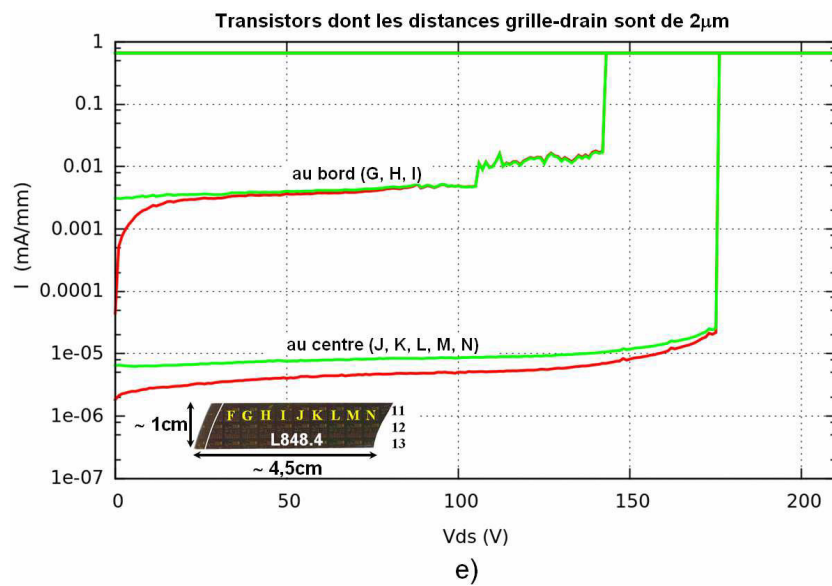
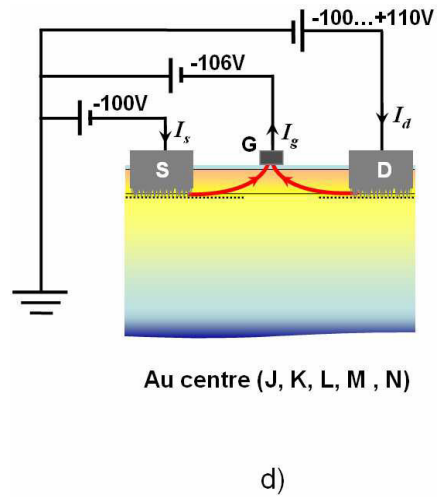
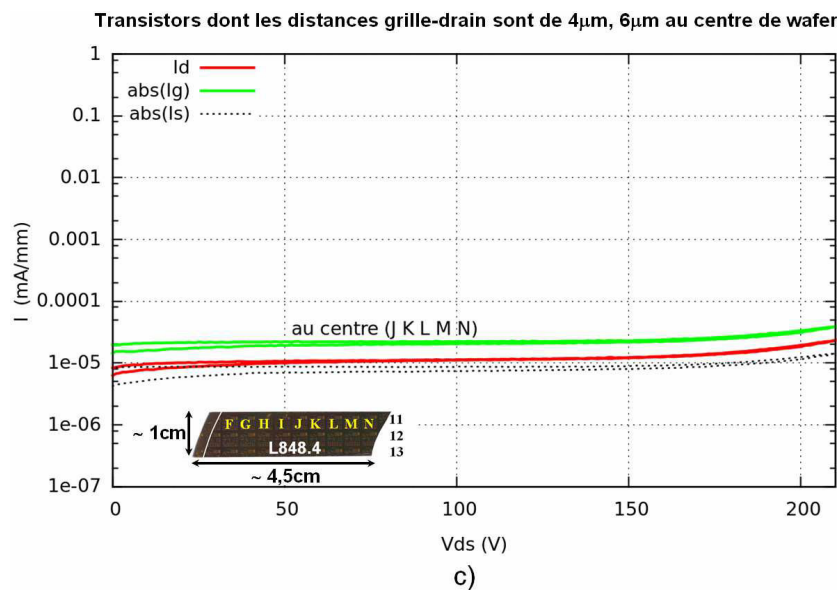
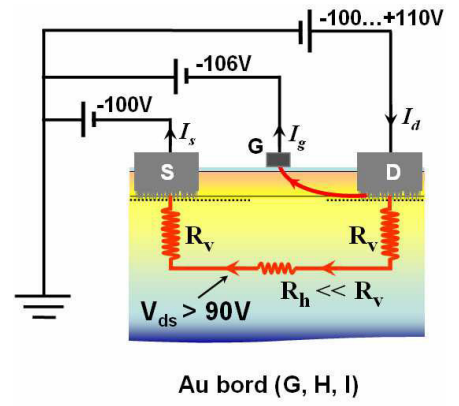
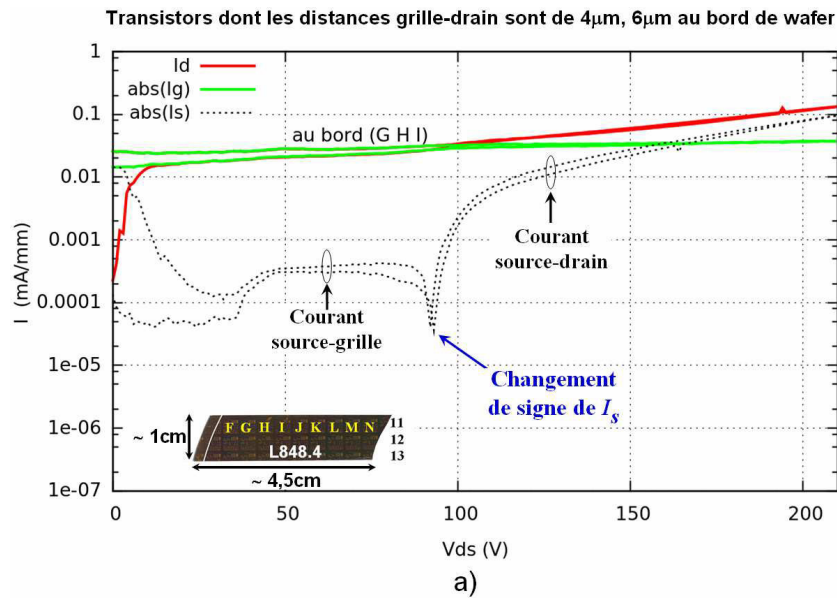


Figure II-55 : Courants I_g , I_d et I_s mesurés en fonction de la tension V_{ds} et schémas simplifiés de la circulation des courants de fuite des transistors de l'échantillon L848.4.

II.9.2.1. L'échantillon L847.2

Les courants de fuite de L847.2 passent principalement entre la source et le drain. En effet les tracées des courants I_d (courbe rouge) et I_s (courbe noire pointillée) sont quasiment superposés (**Figure II-54a**) alors que le courant de grille I_g est dans tous les cas négligeable. De plus, les courants I_d et I_s sont comparables pour toutes les géométries de transistor. Autrement dit, les courants de fuite source-drain ne dépendent pas de la distance entre la source et le drain. Nous expliquons ce comportement par l'existence, dans cette structure d'une couche conductrice enterrée dont la résistance R_h (**Figure II-54b**) est négligeable par rapport à la résistance R_v d'accès à cette couche depuis le gaz 2D d'électrons. L'augmentation de la résistance R_h avec la distance source-drain a alors un effet négligeable devant la résistance mesurée (R_h+2R_v). De plus cette dernière doit être plus faible que la résistance de canal entre la source et le drain puisque le courant de fuite est prédominant. Cette contrainte, facilement réalisable en mode « off », donne une borne maximale à la somme R_h+2R_v .

Aux faibles tensions ($V_{ds} < 30V$), les courants source-drain montrent des valeurs très faibles (10^{-6} mA/mm) mais augmentent rapidement ($V_{ds} > 30V$) pour atteindre 10^{-2} mA/mm à $V_{ds} = 210V$. Ce comportement ne peut être décrit dans le modèle simple présenté ci-dessus. Il correspond, en fait, à une réduction de la résistance R_v avec la tension drain-source V_{ds} . Quelque soit le mécanisme mis en œuvre pour ce courant de fuite (hopping, défauts structuraux traversants, effet tunnel...) on voit que l'augmentation de la tension entre le gaz de 2D et la couche conductrice enterrée ouvre de nouveaux canaux conduction. L'hypothèse d'un comportement linéaire (R_v constante) est trop simple pour modéliser correctement les courants mesurés mais elle nous permet d'identifier les faiblesses de la structure du transistor qu'il conviendra de renforcer pour diminuer les fuites à forte tension.

Les courants de fuite de grille I_g de L847.2 présentent à faible tension des valeurs très faibles ($10^{-7} - 10^{-6}$ mA/mm). Ceux des transistors dont la distance grille – drain est de $2\mu\text{m}$ (G22, G42) commencent à augmenter à partir de $V_{ds} = 100V$ et atteignent $10^{-5}-10^{-4}$ mA/mm à $V_{ds} = 210V$ (courbe verte dans la **Figure II-54a**). Ceux des transistors dont les distances grille – drain sont de $4\mu\text{m}$ (G24, G44) augmentent légèrement à partir de $V_{ds} = 150V$ (courbe rose dans la **Figure II-54a**). Enfin ceux des transistors dont les distances grille – drain sont de $6\mu\text{m}$ (G26, G46) sont pratiquement constants jusqu'au $V_{ds} = 210V$ (courbe noire dans la **Figure II-54a**). Ce comportement s'explique par l'augmentation du

champ électrique moyen dans la région comprise entre la grille et le drain. Ici c'est donc le type de passage (2) des courants de fuite de grille (**Figure II-47b**) qui domine.

Les faibles courants de fuite de grille à 210V de L847.2 confirment encore une fois la bonne qualité cristalline de cette structure et la qualité du procédé de fabrication des transistors. Néanmoins, cette structure présente des courants de fuite source-drain importants. Ces courants sont limités par la résistance R_v située entre le canal et la couche conductrice enterrée. La réduction de ces courants passe donc par une augmentation de cette résistance qui peut être obtenue, comme nous allons le voir dans la suite, par une augmentation de l'épaisseur de la couche tampon (ici $1\mu\text{m}$).

II.9.2.2. L'échantillon L848.4

Les courants de fuite mesurés sur les transistors de L848.4 présentent différents comportements selon d'une part leur distance grille-drain et d'autre part leur place sur le wafer (i.e. plus ou moins proche du bord d'épitaxie) (**Figure II-55**).

◆ Les transistors dont les distances grille-drain sont de $4\mu\text{m}$ ou $6\mu\text{m}$

Les courants de fuite des transistors de L848.4 dont les distances grille–drain sont de $4\mu\text{m}$ et $6\mu\text{m}$ sont comparables. Ils présentent cependant des différences selon qu'ils sont situés au bord ou au centre du wafer.

- Au bord du wafer (**Figure II-55a, b**)

A $V_{ds} < 90\text{V}$, les courants de drain I_d (tracé rouge **Figure II-55a**) et de grille I_g (tracé vert **Figure II-55a**) sont confondus alors que le courant de source I_s est négligeable. L'excès de courant mesuré sur I_d et I_g a donc pour origine les fuites à travers la barrière (**Figure II-55b**). Ces courants sont compris entre 10^{-4} et 10^{-2} mA/mm (voir paragraphe II.9.1.1 au sujet de la grande dispersion des courants de fuite au bord du wafer L848).

A $V_{ds} = 90\text{V}$, le courant de source change de signe indiquant l'apparition aux tensions $V_{ds} > 90\text{V}$ d'une contribution supplémentaire au courant de drain. En effet, à la fuite à travers la barrière et donnant un excès de courant entre la grille et le drain, s'ajoute dans cette gamme de tensions, un courant de fuite entre la source et le drain (**Figure II-55b**). Cette dernière contribution, comparable à celle observée sur l'échantillon L847 (**Figure II-54b**), est limitée par la résistance R_v d'accès à la couche conductrice enterrée de résistance R_h . L'absence de cette contribution pour les tensions V_{ds} inférieures à 90V montre que les résistances d'accès R_v sont plus élevées sur les bords de L848 que sur L847. Nous

démontrons dans l'**annexe C** qu'à haute tension ces courants de fuite source-drain sont comparables aux courants de fuite entre deux mésas.

A $V_{ds} = 210V$, les courants I_s et I_d sont comparables et sont plus élevés que I_g . Néanmoins, ces trois courants restent dans le même ordre de grandeur ou sont un ordre de grandeur plus élevé que les courants de fuite à basse tension.

- **Au centre du wafer** (Figure II-55c, d)

Dans toute la gamme de tension, les trois courants I_s , I_g et I_d sont comparables, quasi-constants et de l'ordre de $10^{-5}mA/mm$, soit trois ordres de grandeurs plus faibles qu'en bordure d'épitaxie. De plus, on constate que les courants de fuite issus de la grille se répartissent entre la source et la grille d'une part et entre le drain et la grille d'autre part ($|I_g| = I_d + I_s$). Ces courants de fuite sont donc entièrement contrôlés par les fuites à travers la barrière. Ces courants ont tendance à légèrement augmenter à partir de $V_{ds} = 150V$.

L'absence des courants de fuite source-drain jusqu'à 210V signifie que la somme des résistances $R_h + 2R_v$ est nettement supérieure à la résistance de canal en mode « off ». Deux possibilités s'offrent à nous pour expliquer ce changement de comportement par rapport à celui de L847 : (1) une augmentation sensible de R_v et (2) une augmentation très importante de R_h . L'observation sur les transistors en bordure de wafer d'un courant de fuite à travers la couche conductrice enterrée, indépendant de la distance source-drain, montre que cette couche enterrée existe aussi sur L848 et que sa résistance est faible devant celle de R_v . La suppression de la fuite via cette couche conductrice est donc due à une augmentation de la résistance R_v . La seule différence intentionnelle entre ces deux structures est l'épaisseur de la couche tampon ($1\mu m$ pour L847 et $1,8\mu m$ pour L848). L'amélioration observée sur l'isolation du canal par rapport à la couche conductrice ne peut pas être expliquée par une augmentation de R_v proportionnelle à son épaisseur : à $V_{ds}=210V$ on mesure $I_d=3.10^{-2}mA/mm$ sur L847 et plus de $10^{-5}mA/mm$ sur L848. Il s'agit donc d'une modification de la conductivité globale de la couche tampon qui peut être due à une réduction de la densité de défauts structuraux traversant ou la fermeture de canaux de conduction. Il s'agit ici d'un effet fortement non-linéaire qu'il conviendra de caractériser en détail pour une conception optimale des HEMT GaN sur silicium destinés à des fonctionnements à haute tension. Ces résultats, montrant la possibilité d'isoler efficacement la couche conductrice enterrée du canal et conduisant à des courants de fuite en mode « off » de l'ordre de $10^{-5}mA/mm$ à $V_{ds}=210V$ est très prometteur pour les développements de cette filière.

◆ Les transistors dont la distance grille-drain est de $2\mu\text{m}$ (Figure II-55e)

Les HEMT ayant la plus courte distance grille-drain ($L_{gd}=2\mu\text{m}$) présentent des courants de fuite différents de ceux observés sur les transistors de plus grandes distances grille-drain ($4\mu\text{m}$, $6\mu\text{m}$). Il s'agit d'un claquage par l'effet d'avalanche entre la grille et le drain, zone où le champ électrique est renforcé. Ce type de claquage est observé sur les transistors situés en bordure ou au centre du wafer malgré un écart de deux à trois ordres de grandeur de leurs courants de fuite. De plus, la tension moyenne de claquage des deux populations est comparable : ($170 \pm 30\text{V}$) en bord d'épitaxie et ($170 \pm 23\text{V}$) au centre

Le champ électrique moyen entre la grille et le drain lors du claquage est de l'ordre 850kV/cm , ce qui est très proche des meilleurs résultats publiés (voir II.4). Malgré la bonne qualité cristalline obtenue sur ces couches, permettant d'atteindre des champs électriques très élevés, les transistors ayant une distance grille-drain de seulement $2\mu\text{m}$ semblent avoir atteint une limite qu'il sera difficile de dépasser. Dans ces conditions on peut s'attendre à un claquage des transistors de $4\mu\text{m}$ vers 340V et de $6\mu\text{m}$ vers 510V , ce que nous discuterons dans les paragraphes suivants

II.9.2.3. Conclusion sur la caractérisation à 210V

Dans cette partie nous avons étudié l'effet de l'épaisseur de la couche tampon sur le comportement électrique des HEMT jusqu'à des tensions V_{ds} de 210V . Deux structures ont été étudiées où seule l'épaisseur de la couche tampon varie : L847 (tampon de $1\mu\text{m}$) et L848 (tampon de $1,8\mu\text{m}$).

- La couche tampon de $1\mu\text{m}$ n'est pas assez épaisse pour isoler le canal de la couche conductrice enterrée mais conduit à une meilleure qualité cristalline dans la barrière. En effet, la structure L847 a des courants de fuite entre la source et le drain élevés (10^{-2}mA/mm) mais des courants de fuite de grille très faibles (10^{-7}mA/mm) à 210V .

- La couche de tampon de $1,8\mu\text{m}$ isole mieux (au bord de wafer) et bien (au centre de wafer) le canal de la couche conductrice enterrée mais génère une densité de défauts cristallins plus élevée dans la barrière, en particulier au bord du wafer (effet en accord avec les observations faites à basse tension). En effet on observe, à 210V :

+ Au bord de wafer, deux types de courants de fuite (grille-drain et source-drain), ils sont de l'ordre de 10^{-3} - 10^{-2}mA/mm .

+ Au centre de wafer : les courants de fuite sont des courants de fuite de grille qui se répartissent entre la source et le drain. Ils sont de l'ordre de 10^{-5} mA/mm. Ces deux effets antagonistes demandent la recherche d'une épaisseur optimale de la couche tampon donnant accès au meilleur compromis. L'amélioration de l'isolation électrique du canal par rapport à la couche conductrice enterrée étant fortement non-linéaire avec l'épaisseur de la couche tampon, la recherche de ce compromis devra passer par l'étude d'un jeu de plaques identiques ayant différentes épaisseurs de couche tampon, comprises entre 1 et $1,8\mu\text{m}$.

II.10. Deux autres types de barrière : super-réseau et barrière composée

Dans les parties précédentes nous avons vu que l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon se traduit par deux effets antagonistes sur les courants de fuite : (1) réduction par une meilleure isolation électrique entre le canal et la couche conductrice enterrée et (2) augmentation des courants de fuite à travers la barrière par dégradation de sa qualité cristalline. L'optimisation du fonctionnement des HEMT passe donc par la recherche d'un compromis sur cette épaisseur.

Dans ce paragraphe, nous allons introduire deux autres types de barrière :

- **un super-réseau**. Il est formé de 8 périodes chacune composée d'une couche d'AlN (8\AA) et d'une couche de GaN (15\AA) (structure L1300)

- **une barrière composée**. Elle est composée de l'empilement d'une couche d' $\text{Al}_{0,28}\text{GaN}$ de 16nm près du canal suivie d'une couche d' $\text{Al}_{0,15}\text{GaN}$ de 4nm (structure S537C)

pour tenter de déplacer ce compromis vers des fuites globalement réduites, c'est-à-dire obtenir pour une bonne isolation entre le canal et la couche conductrice enterrée, des fuites réduites à travers la barrière.

Les avantages attendus de ces barrières par rapport à la barrière standard (en AlGaIn avec le taux d'aluminium entre 25 et 30%) sont présentés dans la partie II.5. Le super-réseau permet d'avoir une barrière à zéro désordre d'alliage, une répartition du champ piézo-électrique homogène, d'augmenter le taux d'aluminium moyen dans la barrière et le confinement, côté barrière, du gaz 2D d'électrons. La double barrière permet aussi d'augmenter le confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière grâce à un plus fort taux d'aluminium à proximité du canal. Le faible taux d'aluminium près de la surface permet de réduire la contrainte et d'éviter la relaxation de la barrière.

Avec un meilleur confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière, on attend une réduction des courants de fuite de grille dans ces structures. Néanmoins, ces structures ont non seulement les barrières différentes mais aussi les couches de tampons différentes :

+ La couche de tampon de la structure S537C est en $Al_{0,03}GaN$ de $2\mu m$. Elle a donc le même taux d'aluminium (3%) que les couches précédentes mais elle est plus épaisse ($2\mu m$) au lieu de $1\mu m$ pour L847 et $1,8\mu m$ pour L848.

+ La couche de tampon de la structure L1300 a un taux d'aluminium presque deux fois plus élevée (5,5%) avec une épaisseur de $1,5\mu m$.

Comme nous avons vu dans à la partie précédente (**II.9.2**), la qualité cristalline de la barrière et les courants de fuite de grille dépendent à la fois du taux d'aluminium et de l'épaisseur de la couche de tampon. Ainsi, les courants de fuite des deux structures L1300 et S537C seront analysés en tenant compte l'effet de deux paramètres : la barrière et le tampon.

Les deux échantillons réalisés sur ces deux structures S537C et L1300 sont nommés S537C.1 et L1300.4 respectivement et sont présentés dans la **Figure II-56**.

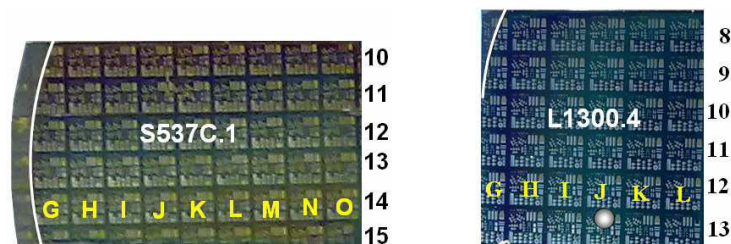


Figure II-56 : Les échantillons S537C.1, L1300.4. Les lignes blanches indiquent la limite d'épitaxie près du bord des wafers. La dimension de chaque matrice est de $4*4mm$.

Ces deux échantillons sont réalisés par le même process de fabrication que celui des échantillons L847.2 et L848.4 (voir **annexe B**) sauf la gravure avant le dépôt métallique des contacts ohmiques (**Etape 3** dans l'**annexe B**) : la gravure est en ICP_70s pour S537C.1 et en RIE_60s pour L1300.4 (pour les conditions de gravure voir **Figure II-34**).

Les grilles d'un micron de l'échantillon L1300.4 se sont décollées lors du lift-off (comme pour l'échantillon L847.2). Ceci pourrait être dû à un sous-développement lors de la lithographie optique. Par conséquent, il n'y a pas de transistors de géométrie G12, G14 et G16 sur cet échantillon.

Les résistances de couche et de contacts ohmiques de ces deux échantillons, déduites des mesures TLM, sont présentées dans la **Figure II-57** ci-dessous.

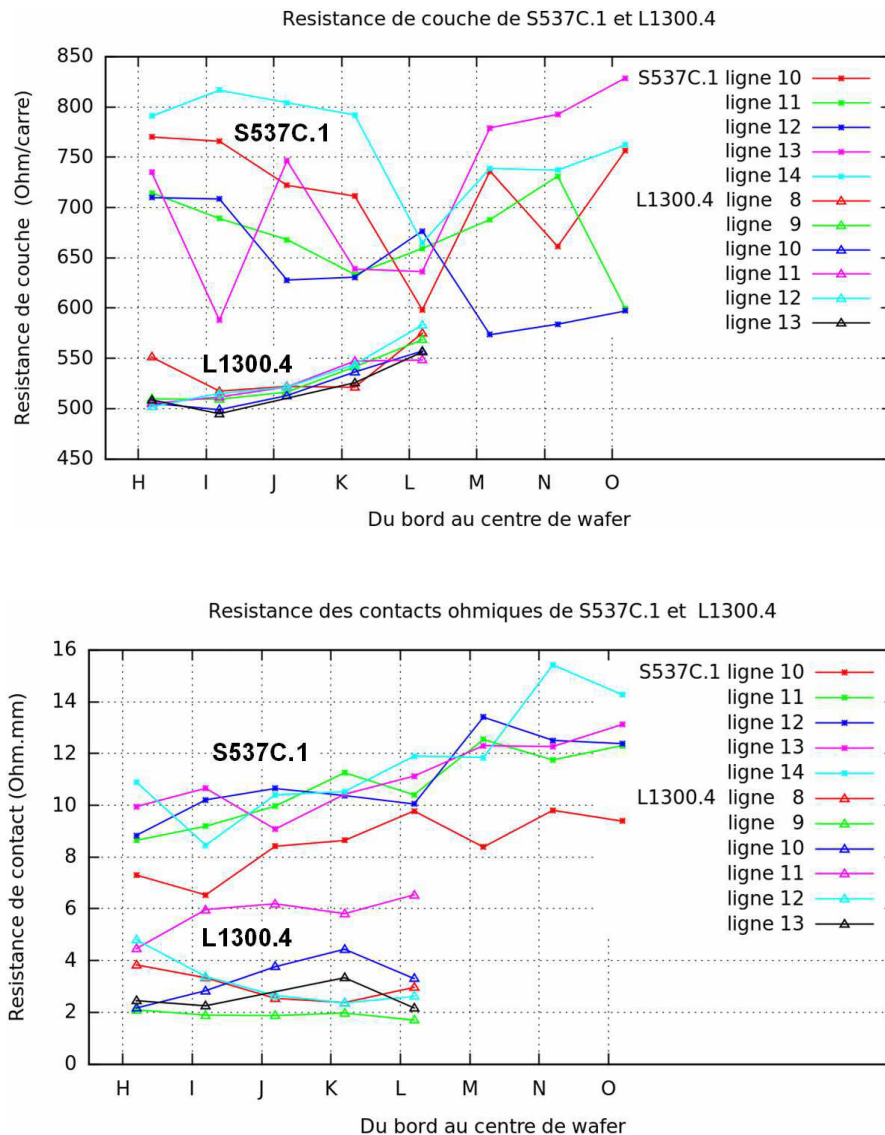


Figure II-57 : Résistances de couche (en haut) et résistances des contacts ohmiques (en bas) des échantillons S537C.1 et L1300.4.

Les résistances de couche de S537C.1 sont les plus élevées et les plus dispersées parmi les 5 structures étudiées dans ce travail. Leur valeur moyenne est de $702 \pm 72 \Omega/\square$. Cette forte valeur de résistance de couche est due à plus faible densité du gaz 2D d'électrons de la structure S537C.1 comme le montrent les calculs de la **Figure II-58**. Elle est cohérente avec les valeurs données par Picogiga (voir **Tableau II-6**). Les résistances de contacts ohmiques de cet échantillon sont aussi les plus élevées ($10 \pm 2 \Omega.mm$). Elles sont dues à une gravure trop prononcée avant le dépôt métallique. En effet, la gravure est en ICP et le temps de gravure est de 70s alors que nous avons montré (voir **II.6.3**) que le temps de gravure optimal en ICP est de 60s.

Les résistances de couche de L1300.4 augmentent de $500\Omega/\square$ au bord à $560\Omega/\square$ au centre de wafer. Leur valeur moyenne est de $530 \pm 24\Omega/\square$. Elle est comparable à celles de L847.2 ($568 \pm 9\Omega/\square$) et L848.4 ($541 \pm 18\Omega/\square$). Les résistances de contacts ohmiques de L1300.4 sont comparables entre le bord et le centre de wafer. Elles sont comprise entre 2 et $4\Omega/\text{mm}$ (sauf l'aberration de la ligne 11 qui a les résistances de contact à $\sim 6\Omega/\text{mm}$).

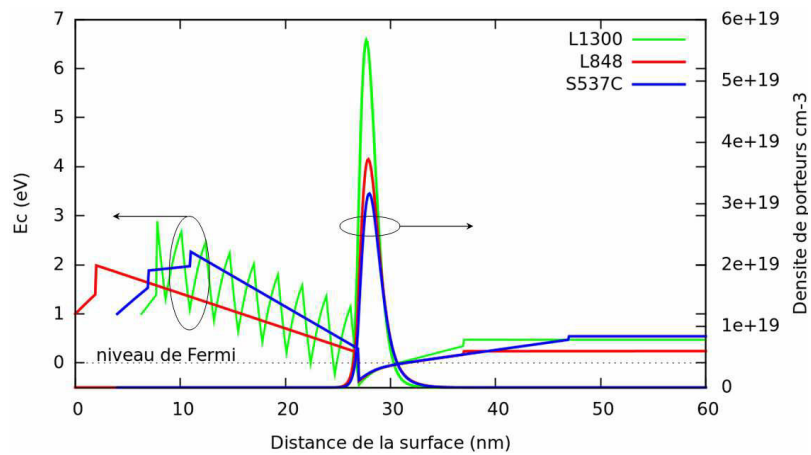


Figure II-58 : Diagramme de bande et distribution du gaz 2D d'électrons des structures L1300, L848 et S537C.

II.10.1 Caractérisation à basse tension

Les caractéristiques électriques à basse tension (courants I_d , I_s et I_g en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=6V$) des transistors des échantillons S537C.1 et L1300.4 sont présentées dans les Figures II-59 – II-63.

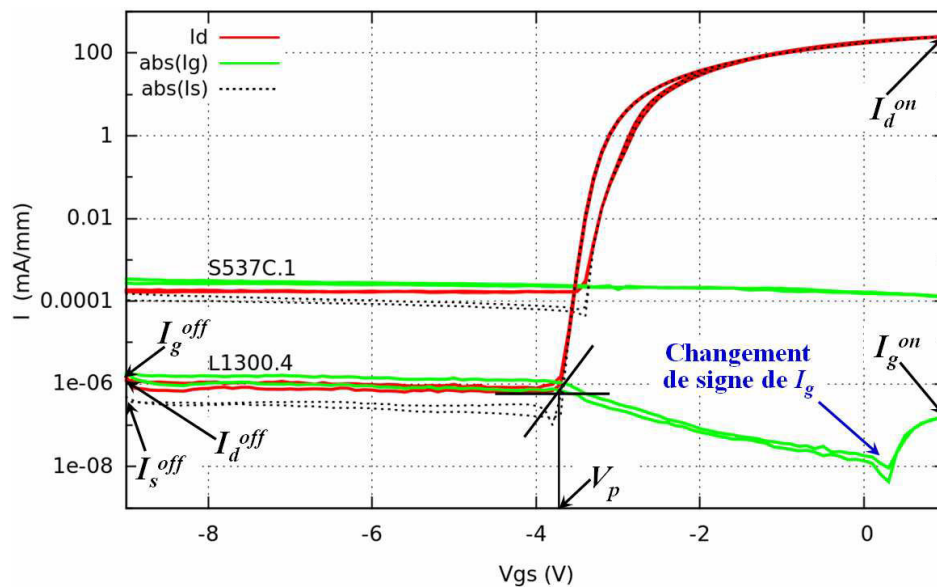


Figure II-59 : Caractéristiques typiques des courants I_d , I_g , et I_s en fonction de V_{gs} mesurées à $V_{ds} = 6V$ sur les échantillons S537C.1 et L1300.4.

- Les courants de fuite en mode off

Les courants de fuite en mode « off » de ces deux échantillons ont les mêmes types de comportement que ceux des échantillons L847.2 et L848.4 (voir II.9.1.1). En effet, dans tous les cas, les courants de fuite sont limités par les fuites à travers la barrière ($|I_g|=I_d+I_s$). Ils augmentent avec la longueur de la grille et diminuent avec la distance grille-drain (Figure II-60).

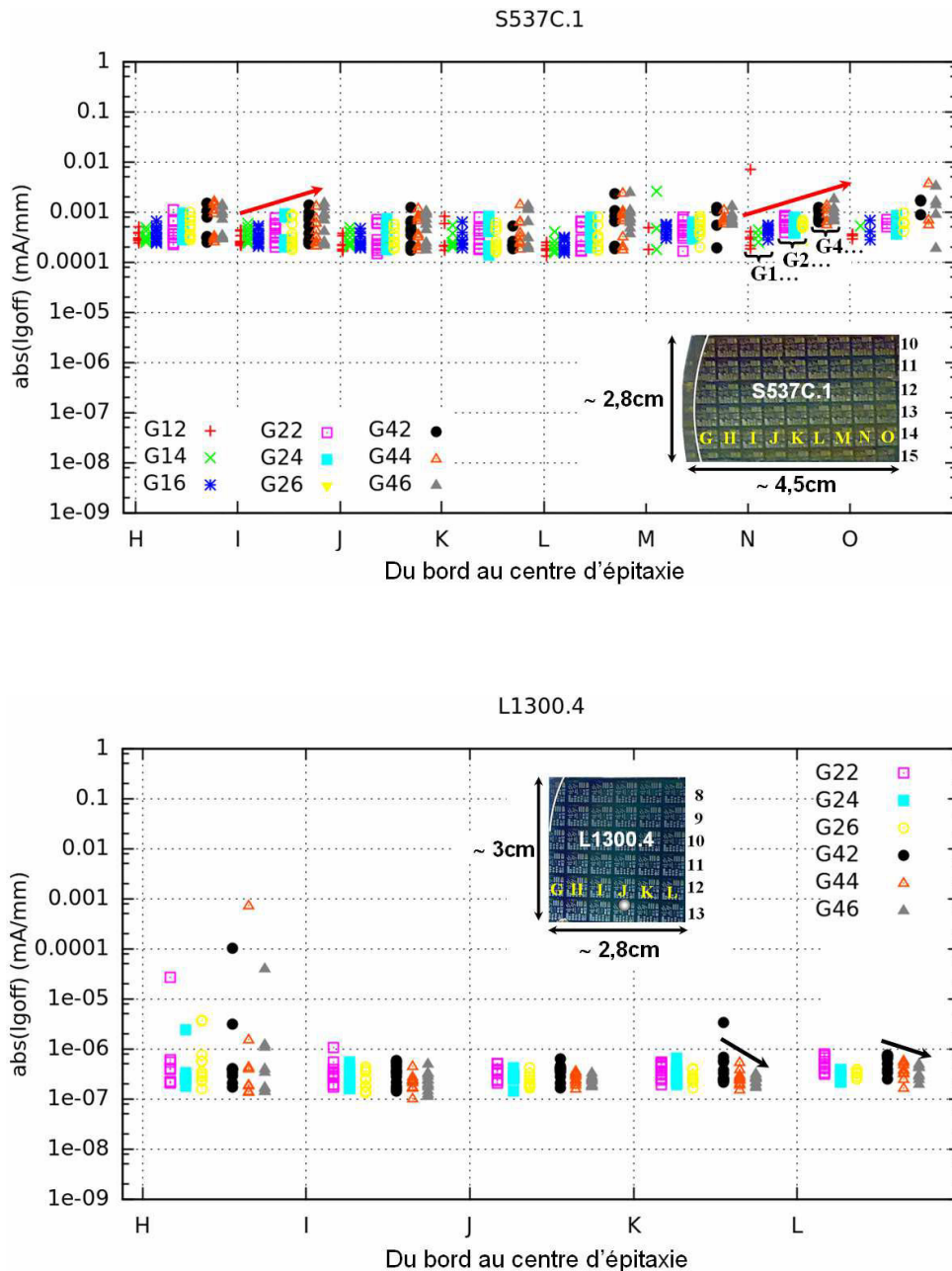


Figure II-60 : Courants de fuite I_g^{off} ($V_{gs}=-9V$; $V_{ds}=6V$) de tous les transistors mesurés sur les échantillons S537C.1 (en haut) et L1300.4 (en bas). Les flèches rouges indiquent l'augmentation des courants de fuite I_g^{off} avec la longueur de la grille. Les flèches noires indiquent la diminution des courants de fuite I_g^{off} avec les distances source-grille et grille-drain.

Structure S537C : Contrairement à l'effet attendu, nous n'observons pas de réduction des courants de fuite avec la double barrière. Au contraire, les courants de fuite de la structure S537C (10^{-4} mA/mm) sont plus élevés que ceux mesurés sur L847 (10^{-7} mA/mm) et L848 (10^{-5} mA/mm), les 3 structures ayant une couche de tampon en $\text{Al}_{0.03}\text{GaN}$. Ceci pourrait être lié à l'épaisseur de la couche de tampon : $2\mu\text{m}$ pour S537C au lieu de $1\mu\text{m}$ pour L847 et $1,8\mu\text{m}$ pour L848. Comme nous avons vu dans la partie **II.9.1.1**, les courants de fuite de grille augmente avec la densité de défauts dans la barrière qui, elle-même augmente avec l'épaisseur de la couche de tampon. On notera d'autre part que la barrière de S537C est 15% plus fine que celle des autres structures.

Nous avons vu aussi dans la partie **II.9.1.1** que les courants de fuite augmentent lorsque la distance au bord d'épitaxie diminue. Cette augmentation est plus importante pour la structure dont la couche de tampon est plus épaisse (**Figure II-48**). Nous avons attribué cet effet aux défauts structuraux liés à la courbure du substrat des couches tampon épaisses.

Cependant, cet effet n'est pas observé sur l'échantillon S537C.1 malgré que sa couche tampon soit la plus épaisse du lot. En effet, les courants de fuite de S537C.1 sont très homogènes sur l'ensemble de l'échantillon. Cet absence d'effet de bord est difficile à relier à la structure épitaxiée. On notera cependant que cette couche a été épitaxiée dans un bâti différent (bâti S) de celui utilisé (bâti L) pour les autres plaques étudiées dans cette thèse.

Structure L1300 : Les courants de fuite de la structure L1300 sont de l'ordre de 10^{-7} mA/mm et sont comparables à ceux mesurés au centre d'épitaxie de l'échantillon L847.2 (**Figure II-48**). La plaque L1300 présente donc les HEMT ayant des courants les plus faibles et les moins dispersés de cette étude. Ceci peut être expliqué par :

- + La barrière en super-réseau est très isolante (peu de défauts) et homogène. L'alternance des couches binaires AlN et GaN permet non seulement d'avoir une barrière à zéro désordre d'alliage, une répartition du champ piézo-électrique homogène, d'augmenter le taux d'aluminium dans la barrière et le confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière (voir **II.5**) mais aussi, grâce aux nombreuses interfaces qu'elle contient, de réduire la propagation des dislocations traversantes qui sont les principaux défauts des structures HEMTs AlGaN/GaN [139].
- + Le taux d'aluminium dans la couche de tampon est presque deux fois plus élevé que celui des autres structures. Comme nous avons vu dans les parties **II.5** et **II.9.1**,

l'augmentation du taux d'aluminium dans la couche tampon (3% pour L848 contre 0% pour L846) permet par un meilleur confinement, côté substrat, du gaz 2D d'électrons et un dopage résiduel plus faible, de réduire les courants de fuite par près de 3 ordres de grandeur. En passant de 3 à 5,5% pour L1300 on accentue cet effet.

+ On a vu que deux paramètres de la couche tampon sont liés à des dégradations de la qualité cristalline des couches actives : l'une due à l'augmentation de son taux d'aluminium (i.e. de la contrainte stockée), l'autre due à son épaisseur. Les très faibles courants de fuite obtenus sur cette plaque, peuvent s'expliquer par une réduction des dislocations traversantes par la barrière en super-réseau plus importante que leur augmentation par le tampon à la fois épais et riche en aluminium. On remarque que ceci se traduit également par une grande homogénéité des courants de fuite sur l'échantillon.

On notera en bordure de wafer, une augmentation des courants de fuite comme sur toutes les plaques épitaxiées dans ce bâti (bâti L) pour cette étude.

- Les tensions de pincement

Les tensions de pincement de l'échantillon S537C.1 varient entre -3,5V et -3,2V, celles de l'échantillon L1300.4 entre -3,8V et -3,5V (**Figure II-61**). Elles sont légèrement plus élevées que celles des échantillons L847 et L848 ($-4 \pm 0,2V$) (**Figure II-49**).

Comme nous avons vu dans la partie **II.9.1.2**, les tensions de pincement ne dépendent pas de la géométrie de transistor, mais essentiellement de la densité du gaz 2D d'électrons et de la distance entre la grille et le gaz 2D (épaisseur de la barrière et du cap layer). Cette distance est différente entre les structures étudiées.

L'échantillon S537C.1 a les tensions de pincement les plus élevées. Ceci s'explique par sa plus faible densité du gaz 2D d'électrons (voir **Figure II-58**) et sa barrière moins épaisse (23nm) que celle des structures L847 et L848 (27nm).

L'échantillon L1300.4 a la barrière la moins épaisse (20.7nm) mais sa densité du gaz 2D d'électrons est comparable avec celle de L847.2 (les résistances de couche, les résistances de contacts ohmiques et les courants I_d^{on} de L1300.4 sont également comparables). Par conséquent, les tensions de pincements des transistors de L1300.4 sont comprises entre celles de S537C et celles de L847.2.

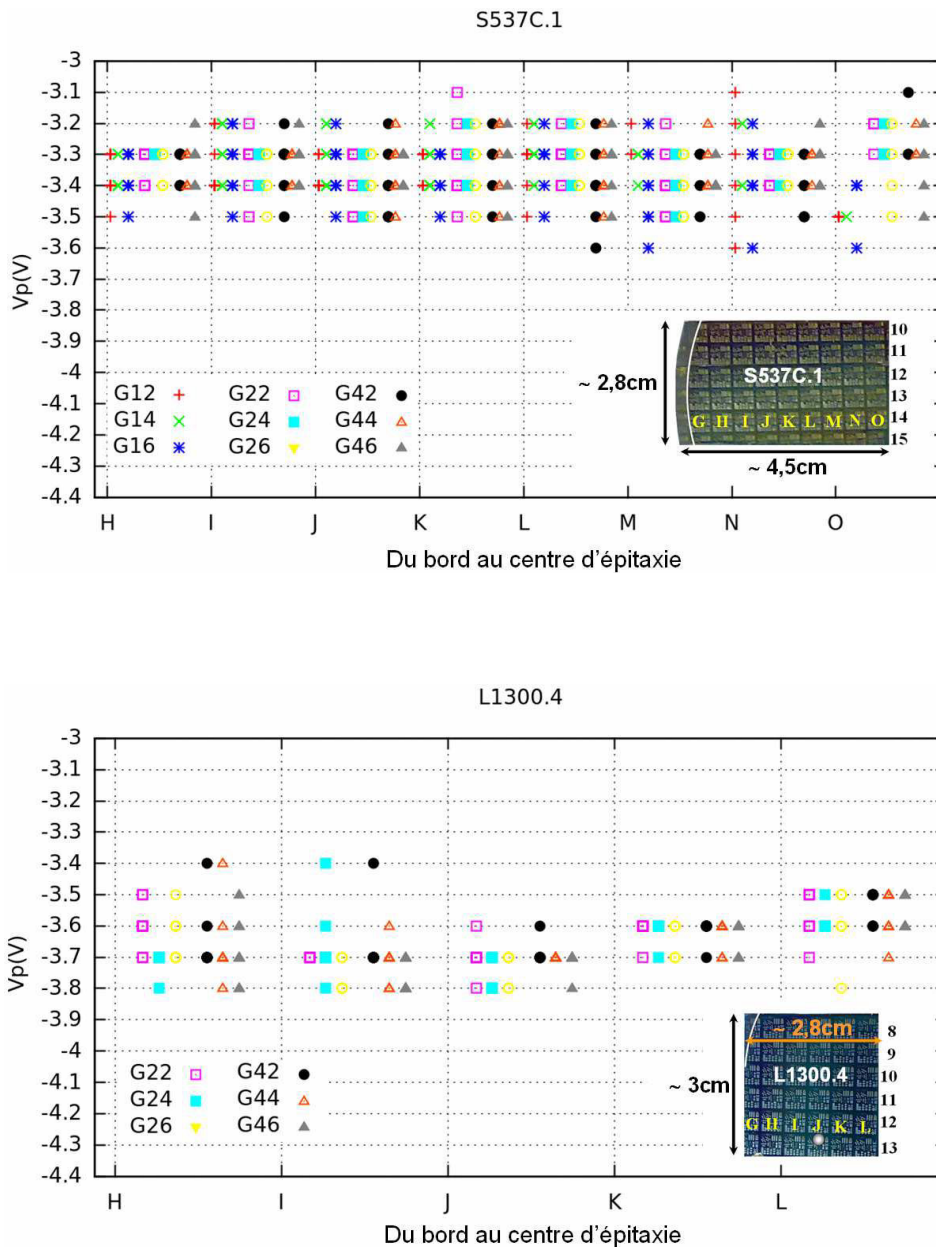


Figure II-61 : Tension de pincement (V_p) de tous les transistors mesurés sur les échantillons S537C.1 (en haut) et L1300.4 (en bas).

- Les courants de saturation

Les courants de saturation de tous les transistors mesurés sur les échantillons S537C.1 et L1300.4 sont présentés dans la **Figure II-62**.

Les courants de saturation de L1300.4 sont comparables à ceux de L847.2 (voir **Figure II-50**). En effet, les résistances de couche et les résistances des contacts ohmiques de ces deux échantillons sont comparables (voir les **Figures II-45 et II-57**).

Les courants de saturation de S537C.1 sont nettement plus faibles (les plus faibles de cette étude). Ceci s'explique par des valeurs de résistances de couche et de contacts ohmiques les plus élevées sur cet échantillon.

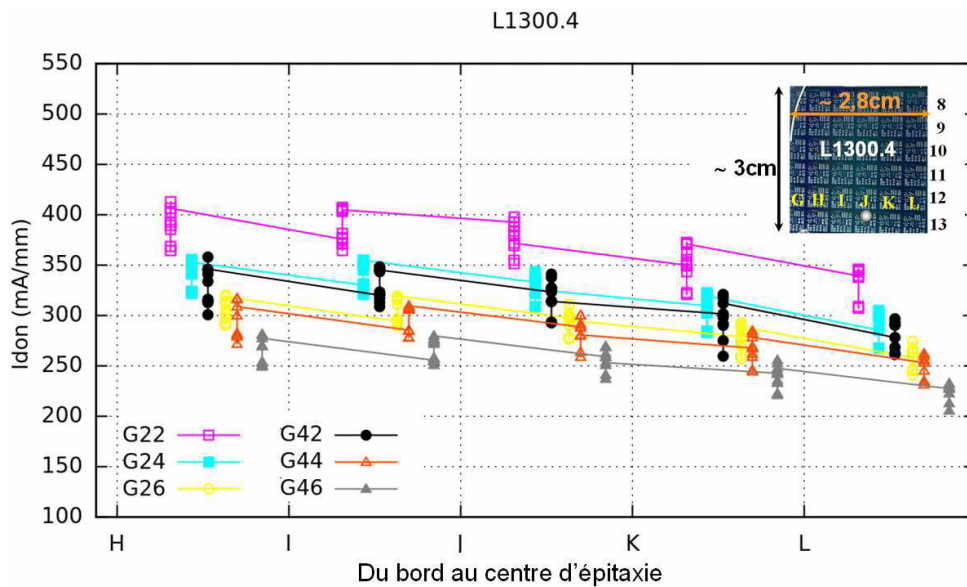
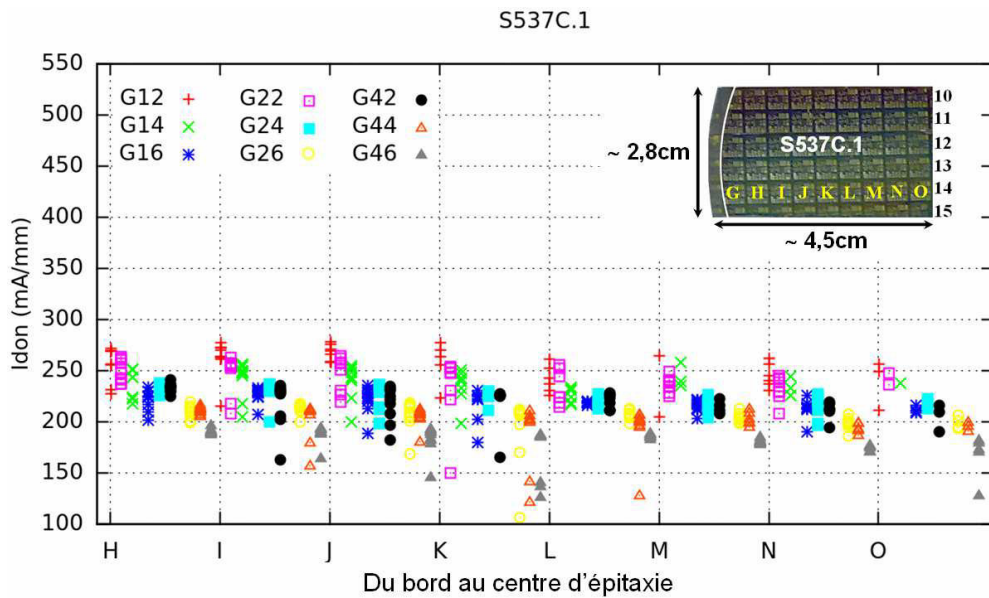


Figure II-62 : Courants I_d^{on} ($V_{gs}=1V$; $V_{ds}=6V$) de tous les transistors mesurés sur les échantillons S537C.1 (en haut) et L1300.4 (en bas).

La dépendance à la géométrie des courants de saturation de S537C.1 est également la plus faible de cette étude (voir II.9.1.3 pour plus de détail sur la dépendance des courants de saturation à la géométrie des transistors). Ceci est dû aux valeurs des résistances de contact particulièrement élevées sur cet échantillon. En effet elles sont 6 (resp. 2) fois plus élevées que la résistance du canal des transistors G12, la plus petite géométrie (resp. G46, la plus grande géométrie). Dans ces conditions, l'augmentation de la résistance du canal par l'augmentation de la distance source-drain est très faible par rapport à la résistance des contacts. Ainsi, la différence de résistance totale entre les différentes géométries de transistors est faible.

- Conclusion

Dans cette partie nous avons étudié l'effet sur le comportement des HEMT de deux nouvelles structures de barrière : un super-réseau AlN/GaN (L1300), une barrière composée de deux couches ayant des taux d'aluminium différents (S537C). La comparaison avec les structures précédentes est compliquée par le fait que d'autres paramètres ont également été modifiés : la composition et l'épaisseur du tampon.

Contrairement à ce qui était attendu, la barrière composée n'a pas permis de réduire les courants de fuite, au contraire. L'augmentation des courants de fuite observée (10^{-4} mA/mm) a été attribuée à l'épaisseur de la couche tampon. S'il existe un effet de réduction des courants de fuite à travers la barrière, il est faible car plus faible que la dégradation due à l'augmentation de la densité de défauts associée à l'épaisseur du tampon.

La barrière en super-réseau a permis d'obtenir des courants de fuite extrêmement faibles (10^{-7} mA/mm, les plus faibles de cette étude, un ordre de grandeur plus faible que les meilleurs contacts de grille reportés dans la littérature) malgré un tampon épais ($1.5\mu\text{m}$) et riche en aluminium (5.5%). Si ce tampon améliore l'isolation électrique entre le canal et la couche conductrice enterrée, elle dégrade également la qualité cristalline de la zone active. Ce dernier effet a été sur-compensé par la réduction de la densité de dislocations traversantes par les multiples interfaces du super-réseau.

La barrière en super-réseau apparaît donc comme étant très prometteuse pour ses qualités électrostatiques (meilleur confinement des porteurs, forte densité du gaz 2D) mais surtout pour ses qualités cristallines (réduction de la densité de défauts en surface grâce aux multiples interfaces). Nous allons dans la suite, examiner son comportement à plus haute tension.

II.10.2. Caractérisation jusqu'à 210V

A $V_{gs} = -6\text{V}$, les courbes typiques des courants I_d I_g I_s en fonction de V_{ds} (de 0 jusqu'à 210V) des transistors des échantillons L1300.4 et S537C.1 sont présentées dans les **Figures II-64, II-65** respectivement.

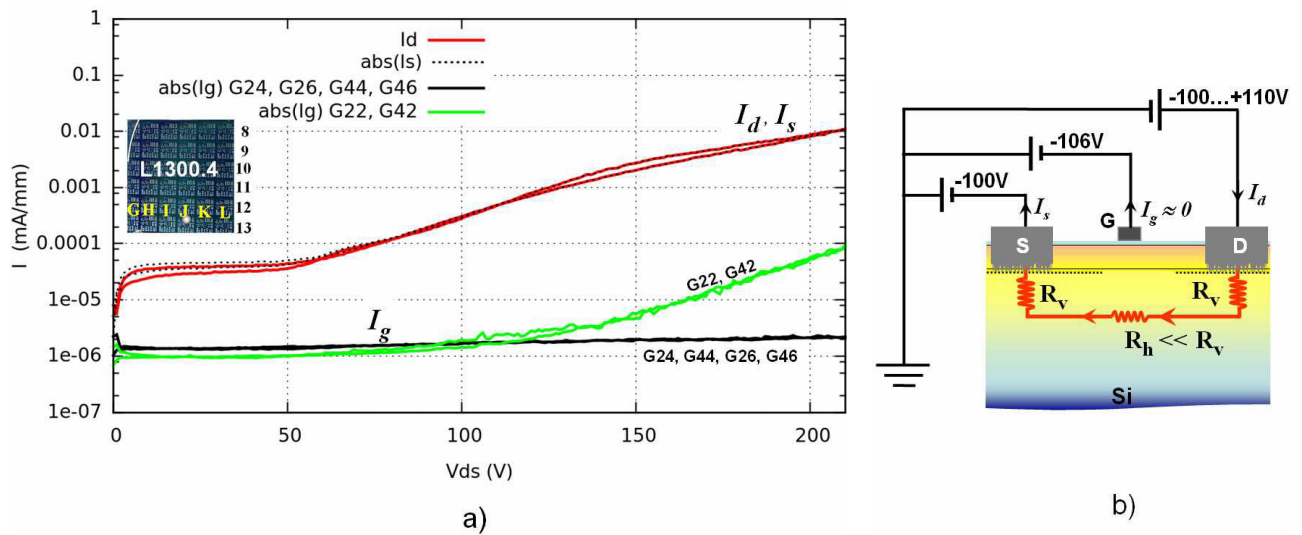


Figure II-64 : Échantillon L1300.4. a) Courants I_g , I_d et I_s mesurés en fonction de la tension V_{ds} en mode « off » ($V_{gs} = -6V$); b) Schéma simplifié de la circulation des courants de fuite.

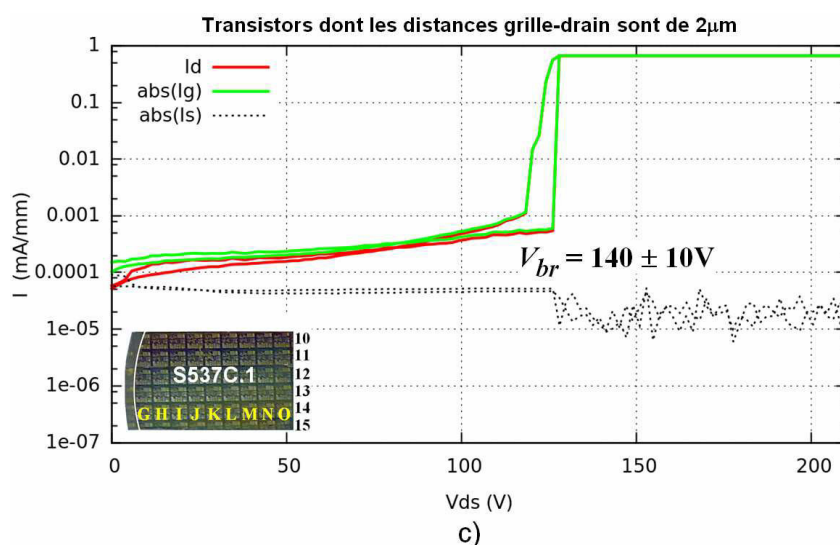
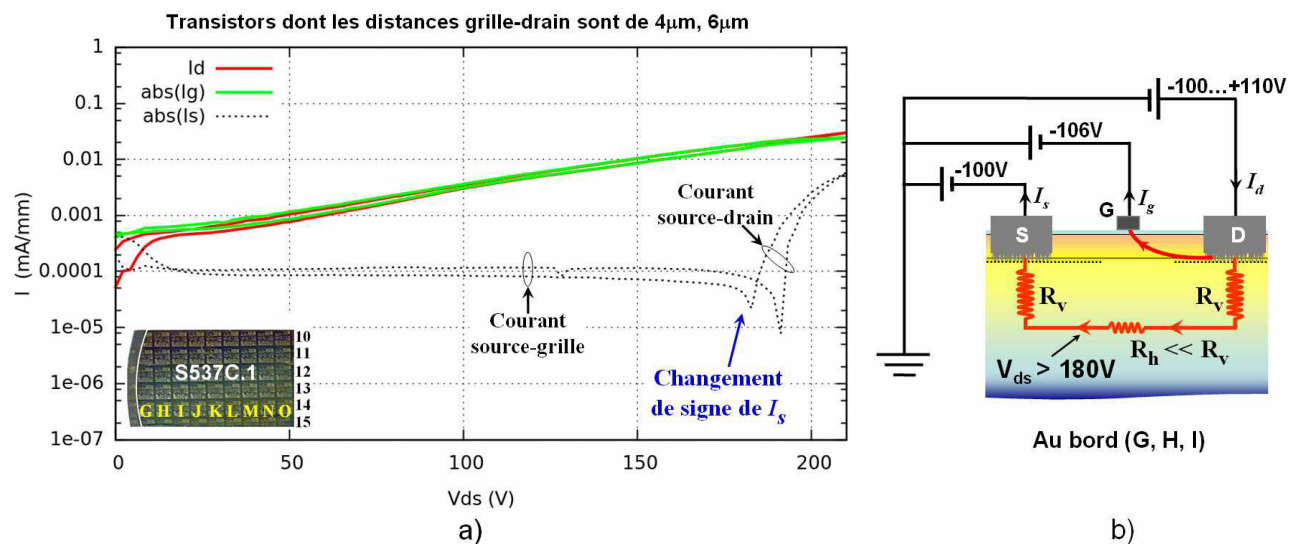


Figure II-65 : Échantillon S537C.1. (a) et (c) Courants I_g , I_d et I_s mesurés en fonction de la tension V_{ds} en mode « off » ($V_{gs} = -6V$); (b) et schéma simplifié de la circulation des courants de fuite.

- L'échantillon L1300.4

Les courants de fuite de l'échantillon L1300.4 (**Figure II-64a**) présentent des similitudes avec ceux mesurés sur l'échantillon L847.2 (voir **II.9.2.1**), en particulier la fuite en mode « off » se fait via la couche conductrice enterrée ($I_d=I_s$). Ils présentent, cependant des différences notables :

- Sur L1300.4, les courants de source et de drain montrent un plateau mieux marqué (ici jusqu'à 50V au lieu de 30V) suivi d'une augmentation plus faible (de $3 \cdot 10^{-5}$ mA/mm à 10^{-2} au lieu de 10^{-5} mA/mm à $3 \cdot 10^{-2}$). Dans les deux cas la fuite se fait via la couche enterrée et conduit à des valeurs très proches des courants de fuite mesurés à 210V. La couche tampon plus épaisse de L1300.4 ($1.5\mu\text{m}$ au lieu de $1\mu\text{m}$) et plus riche en aluminium (5.5% au lieu de 3) conduit donc, à forte tension V_{ds} , à une résistance R_v proche de celle mesurée sur L847. On remarquera qu'avec une épaisseur de couche tampon de $1.5\mu\text{m}$ L1300 présente un comportement plus proche de L847 (tampon de $1\mu\text{m}$) que de L848 (tampon de $1.8\mu\text{m}$).

- Le courant de grille des transistors L1300 sont sensiblement plus faibles que ceux de L847. Ceci montre que la barrière en super-réseau AlN/GaN est plus isolante que celle en $\text{Al}_{0.255}\text{GaN}$ malgré une épaisseur nettement plus faible (-23%).

En conclusion l'augmentation de l'épaisseur de la couche tampon de $1\mu\text{m}$ pour L847 à $1.5\mu\text{m}$ pour L1300, accompagnée d'une augmentation du taux d'aluminium (5.5% au lieu de 3 dans les autres structures) n'a pas permis de réduire les courants de fuite passant par la couche enterrée. C'est à dire n'a pas permis de créer une résistance R_v d'accès à cette couche conductrice suffisamment importante pour l'isoler électriquement du canal. Il est difficile d'isoler l'effet des deux paramètres du tampon (épaisseur et taux d'aluminium) alors qu'ils ont été modifiés en même temps. Il aurait été intéressant d'évaluer l'effet sur les fuites de l'augmentation du taux d'aluminium dans le tampon lorsque celui-ci à une épaisseur identique à celle des autres structures. Ces épitaxies n'étaient malheureusement pas disponibles chez notre partenaire Picogiga. On peut néanmoins considérer que les augmentations de l'épaisseur et du taux d'aluminium favorisent toutes les deux l'augmentation de la densité de défauts dans les couches actives. Il est donc probable qu'une épaisseur de $1.5\mu\text{m}$ est trop importante pour un taux d'aluminium de 5.5%. L'amélioration espérée de l'isolation électrique entre le canal et la couche conductrice enterrée par une augmentation de la résistance R_v n'a pas eu lieu, la conduction à travers la couche tampon restant trop forte à cause des défauts générés.

En revanche l'utilisation d'un super-réseau comme matériau de barrière a permis d'y réduire fortement les fuites. On note en effet un courant de grille constant jusqu'à $V_{ds}=210V$. Cet excellent comportement obtenu malgré la forte densité de défauts générés par le tampon trop épais et trop riche en aluminium est dû à la présence des multiples interfaces du super-réseau constituant la barrière.

- L'échantillon S537C.1

Les courants de fuite des transistors S537C.1 dont les distances grille-drain sont de 4 et $6\mu m$ (**Figure II-65a**) ont un comportement semblable à ceux situés en bordure d'épitaxie de l'échantillon L848.4 (voir paragraphe **II.9.2.2**). On note en effet deux régimes suivant la tension V_{ds} appliquée : (1) à faible tension la fuite est contrôlée par la grille ($I_d=I_g$), (2) à forte tension la fuite se fait via la couche conductrice enterrée ($I_d=I_s$). On note cependant des différences notables :

- La fuite contrôlée par la grille est, aux faibles tensions V_{ds} , plus faible pour S537C.1 ($I_d=I_g=5.10^{-4}mA/mm$) que pour L848.4 ($I_d=I_g=2.10^{-2}mA/mm$).
- Le basculement d'un régime à l'autre, marqué par le changement de signe du courant de source I_s , a lieu à des tensions deux fois plus élevées pour S537C.1 (180V) que pour L848.4 (90V).

Les transistors S537C.1 dont la distance grille-drain est de $2\mu m$ montrent, comme au bord de l'échantillon L848.4, un claquage par l'effet d'avalanche. On notera que la tension de claquage est sensiblement plus faible pour S537C.1 ($140 \pm 10V$) que pour L848.4 ($170 \pm 30V$). Les excès de courant de fuite des transistors L848.4 en bord de wafer ont été attribués à la forte densité de défauts présente dans cette région (voir paragraphe **II.9.1.1**). Leur similitude de comportement avec les transistors S537C nous laisse penser que ces derniers ont, eux aussi, un comportement dégradé par une forte densité de défauts cristallins. Celle-ci peut être attribuée à la forte épaisseur de la couche tampon ($2\mu m$ d' $Al_{0.03}GaN$) – en fait la plus forte de toutes les structures étudiées dans cette thèse – qui, par un effet de courbure du wafer (voir paragraphe **II.9.1.1**) génère des défauts cristallins. Ces défauts se manifestent principalement par deux effets :

- une fuite importante à travers la barrière (effet dominant aux faibles tensions V_{ds}). On remarquera que l'utilisation d'une barrière double dont une partie est riche en aluminium (28% au lieu de 25) a permis une réduction des courants de fuites aux

faibles tensions V_{ds} . Cet effet bénéfique est cependant d'autant plus faible que la tension est forte.

- une résistance d'accès R_v à la couche conductrice enterrée trop faible (effet dominant aux fortes tensions V_{ds}). On remarquera que la résistance R_v ainsi obtenue est nettement plus faible que celle attendue pour une telle épaisseur de couche tampon si on extrapole les résultats obtenus sur les structures précédentes (voir paragraphe **II.9.2**).

En conclusion la structure S537C présente une épaisseur de couche tampon trop épaisse ($2\mu\text{m}$) générant deux types de courants de fuite complémentaires : des fuites à travers la grille aux faibles tensions et via la couche conductrice enterrée aux fortes tensions. On voit ici qu'une épaisseur de $2\mu\text{m}$ de couche tampon d' $\text{Al}_{0.03}\text{GaN}$ pourrait être au delà de la valeur optimale pour la réduction des courants de fuite.

II.10.3. Conclusion de l'étude de barrières alternatives

Dans ce paragraphe nous avons introduit deux nouvelles structures dans le but de déplacer vers les plus faibles courants de fuite, le compromis sur l'épaisseur de la couche tampon. Les modifications apportées par ces deux structures sont :

- Échantillon L1300.4 : une barrière constituée par un super-réseau AlN/GaN de 19nm associée à une couche tampon en $\text{Al}_{0.055}\text{GaN}$ de $1.8\mu\text{m}$;

- Échantillon S537C.1 : une barrière composée de deux couches d' AlGaN (4nm à 15% d'aluminium et 16nm à 28%) associée à une couche tampon en $\text{Al}_{0.03}\text{GaN}$ de $2\mu\text{m}$.

Nous avons vu que l'augmentation de l'épaisseur du tampon en $\text{Al}_{0.03}\text{GaN}$ à $2\mu\text{m}$ qui était censée améliorer l'isolation électrique entre le canal et la couche conductrice enterrée n'a pas atteint son but. Au contraire l'augmentation de l'épaisseur de ce tampon se traduit par une augmentation de la densité de défauts qui, à son tour, a deux conséquences :

- Conduction trop élevée à travers la barrière. À faible tension V_{ds} , le courant de drain est dominé par des fuites à travers la grille.

- Conduction trop élevée à travers la couche tampon. À forte tension V_{ds} , la couche conductrice enterrée n'est pas isolée du canal, ce qui crée une fuite de type $I_d=I_s$.

De même le tampon $\text{Al}_{0.055}\text{GaN}$ est trop épais ($1.5\mu\text{m}$), ce qui conduit, comme dans le cas précédent, à une forte densité de défauts responsable de la mauvaise isolation entre le canal et la couche conductrice enterrée. L'épaisseur optimale du tampon dépend de sa

composition en aluminium. Le manque d'épitaxies (nous n'avons qu'une plaque avec un taux d'aluminium à 5%) ne nous permet pas de conclure sur l'intérêt d'augmenter le taux d'aluminium du tampon.

La barrière double ($\text{Al}_{0.15}\text{GaN}$ 4nm / $\text{Al}_{0.28}\text{GaN}$ 16nm) a montré des fuites réduites par rapport à la barrière de référence ($\text{Al}_{0.255}\text{GaN}$ 25nm). Cette amélioration n'est cependant suffisante pour espérer un fonctionnement à très forte tension.

La barrière en super-réseau (AlN/GaN 19nm) a, au contraire, montré de très faibles courants de fuite caractérisés par un courant de grille I_g très fiable. Ce résultat est d'autant plus remarquable que la densité de défauts associée au tampon ($\text{Al}_{0.055}\text{GaN}$ 1.5 μm) est notablement supérieure à celle obtenue avec le tampon de référence ($\text{Al}_{0.03}\text{GaN}$) comme l'atteste les courants de fuite mesurés à travers le tampon.

II.11. Conclusion du chapitre II

Dans ce chapitre nous avons étudié le comportement électrique des HEMT AlGaN/GaN épitaxiés sur substrat de silicium dans le but de définir les hétérostructures les mieux adaptées aux applications à haute tension. Cette étude se place dans le contexte d'une collaboration avec Picogiga International, les épitaxies ont été fait à Picogiga, la fabrication des transistors et l'étude de leur fonctionnement ont été menées au LPN en collaboration avec Melania Dubois de Picogiga International.

Ce travail a débuté par le développement d'un procédé de fabrication des HEMT AlGaN/GaN . Pour être au mieux adapté aux exigences de ce travail, il devait être robuste (rendement de fabrication proche de l'unité) et minimiser au mieux les effets parasites liés à la technologie (courants parasites, résistances de contacts). Au vu des premiers résultats, une attention particulière a été portée sur la réduction des résistances de contact. Dans ce cadre, la gravure sèche réalisée avant le dépôt métallique pour placer celui-ci à une distance optimale du gaz 2D a été intensivement étudiée (état de surface, maîtrise de la profondeur gravée). Après optimisation de la gravure et du recuit de contact, des résistances de contact proches de l'état de l'art (0.5 $\Omega\cdot\text{mm}$) ont été obtenues tant à la suite d'une gravure RIE que d'une gravure ICP.

L'épitaxie des nitrures d'éléments III sur substrat de silicium est très prometteuse en termes de perspectives économiques. Elle présente également un défi technologique : réaliser, malgré l'inadaptation du silicium au GaN (matériau polaire de maille différente), des couches actives ayant une densité de défauts suffisamment faible pour maintenir les

courants de fuite à un niveau très bas. Cette difficulté est encore renforcée quand on cherche, comme c'est le cas dans cette étude, à atteindre des tensions élevées. Dans ce contexte la couche tampon située entre les couches de transition avec le substrat de silicium et les couches actives et permettant d'obtenir pour celles-ci une meilleure qualité cristalline, est déterminante sur les performances des transistors réalisés, en particulier sur les courants de fuite à travers la barrière des HEMT.

D'autre part nous avons montré sur les cinq hétérostructures AlGaIn/GaN/Si étudiées dans ce travail, l'existence d'une couche conductrice enterrée, sans doute formée des couches de transition et du substrat de silicium. La résistance électrique de cette couche étant très faible devant la résistance du canal en mode « off », elle conduit si elle n'est pas électriquement isolée du canal, à un courant de fuite rédhibitoire pour le fonctionnement de ces transistors à forte tension.

Dans une première approche (paragraphe **II.9.1** et **II.9.2**), nous avons étudié l'effet de ce tampon sur le comportement électrique des HEMT réalisés à partir de trois hétérostructures AlGaIn/GaN dont seule la couche tampon varie d'une structure à l'autre. À basse tension les courants de fuite sont dominés par les fuites à travers la barrière ce qui permet de qualifier sa qualité cristalline. Nous avons montré qu'elle est :

- améliorée (réduction des fuites de 3 ordres de grandeur) par une augmentation de 0 à 3% de la teneur en aluminium d'un tampon de $1.8\mu\text{m}$;
- dégradée (augmentation des fuites de 2 ordres de grandeur) par une augmentation de l'épaisseur de 1 à $1.8\mu\text{m}$ d'un tampon à 3% d'aluminium.

L'augmentation de l'épaisseur du tampon conduit donc à deux effets antagonistes sur la qualité cristalline des couches actives : d'une part une amélioration due à la réduction des défauts issus des couches de transition et d'autre part à une dégradation due à la création de nouveaux défauts par la courbure du wafer (différence de dilatation).

Les caractérisations à plus forte tension (jusqu'à 210V) permettent de tester la capacité du tampon à isoler électriquement le canal de la couche conductrice enterrée. Une isolation satisfaisante (courants de fuite négligeables via la couche enterrée) a été obtenue pour une épaisseur de $1.8\mu\text{m}$ alors qu'elle est insuffisante pour un tampon de $1\mu\text{m}$. On note que la conductivité mesurée à travers le tampon est fortement non-linéaire tant avec la distance qu'avec la tension appliquée.

La conception d'un HEMT adapté au mieux à un fonctionnement à forte tension passe donc par un double compromis sur l'épaisseur et la teneur en aluminium de la couche tampon pour obtenir (1) des couches actives de qualité cristalline suffisante pour réduire les fuites à travers la barrière et (2) un tampon présentant une isolation électrique suffisante pour réduire les fuites via la couche conductrice enterrée. La structure L848 présente pour un tampon en $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ une épaisseur optimale ($1.8\mu\text{m}$) puisque, à forte tension, les fuites à travers la grille sont à peu égales à celles via la couche conductrice enterrée.

Dans un deuxième temps (paragraphe **II.10**), nous avons essayé de déplacer ce compromis vers des fuites encore plus faibles, en introduisant deux nouveaux types de barrière : un super-réseau AlN/GaN et une barrière double, empilement de deux couches ayant des taux d'aluminium différents.

La barrière double n'a pas permis de réduire les courants de fuite à travers la barrière mesurés à basse tension contrairement à la barrière en super-réseau qui a montré une excellente isolation électrique ainsi qu'une très bonne uniformité des courants de fuite sur l'ensemble de la plaque. Ce très bon comportement est expliqué par une réduction de la densité de dislocations traversant la barrière grâce à la courbure de celles-ci au passage des multiples interfaces AlN/GaN du super-réseau. On aura noté que ces excellentes performances ont été obtenues malgré une densité de défauts augmentée (tampon de $1.5\mu\text{m}$ avec 5.5% d'aluminium) par rapport à la structure de référence L848.

L'ensemble de ces résultats montrent qu'il est possible de concevoir des structures mieux adaptées que celles étudiées dans ce travail. Elle pourrait être réalisée en associant la barrière en super-réseau AlN/GaN à un tampon en $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ d'épaisseur sensiblement supérieure à $1.8\mu\text{m}$, associant ainsi une meilleure isolation de la couche conductrice enterrée (comme observée sur L848) à de faibles fuites à travers la barrière (comme mesurées sur L1300). La dégradation de la qualité cristalline due au tampon trop épais serait alors sur-compensée par l'amélioration apportée par le super-réseau. L'épaisseur optimale du tampon devra alors être recherchée expérimentalement par approximations successives, la forte non-linéarité de la conductivité avec la tension et l'épaisseur ne permettant pas une prédiction fiable.

Nous verrons dans le chapitre suivant, une approche différente et peut-être complémentaire pour réduire les fuites dans ces transistors.

Bibliographie

- [1] **Henry Mathieu**, “*Physique des semiconducteurs et des composants électronique*” Masson (1987) p. 103-106.
- [2] **Charles Kittel**, “*Physique de l’état solide*” Dunod 7^e édition (1998) p.498.
- [3] **Raymond T. Tung**, “*Recent advances in Schottky barrier concepts*” Materials Science and Engineering, vol R35, pp 1-138 (2001).
- [4] **Henry Mathieu**, “*Physique des semiconducteurs et des composants électronique*” Masson (1987) p. 235-252.
- [5] **John Bardeen**, “*Surface states and rectification at a metal semi-conductor contact*” Physical Review **71**, 717 (1947).
- [6] **C. A. Mead and W. G. Spitzer**, “*Fermi Level Position at Metal-Semiconductor Interfaces*” Physical Review **134**, 713 (1947).
- [7] **A. M. Cowley and S. M. Sze**, “*Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems*” Journal of Applied Physics **36**, 3212 (1965).
- [8] **Raymond T. Tung**, “*Recent advances in Schottky barrier concepts*” Materials Science and Engineering, vol R35, pp 1-138 (2001).
- [9] **Ching-Ting Lee, Yow-Jon Lin, and Day-Shan Liu**, “*Schottky barrier height and surface state density of Ni/Au contacts to (NH₄)₂S_x-treated n-type GaN*” Appl. Phys. Lett. **79**, 2573 (2001).
- [10] **Yow-Jon Lin, Quantum Ker, Ching-Yao Ho, Hsing-Cheng Chang, and Feng-Tso**, “*Nitrogen-vacancy-related defects and Fermi level pinning in n-GaN Schottky diodes*” Journal of Applied Physics **94**, 1819 (2003).
- [11] **S. Kurtin**, T. C. McGill, and C. A. Mead, “*Fundamental transition in the electronic nature of solids*” Physical Review Letters **22**, 1433 (1969).
- [12] **S. Noor Mohammad**, “*Contact mechanisms and design principles for Schottky contacts to group-III nitrides*” J. Appl. Phys. **97**, 63703 (2005).
- [13] **Q. Z. LIU and S. S. LAU**, “*A review of the metal-GaN contact technology*” Solid-State Electronics **42**, 677 (1998).
- [14] **K. A. Rickert, A. B. Ellis, Jong Kyu Kim, Jong-Lam Lee, F. J. Himpsel, F. Dwikusuma and T. F. Kuech**, “*X-ray photoemission determination of the Schottky barrier*”

height of metal contacts to n-GaN and p-GaN” Journal of Applied Physics **92**, 6671 (2002).

[15] **J. Dumont, E. Monroy, E. Muñoz, R. Caudano, R. Sporcken**, “*Investigation of metal-GaN and metal-AlGaN contacts by XPS depth profiles and by electrical measurements*” Journal of Crystal Growth **230**, 558 (2001).

[16] **Nicolas Vellas**, “*Etude expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences*” Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 18 décembre 2003, p.114-115.

[17] **D. Qiao, L. S. Yu, S. S. Lau, J. M. Redwing, J. Y. Lin and H. X. Jiang**, “*Dependence of Ni/AlGaN Schottky barrier height on Al mole fraction*” Journal of Applied Physics **87**, 801 (2000).

[18] **S. P. Grabowski, M. Schneider, H. Nienhaus, and W. Mönch, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann**, “*Electron affinity of $Al_xGa_{1-x}N$ (0001) surfaces*” Appl. Phys. Lett. **78**, 2503 (2001).

[19] **E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros and J. M. Redwing**, “*Schottky barrier engineering in III-V nitrides via the piezoelectric effect*” Appl. Phys. Lett. **73**, 1880 (1998).

[20] **S. Noor Mohammad**, “*Contact mechanisms and design principles for alloyed ohmic contacts to n-GaN*” J. Appl. Phys. **95**, 7940 (2004).

[21] **Ching-Ting Lee, Hsiao-Wei Kao**, “*Long-term thermal stability of Ti/Al/Pt/Au Ohmic contacts to n-type GaN*” Appl. Phys. Lett. **76**, 2364 (2000).

[22] **Sten Heikman, Stacia Keller, Yuan Wu, James S. Speck, Steven P. DenBaars, and Umesh K. Mishra**, “*Polarization effects in AlGaN/GaN and GaN/AlGaN/GaN heterostructures*” Appl. Phys. Lett. **93**, 10114 (2003).

[23] **G. Koley and M. G. Spencer**, “*Surface potential measurements on GaN and AlGaN/GaN heterostructures by scanning Kelvin probe microscopy*” Journal of Applied Physics **90**, 337 (2001).

[24] **Sang-Jun Cho, Seydi Doğan, Shahriar Sabuktagin, Michael A. Reshchikov, Daniel K. Johnstone, and Hadis Morkoç**, “*Surface band bending in as-grown and plasma-treated n-type GaN films using surface potential electric force microscopy*” Appl. Phys. Lett. **84**, 3070 (2004).

[25] **Tamotsu Hashizume, Shinya Ootomo, Susumu Oyama, Masanobu Konishi, and Hideki Hasegawa**, “*Chemistry and electrical properties of surfaces of GaN and GaN/AlGaN heterostructures*” J. Vac. Sci. Technol. B **19**, 1675 (2001).

[26] **Ho Won Jang, Chang Min Jeon, Ki Hong Kim, Jong Kyu Kim, Sung-Bum Bae, Jung-Hee Lee, Jae Wu Choi, Jong-Lam Lee**, “*Mechanism of two-dimensional electron gas formation in $Al_xGa_{1-x}N$ /GaN heterostructures*” Appl. Phys. Lett. **81**, 1249 (2002).

- [27] **J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra**, “Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors” Appl. Phys. Lett. **77**, 250 (2000).
- [28] **G. Koley and M. G. Spencer**, “On the origin of the two-dimensional electron gas at the AlGa_N/Ga_N heterostructure interface” Appl. Phys. Lett. **86**, 42107 (2005).
- [29] **Olivier MENARD**, “*Developpement de briques technologiques pour la realisation de diodes schottky sur nitrure de gallium*” Thèse de doctorat de l’université François - Rabelais, Novembre 2010, p.128.
- [30] **Herbert B. Michaelson**, “The work function of the elements and its periodicity” Journal of Applied Physics **48**, 4729 (1977).
- [31] **J. S. Foresi and T. D. Moustakas**, “Metal contact to gallium nitride” Appl. Phys. Lett. **62**, 2859 (1993).
- [32] **M. E. Lin, Z. Ma, F. Y. Huang, Z. F. Fan, L. H. Allen, H. Morkoc**, “Low resistance ohmic contacts on wide band-gap Ga_N” Appl. Phys. Lett. **64**, 1003 (1994).
- [33] **B. P. Luther, S. E. Mohny, T. N. Jackson, M. Asif Khan, Q. Chen, J. W. Yang**, “Investigation of the mechanism for Ohmic contact formation in Al and Ti/Al contacts to n-type Ga_N” Appl. Phys. Lett. **70**, 57 (1997).
- [34] **B. Van Deale, G. Van Tendeloo, W. Ruythooren, J. Derluyn, M. R. Leys, K. Germain**, “The role of Al on Ohmic contact formation on n-type Ga_N and AlGa_N/Ga_N” Appl. Phys. Lett. **87**, 61905 (2005).
- [35] **Abhishek Motayed, Ravi Bathe, Mark C. Wood, Ousmane S. Diouf, R. D. Vispute, S. Noor Mohammad**, “Electrical, thermal, and microstructural characteristics of Ti/Al/Ti/Au multilayer Ohmic contacts to n-type Ga_N” J. Appl. Phys. **93**, 1087, (2003).
- [36] **Dong-Feng Wang, Feng Shiwei, C.Lu, Abhishek Motayed, Muzar Jah**, “Low-resistance Ti/Al/Ti/Au multilayer ohmic contact to n-Ga_N” J. Appl. Phys. **89**, 6214 (2001).
- [37] **V. Kumar, L. Zhou, D. Selvanathan, I. Adesida**, “Thermally-stable low-resistance Ti/Al/Mo/Au multilayer ohmic contacts on n -Ga_N” J. Appl. Phys. **92**, 1712, (2002).
- [38] **Zhifang Fan, S. Noor Mohammad, Wook Kim, Özgü Aktas, Andrei E. Botchkarev, Hadis Morkoc**, “Very low resistance multilayer Ohmic contact to n-Ga_N” Appl. Phys. Lett. **68**, 1672 (1996).
- [39] **E. F. Chor, D. Zhang, H. Gong, G. L. Chen, T. Y. F. Liew**, “Electrical characterization and metallurgical analysis of Pd-containing multilayer contacts on Ga_N” J. Appl. Phys. **90**, 1242 (2001).
- [40] **Q. Z. Liu, L. S. Yu, F. Deng, S. S. Lau, Q. Chen, J. W. Yang, M. A. Khan**, “Study of contact formation in AlGa_N/Ga_N heterostructures” Appl. Phys. Lett. **71**, 1658 (1997).

- [41] **D. Qiao, Z. F. Guan, J. Carlton, S. S. Lau, G. J. Sullivan**, “*Low resistance ohmic contacts on AlGaIn/GaN structures using implantation and the “advancing” Al/Ti metallization*” Appl. Phys. Lett. **74**, 2652 (1999).
- [42] **D. Qiao, L. S. Yu, L. Jia, P. M. Asbeck, S. S. Lau, T. E. Haynes**, “*Transport properties of the advancing interface ohmic contact to AlGaIn/GaN heterostructures*” Appl. Phys. Lett. **80**, 992 (2002).
- [43] **Ho Won Jang, Chang Min Jeon, Jong Kyu Kim, Jong-Lam Lee**, “*Room-temperature Ohmic contact on n-type GaN with surface treatment using Cl₂ inductively coupled plasma*” Appl. Phys. Lett. **78**, 2015 (2001).
- [44] **S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, K. J. Duxstad, E. E. Haller, Z.-F. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, A. E. Botchkarev, H. Morkoc**, “*Microstructure of Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au Ohmic contacts for n -GaIn*” Appl. Phys. Lett. **69**, 1556 (1996).
- [45] **X. J. Zhou, K. Qiu, C. J. Ji, F. Zhong, X. H. Li, and Y. Q. Wang**, “*Low-resistance Ohmic contact on undoped AlGaIn/GaN heterostructure with surface treatment using CCl₂F₂ reactive ion etching*” Appl. Phys. Lett. **91**, 103511 (2007).
- [46] **Madhusudan Singh, Yifei Zhang, Jasprit Singh, Umesh Mishra**, “*Examination of tunnel junctions in the AlGaIn/GaN system: Consequences of polarization charge*” Appl. Phys. Lett. **77**, 1867 (2000).
- [47] **Liang Wang, Fitih M. Mohammed, Benedict Ofuonye, Ilesanmi Adesida**, “*Ohmic contacts to n⁺-GaIn capped AlGaIn/AlN/GaN high electron mobility transistors*” Appl. Phys. Lett. **91**, 12113 (2007).
- [48] **S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, D. Qiao S. S. Lau, Paul K. Chu**, “*Microstructure of Ti/Al ohmic contacts for n-AlGaIn*” Appl. Phys. Lett. **73**, 2582 (1998).
- [49] **M. W. Fay, G. Moldovan, P. D. Brown, I. Harrison, J. C. Birbeck, B. T. Hughes, M. J. Uren, T. Martin**, “*Structural and electrical characterization of AuTiAlTi/AlGaIn/GaN ohmic contacts*” J. Appl. Phys. **92**, 94 (2002).
- [50] **Fitih M. Mohammed, Liang Wang, Ilesanmi Adesida, Eddie Piner**, “*The role of barrier layer on Ohmic performance of Ti/Al-based contact metallizations on AlGaIn/GaN heterostructures*” J. Appl. Phys. **100**, 23708 (2006).
- [51] **Jong Kyu Kim and Jong-Lam Lee, Jae Won Lee, Hyun Eoi Shin, Yong Jo Park, and Taeil Kim** “*Low resistance Pd/Au ohmic contacts to p-type GaIn using surface treatment*” Appl. Phys. Lett. **73**, 2953 (1998).
- [52] **Liang Wang, Fitih M. Mohammed, Ilesanmi Adesida**, “*Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au Ohmic contacts on n-GaIn and AlGaIn/GaN epilayers*” J. Appl. Phys. **101**, 13702 (2007).
- [53] **Liang Wang, Fitih M. Mohammed, Ilesanmi Adesida**, “*Dislocation-induced nonuniform interfacial reactions of Ti/Al/Mo/Au ohmic contacts on AlGaIn/GaN heterostructure*” Appl. Phys. Lett. **87**, 141915 (2005).

- [54] **Fatih M. Mohammed, Liang Wang, Deepak Selvanathan, Hubert Hu, Ilesanmi Adesida**, “*Ohmic contact formation mechanism of Ta/Al/Mo/Au and Ti/Al/Mo/Au metallizations on AlGa_N/Ga_N HEMTs*”, J. Vac. Sci. Technol. B. **23**(6), 2330 (2005).
- [55] **Yuvaraj Dora**, “*Understanding material and process limits for high breakdown voltage AlGa_N/Ga_N HEMTs*” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2006. pp. 65-74.
- [56] **Liang Wang, Dong-Huyn Kim, Ilesanmi Adesida**, “*Direct contact mechanism of Ohmic metallization to AlGa_N/Ga_N heterostructures via Ohmic area recess etching*”, Appl. Phys. Lett. **95**, 172107 (2009).
- [57] **Yunju Sun, Xiaodong Chen, L. F. Eastman**, “*Comprehensive study of Ohmic electrical characteristics and optimization of Ti/Al/Mo/Au multilayer Ohmics on undoped AlGa_N/Ga_N heterostructure*” J. Appl. Phys. **98**, 53701 (2005).
- [58] **B. Jacobs, M.C.J.C.M. Kramer, E.J. Geluk, F. Karouta**, “*Optimisation of the Ti/Al/Ni/Au ohmic contact on AlGa_N/Ga_N FET structures*”, Journal of Crystal Growth. **241**, **15** (2002).
- [59] **A. N. Bright, P. J. Thomas, M. Weyland, D. M. Tricker, and C. J. Humphreys, R. Davies**, “*Correlation of contact resistance with microstructure for Au/Ni/Al/Ti/AlGa_N/Ga_N ohmic contacts using transmission electron microscopy*” J. Appl. Phys. **89**, 3143 (2001).
- [60] **Zhaojun Lin, Wu Lu, Jaesun Lee, Dongmin Liu, Jeffrey S. Flynn and George R. Brandes**, “*Barrier heights of Schottky contacts on strained AlGa_N/Ga_N heterostructures: Determination and effect of metal work functions*” Appl. Phys. Lett. **82**, 4364 (2003).
- [61] **J. D. Guo, M. S. Feng, R. J. Guo, F. M. Pan, and C. Y. Chang**, “*Study of Schottky barriers on n-type Ga_N grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition*” Appl. Phys. Lett. **67**, 2657 (1995).
- [62] **Lei Wang, M. I. Nathan, TH. Lim, M. A. Khan, and Q. Chen**, “*High barrier height Ga_N Schottky diodes: Pt/Ga_N and Pd/Ga_N*” Appl. Phys. Lett. **68**, 1267 (1996).
- [63] **V. M. Bermudez**, “*Study of oxygen chemisorption on the Ga_N(0001)(1×1) surface*” J. Appl. Phys. **80**, 1190 (1996).
- [64] **Abhishek Motayed, Muzar Jah, Ashok Sharma, Wallace T. Anderson, Cole W. Litton S. Noor Mohammad**, “*Two-step surface treatment technique: Realization of nonalloyed low-resistance Ti/Al/Ti/Au ohmic contact to n-Ga_N*” J. Vac. Sci. Technol. B **22**, 663 (2004).
- [65] **Q. Z. Liu, S. S. Lau, N. R. Perkins, and T. F. Kuech**, “*Room temperature epitaxy of Pd films on Ga_N under conventional vacuum conditions*” Appl. Phys. Lett. **69**, 1722 (1996).

- [66] **Yow-Jon Lin, Quantum Ker, Ching-Yao Ho, Hsing-Cheng Chang, and Feng-Tso Chien**, “Nitrogen-vacancy-related defects and Fermi level pinning in *n*-GaN Schottky diodes” *J. Appl. Phys.* **94**, 1819 (2003).
- [67] **Ching-Ting Lee, Yow-Jon Lin, and Day-Shan Liu**, “Schottky barrier height and surface state density of Ni/Au contacts to (NH₄)₂Sx-treated *n*-type GaN” *Appl. Phys. Lett.* **79**, 2573 (2001).
- [68] **Jong Kyu Kim, Jong-Lam Lee, Jae Won Lee, Yong Jo Park, and Taeil Kim**, “Effect of surface treatment by (NH₄)₂Sx solution on the reduction of ohmic contact resistivity of *p*-type GaN” *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 497 (1999).
- [69] **C. I. Wu and A. Kahn**, “Investigation of the chemistry and electronic properties of metal/gallium nitride interfaces” *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 2218 (1998).
- [70] **Joachim Würfl, Vera Abrosimova¹, Jochen Hilsenbeck, Erich Nebauer, Walter Rieger, Günther Tränkle**, “Reliability considerations of III-nitride microelectronic devices” *Microelectronics Reliability* **39**, 1737 (1999).
- [71] **N. Miura, T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, T. Ozeki, H. Ishikawa, T. Egawa, T. Jimbo**, “Thermal annealing effects on Ni/Au based Schottky contacts on *n*-GaN and AlGa_{0.2}N/GaN with insertion of high work function metal” *Solid-State Electronics* **48**, 689 (2004).
- [72] **Nidhi Chaturvedi**, “Development and study of AlGa_{0.2}N/GaN microwave transistors for high power operation” PhD thesis, Ferdinand-Braun-Institute-für-Höchstfrequenztechnik Berlin, Germany, nov 2007, pp 31.
- [73] **C. C. Kim, J. K. Kim, J.-L. Lee, J. H. Je, M. S. Yi, D. Y. Noh, Y. Hwu and P. Ruterana** “Catalytic role of Au in Ni/Au contact on GaN (0001)” *Appl. Phys. Lett.* **78**, 3773 (2001).
- [74] **Abhishek Motayed, Albert V. Davydov, Leonid A. Bendersky, Mark C. Wood, Michael A. Derenge, Dong Feng Wang, Kenneth A. Jones and S. Noor Mohammad**, “High-transparency Ni/Au bilayer contacts to *n*-type GaN” *J. Appl. Phys.* **92**, 5218 (2002).
- [75] **J. D. Guo, F. M. Pan, M. S. Feng, R. J. Guo, P. F. Chou and C. Y. Chang**, “Schottky contact and the thermal stability of Ni on *n*-type GaN” *J. Appl. Phys.* **80**, 1623 (1996).
- [76] **Ferdinando Iucolano, Fabrizio Roccaforte, Filippo Giannazzo, and Vito Raineri**, “Barrier inhomogeneity and electrical properties of Pt/GaN Schottky contacts” *J. Appl. Phys.* **102**, 113701 (2007);
- [77] **B. Boudjelida, I. Gee, J. Evans-Freeman, S. A. Clark, T. G. Maffei, K. S. Teng, S. Wilks, M. Azize, J.-M. Bethoux, and P. De Mierry**, “Ni/Al_{0.2}Ga_{0.8}N interfacial reaction and Schottky contact formation using high quality epitaxial layers” *J. Appl. Phys.* **103**, 053708 (2008).

- [78] **T. Sawada, Y. Izumi, N. Kimura, K. Suzuki, K. Imai, S.-W. Kim, T. Suzuki**, “*Properties of GaN and AlGaN Schottky contacts revealed from I–V–T and C–V–T measurements*” *Applied Surface Science* **216**, 197 (2003).
- [79] **Jong Hoon Shin, Young Je Jo, Kwang-Choong Kim, T. Jang, and Kyu Sang Kim**, “*Gate metal induced reduction of surface donor states of AlGaN/GaN heterostructure on Si-substrate investigated by electroreflectance spectroscopy*” *Appl. Phys. Lett.* **100**, 111908 (2012).
- [80] **Chang Min Jeon and Jong-Lam Lee**, “*Investigation of IrO₂ and RuO₂ Schottky contacts on AlGaN/GaN heterostructure*” *J. Appl. Phys. Lett.* **95**, 698 (2004).
- [81] **J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck and U. K. Mishra**, “*Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors*” *Appl. Phys. Lett.* **77**, 250 (2000).
- [82] **Chang Min Jeon and Jong-Lam Lee**, “*Enhancement of Schottky barrier height on AlGaN/GaN heterostructure by oxidation annealing*” *Appl. Phys. Lett.* **82**, 4301 (2003).
- [83] **T. Lalinský, G. Vanko, M. Vallo, E. Dobročka, I. Rýger and A. Vincze**, “*AlGaN/GaN high electron mobility transistors with nickel oxide based gates formed by high temperature oxidation*” *Appl. Phys. Lett.* **100**, 092105 (2012).
- [84] **Min-Woo Ha, Seung-Chul Lee, Soo-Seong Kim, Chong-Man Yunb, Min-Koo Han**, “*Ni/Au Schottky gate oxidation and BCB passivation for high-breakdown-voltage AlGaN/GaN HEMT*” *Superlattices and Microstructures* **40**, 562 (2006).
- [85] **C. S. Oh, C. J. Youn, G. M. Yang, K. Y. Lim, and J. W. Yang**, “*AlGaN/GaN metal-oxide-semiconductor heterostructure field-effect transistor with oxidized Ni as a gate insulator*” *Appl. Phys. Lett.* **85**, 4214 (2004).
- [86] **Martin Vallo, Tibor Lalinský, Edmund Dobročka, Gabriel Vanko, Andrej Vincze, Ivan Rýger**, “*Impact of Ir gate interfacial oxide layers on performance of AlGaN/GaN HEMT*” *Applied Surface Science* (2010), doi:10.1016/j.apsusc.2012.09.004
- [87] **Chang Min Jeon, Ki-Yeol. Park, Jae-Hoon Lee, Jung-Hee Lee, and Jong-Lam Lee**, “*Thermally stable AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistor with IrO₂ gate electrode*” *J. Vac. Sci. Technol. B* **24**, 1303 (2006).
- [88] **Naiqian Zhang**, “*High voltage GaN HEMTs with low on-resistance for switching applications*” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2002, p.43.
- [89] **Salim Touati**, “*Conception, réalisation et caractérisation de composants de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium*” Thèse de doctorat de l'Université des Sciences et Technologies de Lille, le 11 novembre 2007, p.40.
- [90] **S. Arulkumaran, T. Egawa, S. Matsui, and H. Ishikawa**, “*Enhancement of breakdown voltage by AlN buffer layer thickness in AlGaN/GaN high-electron-mobility transistors on 4in. diameter silicon*” *Appl. Phys. Lett.* **86**, 123503 (2005).

- [91] **Bin Lu and Tomás Palacios**, “High breakdown ($>1500V$) AlGa N /Ga N HEMTs by substrate-transfer technology” IEEE Electron Device Letters, **31**, 951 (2010).
- [92] **Shinichi Iwakami, Osamu Machida, Masataka Yanagihara, Toshihiro Ehara, Nobuo Kaneko, Hirokazu Goto, And Akio Iwabuchi**, “20m Ω , 750V High-Power AlGa N /Ga N Heterostructure Field-Effect Transistors on Si Substrate” Japanese Journal of Applied Physics Vol. **46**, No. 24, pp. L587–L589 (2007).
- [93] **Sadahiro Kato, Yoshihiro Satoh, Hitoshi Sasaki, Iwami Masayuki, Seikoh Yoshida**, “C-doped Ga N buffer layers with high breakdown voltages for highpower operation AlGa N /Ga N HFETs on 4-in Si substrates by MOVPE” Journal of Crystal Growth **298**, 831–834 (2007).
- [94] **S. Haffouz, H. Tang, S. Rolfe, and J. A. Bardwell**, “Growth of crack-free, carbon-doped Ga N and AlGa N /Ga N high electron mobility transistor structures on Si (111) substrates by ammonia molecular beam epitaxy” Appl. Phys. Lett. **88**, 252114 (2006).
- [95] **Y. C. Choi, M. Pophristic, H. Y. Cha, B. Peres, M. G. Spencer and L. F. Eastman**, “The effect of an Fe-doped Ga N buffer on Off-state breakdown characteristics in AlGa N /Ga N HEMTs on Si substrate” IEEE Trans. Electron Devices, Vol. **53**, No. 12, pp. 2926–2931 (2006).
- [96] **Yuvaraj Dora, Sooyeon Han, Dmitri Klenov and Peter J. Hansen, Kwang-soo No, Umesh K. Mishra, Susanne Stemmer and James S. Speck**, “ZrO $_2$ gate dielectrics produced by ultraviolet ozone oxidation for Ga N and AlGa N /Ga N transistors” J. Vac. Sci. Technol. B **24**, 575 (2006).
- [97] **Naiqian Zhang**, “High voltage Ga N HEMTs with low on-resistance for switching applications” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2002, p.72.
- [98]] **Jie Liu, Yugang Zhou, Jia Zhu, Yong Cai, Kei May Lau and Kevin J. Chen**, “DC and RF Characteristics of AlGa N /Ga N /InGa N /Ga N double-heterojunction HEMTs” IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. **54**, No. 1, pp. 2–10 (2007).
- [99] **Grigory Simin, Xuhong Hu, Ahmad Tarakji, Jianping Zhang, Alexey Koudymov, Salih Gaygi, Jinwei Yang, Asif Khan, Michael S. Shur and Remis Gaska**, “AlGa N /InGa N /Ga N Double Heterostructure Field-Effect Transistor” Japanese Journal of Applied Physics Vol. **40**, No. 11A, pp. L1142–L1144 (2001).
- [100] **Domenica Visalli, Marleen Van Hove, Joff Derluyn, Stefan Degroote, Maarten Leys, Kai Cheng, Marianne Germain, and Gustaaf Borghs**, “AlGa N /Ga N /AlGa N Double Heterostructures on Silicon Substrates for High Breakdown Voltage Field-Effect Transistors with low On-Resistance” Japanese Journal of Applied Physics **48**, 04C101 (2009).
- [101] **Y. Cordier, F. Semond, M. Hugues, F. Natali, P. Lorenzini, H. Haas, S. Chenot, M. Laügt, O. Tottereau, P. Venegues, J. Massies**, “AlGa N /Ga N /AlGa N DH-HEMTs grown by MBE on Si(111) ” Journal of Crystal Growth **278**, 393–396 (2005).

- [102] **Narihiko Maeda, Tadashi Saitoh, Kotaro Tsubaki, Toshio Nishida and Naoki Kobayashi**, “Enhanced electron mobility in AlGaN/InGaN/AlGaN double-heterostructures by piezoelectric effect” *Japanese Journal of Applied Physics* Vol. **38**, No. 7B, pp. L799–L801 (1999).
- [103] **Sten Heikman, Stacia Keller, Yuan Wu, James S. Speck, Steven P. DenBaars, and Umesh K. Mishra**, “Polarization effects in AlGaN/GaN and GaN/AlGaN/GaN heterostructures” *Journal of Applied Physics* **93**, 10114 (2003).
- [104] **Nicolas DEFRANCE**, “Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences” Thèse de doctorat de l’Université des Sciences et Technologies de Lille, le 14 décembre 2007, p.71-72.
- [105] **Walf Chikhaoui**, “Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d’hétérostructures AlGaN/GaN et AlInN/GaN” Thèse de l’Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, juin 2011, p.130.
- [106] **E. T. Yu, X. Z. Dang, L. S. Yu, D. Qiao, P. M. Asbeck, S. S. Lau, G. J. Sullivan, K. S. Boutros and J. M. Redwing**, “Schottky barrier engineering in III–V nitrides via the piezoelectric effect” *Appl. Phys. Lett.* **73**, 1880 (1998).
- [107] **Yuvaraj Dora**, “Understanding material and process limits for high breakdown voltage AlGaN/GaN HEMTs” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2006. pp. 32-33.
- [108] **Shuichi Yagi, Mitsuaki Shimizu, Hajime Okumura, Hiromichi Ohashi, Yoshiki Yano, and Nakao Akutsu**, “High Breakdown Voltage AlGaN/GaN Metal–Insulator–Semiconductor High-Electron-Mobility Transistor with TiO₂/SiN Gate Insulator” *Japanese Journal of Applied Physics* Vol. **46**, No. 4B, pp. 2309–2311 (2007).
- [109] **Tamotsu Hashizume, Sanguan Anantathanasarn, Noboru Negoro, Eiichi Sano, Hideki Hasegawa, Kazuhide Kumakura and Toshiki Makimoto**, “Al₂O₃ insulated-gate structure for AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors having thin AlGaN barrier layers” *Japanese Journal of Applied Physics* Vol. **43**, No. 6B, pp. L777–L779 (2004).
- [110] **M. Asif Khan, X. Hu, A. Tarakji, G. Simin, J. Yang, R. Gaska, M. S. Shur**, “AlGaN/GaN metal–oxide–semiconductor heterostructure field-effect transistors on SiC substrates” *Appl. Phys. Lett.* **77**, 1339 (2000).
- [111] **S. Lawrence Selvaraj, Tsuneo Ito, Yutaka Terada, and Takashi Egawa**, “AlN/AlGaN/GaN metal-insulator-semiconductor high-electron-mobility transistor on 4in. silicon substrate for high breakdown characteristics” *Appl. Phys. Lett.* **90**, 173506 (2007).
- [112] **Dong-Huyn Cho, Mitsuaki Shimizu, Toshihide Ide, Hideyuki Ookita and Hajime Okumura**, “AlN/AlGaN/GaN metal insulator semiconductor heterostructure field effect transistor” *Japanese Journal of Applied Physics* Vol. **41**, No. 7A, pp. 4481–4483 (2002).

- [113] **X. Hu, A. Koudymov, G. Simin, J. Yang, M. Asif Khan, A. Tarakji, M. S. Shur, and R. Gaska**, “*Si₃N₄/AlGa_N/Ga_N–metal–insulator–semiconductor heterostructure field-effect transistors*” Appl. Phys. Lett. **79**, 2832 (2001).
- [114] **Zhihua Dong, Jinyan Wanga, C.P. Wena, Danian Gong, Ying Li, Min Yu, Yilong Hao, Fujun Xu, Bo Shen, Yangyuan Wang**, “*High breakdown AlGa_N/Ga_N MOSHEMT with thermal oxidized Ni/Ti as gate insulator*” Solid-State Electronics **54**,1339 (2010).
- [115] **Tamotsu Hashizume, Shinya Ootomo, and Hideki Hasegawa**, “*Suppression of current collapse in insulated gate AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors using ultrathin Al₂O₃ dielectric*” Appl. Phys. Lett. **83**, 2952 (2003).
- [116] **Chang Min Jeon and Jong-Lam Lee**, “*Effects of tensile stress induced by silicon nitride passivation on electrical characteristics of AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors*” Appl. Phys. Lett. **86**, 172101 (2005).
- [117] **Naiqian Zhang**, “*High voltage Ga_N HEMTs with low on-resistance for switching applications*” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2002, p.50-52.
- [118] **Bruce M. Green, Kenneth K. Chu, E. Martin Chumbes, Joseph A. Smart, James R. Shealy and Lester F. Eastman**, “*The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGa_N/Ga_N HEMT’s*” IEEE Electron Device Letters, Vol. **21**, No. 6, pp. 268–270 (2000).
- [119] **S. Arulkumaran, T. Egawa, H. Ishikawa, T. Jimbo, and Y. Sano**, “*Surface passivation effects on AlGa_N/Ga_N high-electron-mobility transistors with SiO₂, Si₃N₄, and silicon oxynitride*” Appl. Phys. Lett. **84**, 613 (2004).
- [120] **Yuvaraj Dora**, “*Understanding material and process limits for high breakdown voltage AlGa_N/Ga_N HEMTs*” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2006. pp. 13-30.
- [121] **Yuvaraj Dora**, “*Understanding material and process limits for high breakdown voltage AlGa_N/Ga_N HEMTs*” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2006. pp. 80-100.
- [122] **Yi Pei, Rongming Chu, Nicholas A. Fichtenbaum, Zhen Chen, David Brown, Likun Shen, Stacia Keller, Steven P. Denbaars, and Umesh K. Mishra**, “*Recessed Slant Gate AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility Transistors with 20.9W/mm at 10GHz*” Japanese Journal of Applied Physics Vol. **46**, No. 45, pp. L1087–L1089 (2007).
- [123] **Salim Touati**, “*Conception, réalisation et caractérisation de composants de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium*” Thèse de doctorat de l’Université des Sciences et Technologies de Lille, le 11 décembre 2007, p.140.
- [124] **N. Tipirneni, V. Adivarahan, G. Simin, IEEE, and A. Khan**, “*Silicon dioxide-encapsulated high-voltage AlGa_N/Ga_N HFETs for power-switching applications*” IEEE Electron Device Letters, Vol. **28**, No. 9, pp. 784–786 (2007).

- [125] **Naiqian Zhang**, “*High voltage GaN HEMTs with low on-resistance for switching applications*” PhD thesis, University of California, Santa Barbara, 2002, p.65.
- [126] **Huili Xing, Y. Dora, A. Chini, S. Heikman, S. Keller, and U. K. Mishra**, “*High Breakdown Voltage AlGa_N-Ga_N HEMTs Achieved by Multiple Field Plates*” IEEE Electron Device Letters, Vol. **25**, No. 4, pp. 161–163 (2004).
- [127] **Hacène Lahreche, Phillipe Bove**, PICOGIGA INTERNATIONAL - Brevet **FR 2875338-B1**, date de publication 05/01/2007.
- [128] **Y. Kawakami, X.Q. Shen, G. Piao, M. Shimizu, H. Nakanishi, H. Okumura**, “*Improvements of surface morphology and sheet resistance of AlGa_N/Ga_N HEMT structures using quasi AlGa_N barrier layers*” Journal of Crystal Growth **300**, 168–171 (2007).
- [129] **Y. Kawakami, A. Nakajima, X. Q. Shen, G. Piao, M. Shimizu, and H. Okumura**, “*Improved electrical properties in AlGa_N/Ga_N heterostructures using Al_N/Ga_N superlattice as a quasi-AlGa_N barrier*” Appl. Phys. Lett. **90**, 242112 (2007).
- [130] **Suichi Yagi, Xu-Qiang Shen, Yusuke Kawakami, Toshihide Ide and Mitsuaki Shimizu**, “*Demonstration of quasi-AlGa_N/Ga_N HFET using ultrathin Ga_N/Al_N superlattices as a barrier layer*” IEEE Electron Device Letters, vol **31**, n°9, pp 945–947 (2010).
- [131] **Anne-Elisabeth Bazin**, “*Conception de diodes Schottky sur 3C-SiC epitaxié sur Silicium*” Thèse de doctorat de l’université François - Rabelais, Mai 2009, p.98-101.
- [132] **Olivier Menard**, “*Developpement de briques technologiques pour la realisation de diodes schottky sur nitrure de gallium*” Thèse de doctorat de l’université François - Rabelais, Novembre 2010, p.74-80.
- [133] **Gabriel Civrac**, “*Vers la réalisation de composants haute tension, forte puissance sur diamant CVD. Développement des technologies associées*” Thèse de doctorat de l’université de Toulouse, le 5 novembre 2009, p.74-79.
- [134] **S. J. Pearton, J. C. Zolper, R. J. Shul, F. Ren**, “*GaN: Processing, defects, and devices*” Journal of Applied Physics **86**, 1 (1999).
- [135] **Yong Cai, Yugang Zhou, Kei May Lau and Kevin J.Chen**, “*Control of threshold voltage of AlGa_N/Ga_N HEMTs by fluoride-based plasma treatment : from depletion mode to enhancement mode*” IEEE Transactions on Electron Devices, vol 53, N°9, pp. 2207-2215 (2006)
- [136] **E. J. Miller, X. Z. Dang and E. T. Yu**, “*Gate leakage current mechanisms in AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors*” J. Appl. Phys. **88**, 5951 (2000).
- [137] **Nicolas Baron**, “*Optimisation de l’épitaxie sous jets moléculaires d’hétérostructures à base de Ga_N : application aux transistors à haute mobilité d’électrons sur substrat silicium*” Thèse de doctorat de l’Université de Nice-Sophia Antipolis, le 23 septembre 2009, p.91, 103, 107.

- [138] **Yvon Cordier**, “*Elaboration d’hétérostructures (Al,Ga)N/GaN en vue d’applications électroniques :de la croissance cristalline au composant*” Habilitation à Diriger des Recherches du Centre de Recherche sur l’Hétéro-Epitaxie et ses Applications, le 3 Octobre 2007, p.28, 63.
- [139] **J. Mimila-Arroyo, F. Jomard, and J. Chevallier**, “*Improvement of AlGaIn/GaN/Si high electron mobility heterostructure performance by hydrogenation*” Appl. Phys. Lett. **102**, 092104 (2013).
- [140] **J. Mimila-Arroyo, E. Morales**, “*Improving the electrical properties of non-intentionally doped n-GaN by deuteration*” Superficies y Vacío **23(4)** 31-34, diciembre de 2010.
- [141] **J. Mimila-Arroyo, M. Barbé, F. Jomard, J. Chevallier, M. A. di Forte-Poisson, S. L. Delage, and C. Dua**, “*Deuterium passivation of electrically active defects in nonintentionally doped n-GaN*” Appl. Phys. Lett. **90**, 072107 (2007).
- [142] **Olivier Jardel**, “*Contribution à la modélisation des transistors pour l’amplification de puissance aux fréquences microondes. Développement d’un nouveau modèle électrothermique de HEMT AlGaIn/GaN incluant les effets de pièges*” Thèse de doctorat de l’Université de Limoges, le 10 avril 2008, p.33-35.

Chapitre III

Effets de l'hydrogénation sur les performances des HEMTs AlGa_N/Ga_N

Sommaire

III.1. Présentation des échantillons	139
III.2. Caractérisation à basse tension	141
III.2.1 Courants de fuites en mode off	142
III.2.2 Tension de pincement	144
III.2.3 Courant de saturation	146
III.2.4 Conclusion sur la caractérisation à basse tension	147
III.3. Caractérisation jusqu'à 210V	148
III.3.1 Transistors avec la distance grille-drain de 4 μ m, 6 μ m	148
III.3.2 Transistors avec la distance grille-drain de 2 μ m	150
III.3.3 Conclusion sur les caractérisations à 210V	151
III.4. Caractérisation jusqu'à 400V	151
III.5. Conclusion générale sur l'hydrogénation des HEMT AlGa_N/Ga_N	153
Bibliographie	155

Le problème principal de la technologie des Nitrures est l'absence du substrat GaN. Les HEMTs AlGa_N/Ga_N sont couramment épitaxiés sur SiC, Saphir et Silicium. Les importants désaccord de maille et différence de coefficient de dilatation thermique entre le GaN et le substrat rendent le matériau épitaxié très défectueux, avec une densité de dislocations traversantes de l'ordre de $10^7 - 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [1]. Ces dislocations contiennent des niveaux accepteurs à leur périphérie [1]. Elles sont électriquement actives et peuvent favoriser les courants de fuite de grille (voir II.9.1.1), augmenter le bruit électrique et diminuer la tension de claquage du dispositif [1].

J. Mimila-Arroyo et al [1]-[3] ont montré que l'hydrogène peut passiver les accepteurs localisés en bordure de ces dislocations dans l'(Al)Ga_N en formant des complexes Accepteur-Hydrogène (A-H). Cette passivation améliore la mobilité des porteurs

dans le cas du n-GaN [3] et augmente la densité du gaz d'électron 2D dans le cas de l'hétérostructure AlGaN/GaN [1]. Ces améliorations restent stables à des températures proches de 800°C [2].

Comme nous avons vu au chapitre II, la structure L848 est, parmi celles étudiées, la plus prometteuse pour réaliser les transistors à haute tension de claquage. En effet, près du centre d'épitaxie, les courants de fuite des transistors de cette structure passent à travers la grille et commencent à augmenter légèrement à partir de $V_{ds} = 150\text{V}$ (**Figure II-67**). Néanmoins, ces courants restent faibles (10^{-5}mA/mm) à $V_{ds} = 210\text{V}$. De plus les transistors réalisés près du bord d'épitaxie montrent, au contraire, des courants dominés par les fuites via la couche conductrice enterrée.

Les courants de fuite de grille de la structure L848 sont probablement favorisés par les dislocations traversantes dans la barrière (pour la partie centrale) et dans le tampon (pour le bord de plaque). La passivation de ces dislocations est nécessaire pour réduire ces courants de fuite et permettre un fonctionnement à tension plus élevée. Pour toutes ces raisons, en particulier la richesse des situations rencontrées, nous avons décidé d'étudier dans cette partie les améliorations apportées par l'hydrogénation aux performances des HEMTs AlGaN/GaN de la structure L848.

III.1. Présentation des échantillons

L'échantillon ayant subi le traitement plasma NH_3 (10sccm, 100mT, 280W, 280°C, 5min) est nommé L848.3. Le traitement plasma a eu lieu juste avant le recuit des contacts ohmiques (avant l'étape numéro 7 du process de fabrication, voir **annexe B**), la grille n'étant pas encore déposée. En dehors de ce traitement, les autres étapes de fabrication sont identiques à celles de l'échantillon L848.4.

Le but de réaliser le traitement plasma juste avant le recuit des contacts ohmiques est d'une part de faire diffuser, pendant ce recuit de contact, l'hydrogène plus profondément dans la structure et d'autre part de laisser exo-diffuser l'hydrogène qui n'est pas lié à un défaut et surtout celui qui a pu être placé dans la région du gaz d'électron 2D, car celui-là perturberait la densité d'électron libre. Les échantillons L848.3 (avec hydrogénation) et L848.4 (sans hydrogénation) ont été découpés côte à côte sur la même plaque (**Figure III-1**), ce qui facilite la comparaison des caractéristiques de leurs transistors.

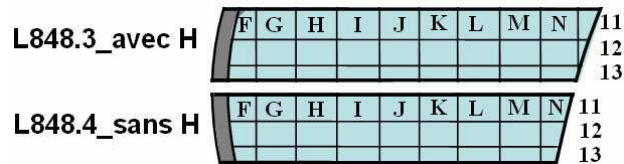


Figure III-1 : Les échantillons L848.3 et L848.4 sont découpés côte à côte sur le wafer. La partie grise indique le bord du wafer.

Les caractéristiques électriques des transistors de l'échantillon L848.4 sont analysées dans la partie **II.9**. Elles sont reprises dans les paragraphes suivants avec des échelles différentes afin de faciliter la comparaison avec l'échantillon L848.3 hydrogéné.

L'effet de l'hydrogénation a tout d'abord été caractérisé par des mesures d'effet Hall sur les deux échantillons. Les résultats sont regroupés dans le **Tableau III-1** ci-dessous.

L848.3 (avec hydrogénation)	L848.4 (sans hydrogénation)
$n_s = 8,9 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$	$n_s = 7,8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$
$\mu = 1526 \text{ (cm}^2/\text{Vs)}$	$\mu = 1511 \text{ (cm}^2/\text{Vs)}$

Tableau III-1 : Densité et mobilité du gaz 2D d'électrons mesurées par effet Hall sur les échantillons L848.3 et L848.4.

Les résistances de couche R_{sh} et de contact R_c extraites des mesures TLM faites sur ces deux échantillons sont présentées dans la **Figure III-2**.

La diffusion d'hydrogène fait diminuer la résistance de couche de L848.3 de 13%. Ceci est dû à l'augmentation de 14% de la densité du gaz d'électron 2D alors que la mobilité des électrons du gaz 2D est à peu près constante (**Tableau III-1**). De plus, la passivation des lignes de charge (dislocations traversantes chargées) [1] réduit les perturbations locales du potentiel au voisinage du canal d'électrons. Il en résulte une meilleure homogénéité de la résistance de couche sur l'ensemble de l'échantillon L848.3.

En revanche, la résistance des contacts ohmiques de L848.3 ($3,8 \pm \Omega \cdot \text{mm}$) est plus dispersée et, en moyenne, 3 fois plus élevée que celle de L848.4. Notons que le plasma d'hydrogénation est réalisé juste après le dépôt des contacts ohmiques, ces derniers servant de masques. L'exposition directe des plots de métal au plasma d'hydrogène peut être la cause de la dispersion et de l'augmentation du R_c . Pendant l'hydrogénation et le recuit de contact l'hydrogène a pu diffuser sous le métal des contacts ohmiques, y réduire la densité

d'électrons libres donnant lieu à cette augmentation de R_c . La diffusion se faisant depuis les bords des contacts, elle n'est certainement pas homogène sur toute la surface du contact introduisant ainsi une dispersion de la résistance de contact ohmique observée.

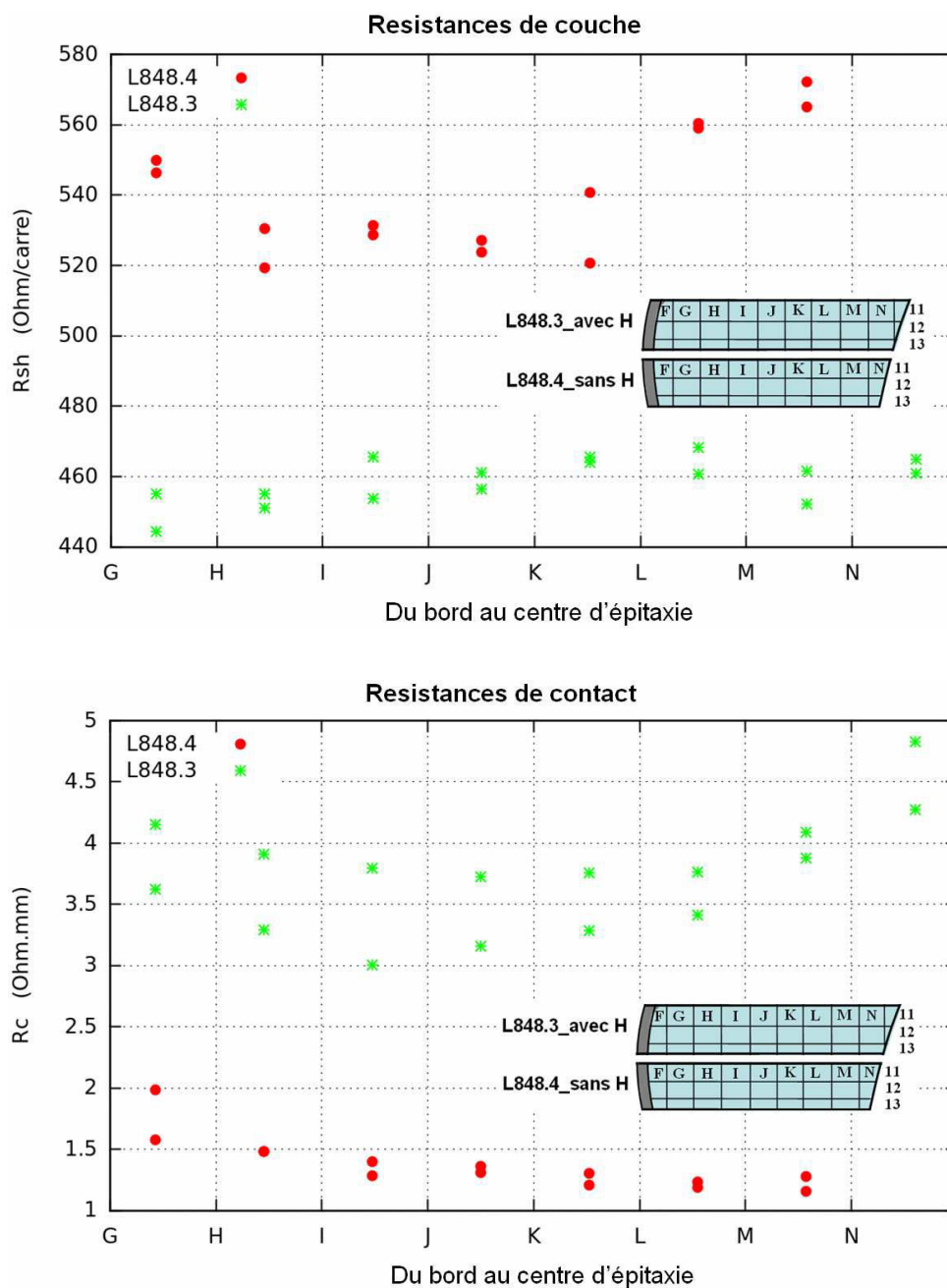


Figure III-2 : Résistances de couche (en haut) et de contact (en bas) extraites des mesures TLM sur les échantillons L848.3 (avec hydrogénation) et L848.4 (sans hydrogénation).

III.2. Caractérisation à basse tension

La **Figure III-3** présente les courants I_d , I_g en fonction de V_{gs} à $V_{ds}=6V$ mesurés sur les échantillons L848.3 (hydrogéné) et L848.4 (non hydrogéné).

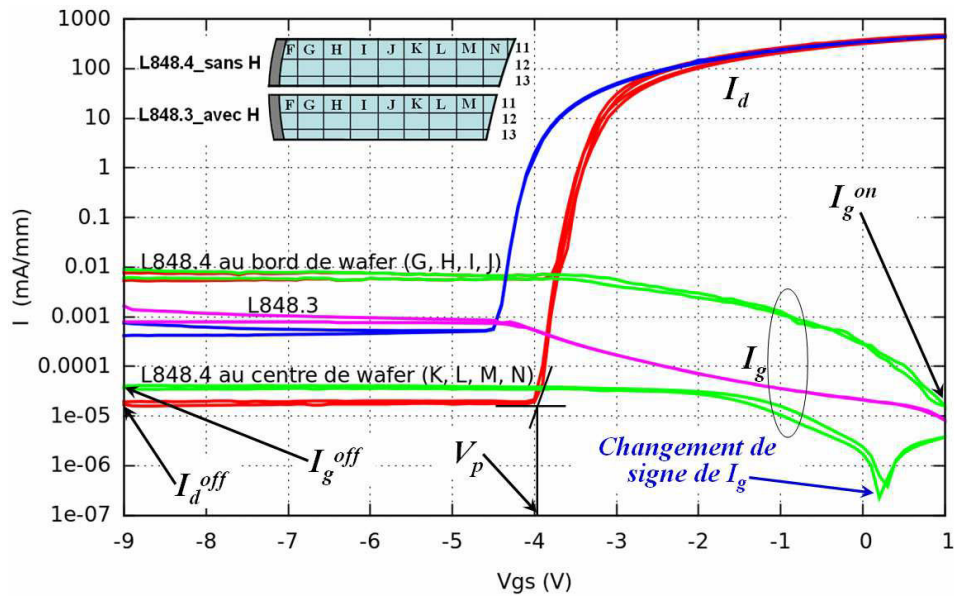


Figure III-3 : Courants I_d , I_g en fonction de V_{gs} à $V_{ds} = 6V$ des échantillons L848.3 (courbes bleu et roses) et L848.4 (courbe rouge et verte).

Nous rappelons que les caractéristiques des transistors de l'échantillon L848.4 sont très différentes entre le bord et le centre du wafer (voir II.9.1). Au bord du wafer, les courants de fuite en mode « off » sont beaucoup plus élevés et dispersés que ceux situés dans la partie centrale.

Après hydrogénation, les caractéristiques des transistors (échantillon L848.3) sont identiques sur l'ensemble de l'échantillon. Les valeurs des courants de fuite en mode « off » sur L848.3 sont comprises entre celles mesurées au bord et celles mesurées au centre du wafer dans le process sans hydrogénation (L848.4). Autrement dit, la diffusion d'hydrogène fait diminuer les courants de fuite au bord du wafer mais fait augmenter ceux des transistors situés au centre du wafer. Les courants I_g^{on} positifs et négatifs sont répartis sur tout l'échantillon. La tension de pincement est légèrement décalée vers le négatif.

Nous discutons plus en détail les caractéristiques des transistors des deux échantillons L848.3 et L848.4 dans les paragraphes suivants.

III.2.1. Courants de fuites en mode off

Comme nous l'avons vu pour les transistors non hydrogénés de la partie centrale de l'échantillon L848.4 (voir II.9.1.1), les courants de fuite en mode « off » de l'échantillon L848.3 sont également dus à un courant tunnel sous la grille (passage par effet tunnel des électrons injectés de la grille via des défauts de la barrière). Ces courants alimentent les courants de source et de drain. La **Figure III-4** présente les valeurs absolues des courants

de fuite $|I_g^{off}|$ de tous les transistors (toutes les géométries) mesurés sur les échantillons L848.4 et L848.3. Sur ces deux échantillons, les valeurs de $|I_g^{off}|$ augmentent avec la longueur de la grille (les flèches rouges) et diminuent avec la distance grille-drain (les flèches noires). Cette dépendance des courants de fuite à la géométrie des transistors est analysée dans la partie II.9.1.1.

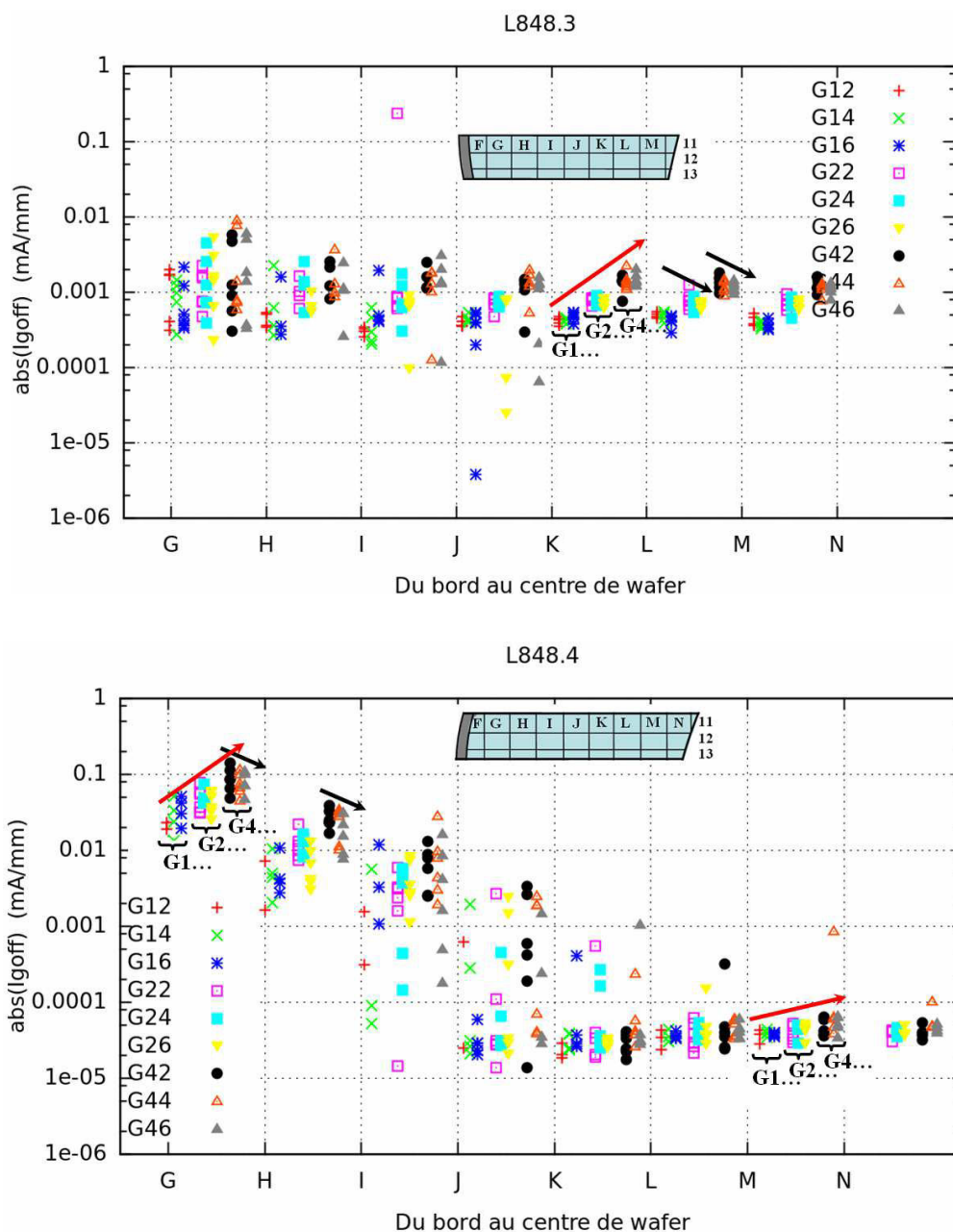


Figure III-4 : Valeurs absolues des courants de fuite de grille en mode "off" ($V_{gs} = -9V$; $V_{ds} = 6V$) de tous les transistors mesurés sur les échantillons L848.3 (en haut) et L848.4 (en bas).

Selon la **Figure III-4**, la dépendance des courants de fuite de grille à la longueur de grille est homogène sur toute la surface de l'échantillon L848.3 et est comparable à celle observée en bord du wafer sur L848.4. D'autre part, les courants de fuite de L848.3 se

concentrent entre 10^{-4} et 10^{-3} mA/mm au lieu de se situer entre 10^{-4} et 10^{-1} mA/mm au bord ou au voisinage de 10^{-5} mA/mm au centre du wafer de L848.4. Nous pouvons interpréter ces résultats comme suit :

- Les défauts structuraux qui favorisent les courants tunnels au bord du wafer L848 sont significativement passivés par l'hydrogénation. Ainsi, les courants de fuite mesurés au bord du wafer L848.3 sont réduits d'un à deux ordres de grandeur par rapport à ceux de L848.4.

- L'état de surface de l'échantillon L848.3 a pu peut être modifié par le bombardement des ions du plasma NH_3 ce qui peut causer une baisse de la hauteur de la barrière Schottky. D'autre part, le plasma NH_3 peut introduire de nouveaux défauts qui sont répartis de manière homogène du bord au centre du wafer de L848.3. Ces deux causes de dégradation conduiraient à une augmentation d'un ordre de grandeur des courants de fuite au centre du wafer de L848.3 par rapport à ceux de L848.4 et à une réduction de dispersion (en valeur et en dépendance de la longueur de grille) des courants de fuite de l'échantillon L848.3.

On peut d'ores et déjà constater que l'hydrogénation a deux effets antagonistes sur les courants de fuite en mode « off », l'un par passivation des défauts de la barrière réduit ces courants de fuite, l'autre par introduction de nouveaux défauts les augmentent. La réduction de ce dernier pourrait être obtenue en protégeant lors du plasma NH_3 , la surface par une couche sacrificielle perméable à l'hydrogène. Cette technique qui demande un développement technologique spécifique n'a pas été prise en compte dans cette étude d'hydrogénation dont le but principal reste de caractériser les effets de l'hydrogénation plutôt que de chercher des performances ultimes.

III.2.2. Tension de pincement

La **Figure III-5** présente les valeurs de tension de pincement V_p de tous les transistors mesurés sur les échantillons L848.3 et L848.4.

Nous observons sur la **Figure III-5** que la tension de pincement des transistors de L848.4 (sans hydrogénation) présente une double dispersion : la première est selon le rayon du wafer avec une différence de valeur moyenne de 0,4V entre le bord gauche et le centre de l'échantillon et une différence de valeur moyenne de 0,2V entre le bord droit et le centre de l'échantillon ; la deuxième est la dispersion sur chaque colonne avec une amplitude de 0,4V entre la valeur la plus faible et la plus élevée.

La première dispersion est fortement réduite sur L848.3 avec une différence de valeur moyenne entre le bord le centre du wafer de 0,1V (4 fois de moins). La deuxième dispersion est aussi réduite de 2 à 4 fois et reste comprise entre 0,1 et 0,2V.

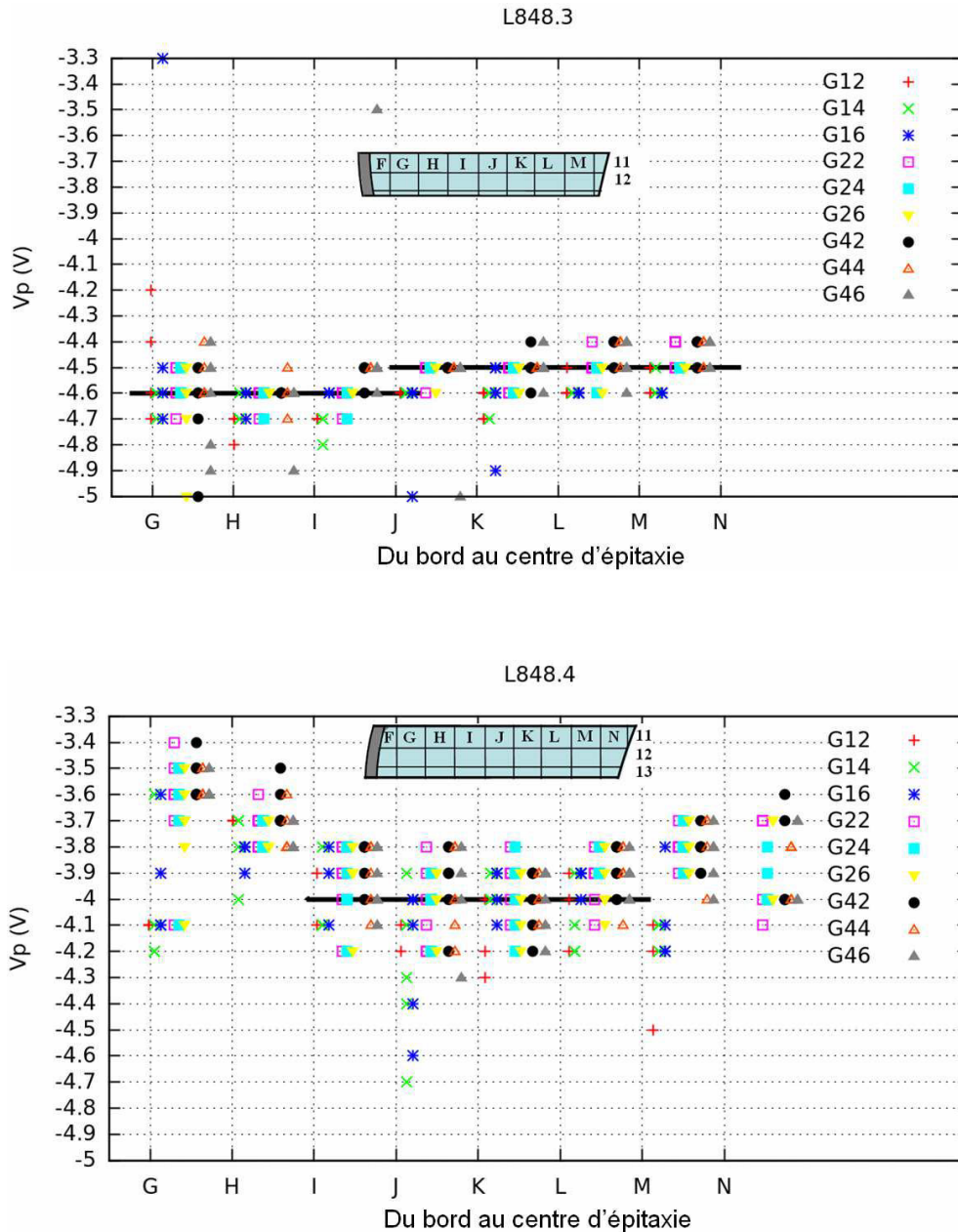


Figure III-5 : Tension de pincement de tous les transistors mesurés sur les échantillons L848.3 (en haut) et L848.4 (e bas). Les lignes noires présentent les valeurs moyennes.

Les tensions de pincement de L848.3 sont décalées vers les tensions négatives par rapport à celles de L848.4. Ce décalage signifie une augmentation de la densité du gaz 2D d'électrons. En effet, les électrons capturés par les accepteurs liés aux dislocations traversantes ou aux défauts ponctuels dans la barrière sont libérés lors de la formation des complexes Accepteur-Hydrogène. Ce processus est illustré par l'équation suivante [1] :



où A^- est un accepteur ionisé, H est l'hydrogène, A-H est le complexe Accepteur-Hydrogène et e est l'électron libéré. L'augmentation (de 14%) de la densité du 2D gaz d'électrons de L848.3 par rapport à L848.4 est confirmée par les mesures effet Hall (**Tableau III-1**).

La mobilité du gaz 2D d'électrons de L848.3 et L848.4 est à peu près la même dans les échantillons L848.3 et L848.4 (**Tableau III-1**). Ceci signifie que la concentration d'hydrogène au voisinage du gaz 2D d'électrons est suffisamment faible pour n'être qu'une faible perturbation du transport électronique dans ce gaz.

III.2.3. Courant de saturation

La **Figure III-6** présente les valeurs des courants de saturation I_d^{on} de tous les transistors mesurés sur les échantillons L848.3 et L848.4. Comme déjà observé sur L848.4 (paragraphe **II.9.1.3**), le courant I_d^{on} diminue de façon monotone sous l'action de trois paramètres géométriques : la longueur de la grille, la distance source-grille et la distance grille-drain. Ceci est dû à l'augmentation de la résistance du canal avec sa longueur et est démontrée dans la partie **I.3**. Les géométries ayant la même distance $L_g + L_{gd}$ (i.e. même somme des indices, par exemple G24 et G42) ont des valeurs identiques de courant I_d^{on} (i.e. leurs tracés sont superposés).

Les courants I_d^{on} de L848.3 présentent une dispersion réduite le long d'un rayon du wafer mais augmentée localement. Ces dispersions sur les courants sont dues à celle déjà observées sur les résistances de contact de cet échantillon (voir **Figure III-2**).

Les courants I_d^{on} des transistors dont la longueur de grille est de 2 et 4 μ m de L848.3 restent comparables à ceux de L848.4. Cette constante n'est qu'apparente. En effet elle résulte de deux modifications antagonistes de L848.3 par rapport à L848.4 : (1) la diminution de 13% de la résistance de couche et (2) l'augmentation par un rapport 3,5 des résistances de contact (**Figure III-2**).

Les courants I_d^{on} des transistors dont la longueur de grille est de 1 μ m de L848.3 sont légèrement plus faibles que ceux mesurés sur L848.4. Nous n'avons pas d'explication pour cette anomalie.

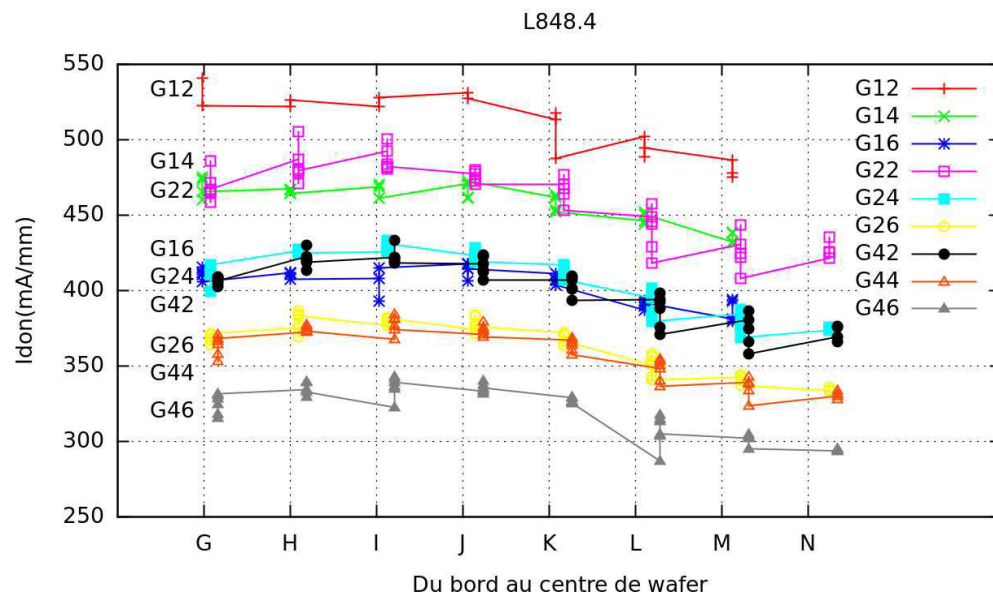
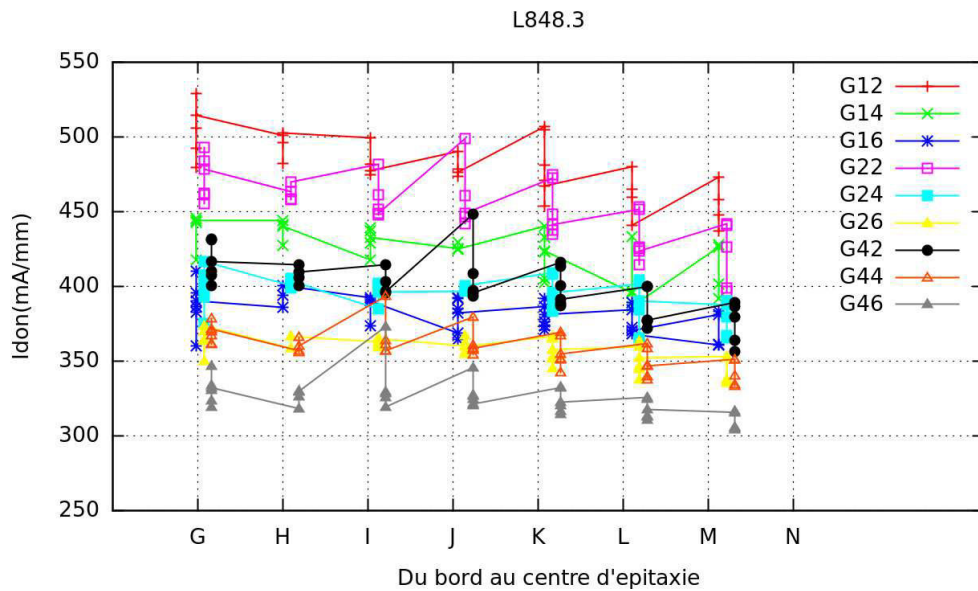


Figure III-6 : Courants de saturation I_d^{on} de tous les transistors mesurés sur les échantillons L848.3 (avec hydrogénation) et L848.4 (sans hydrogénation).

III.2.4. Conclusion sur la caractérisation à basse tension

Nous avons étudié, à basse tension, l'effet de l'hydrogénation des structure HEMT AlGaIn/GaN par un plasma NH_3 . Ce traitement permet, par diffusion, d'incorporer de l'hydrogène atomique dans la structure HEMT. L'hydrogène incorporé passive significativement les accepteurs liés aux dislocations traversantes ou aux défauts ponctuels dans la barrière et libère de ces accepteurs les électrons capturés. Néanmoins, le plasma introduit aussi de nouveaux défauts et modifie la surface des transistors. L'hydrogénation se traduit sur le comportement des transistors à basse tension par :

- des courants de fuite I_g^{off} moins dispersés. Ceux au bord de wafer diminuent d'un à deux ordres de grandeur. Ceux au centre de wafer augmentent d'un ordre de grandeur.
- une augmentation de 14% de la densité du gaz 2D d'électrons.
- des tensions de pincement moins dispersées et décalées vers les valeurs négatives d'environ 15%.

III.3. Caractérisation jusqu'à 210V

Dans ce mode de caractérisation, les courants de fuite des transistors de L848.4 sont différents entre les différentes géométries et entre le bord et le centre du wafer (voir **II.9.2**). Ainsi, la comparaison des caractéristiques des transistors des échantillons L848.3 et L848.4 dans cette partie est faite aussi entre les différentes géométries et entre le bord et le centre du wafer.

III.3.1. Transistors avec la distance grille-drain de 4 μ m, 6 μ m

- Au bord du wafer

Les caractéristiques typiques des courants de drain I_d (courbes rouges), de grille I_g (courbes vertes) et de source I_s (courbes pointillées) des transistors dont la distance grille-drain est de 4 et 6 μ m et qui sont situés au bord du wafer des échantillons L848.4 et L848.3 sont présentées dans les **Figure III-8a** et **Figure III-8b** respectivement.

L'analyse des courants de fuite des transistors dont la distance grille-drain est de 4 ou 6 μ m au bord du wafer des échantillons L848.4 (sans hydrogénation) est présentée dans la partie **II.9.2.2**. Les courants de fuite de L848.3 (avec hydrogénation) ont le même type de comportements que ceux de L848.4. On remarque cependant deux différences principales :

- En accord avec ce qui a été décrit précédemment, l'hydrogénation permet une réduction significative (environ 2 ordres de grandeur) des courants de fuite à travers la grille. À faible tension (jusqu'à 50V), les courants sont limités par les fuites à travers la grille. On observe donc que l'hydrogénation conduit à une réduction significative des fuites en mode « off » lorsque celles-ci sont limitées par les fuites de la barrière.

- L'apparition d'un courant de fuite via la couche conductrice enterrée, caractérisée par le changement de signe du courant de source I_s a lieu vers 50V au lieu de 90V. Cette différence signifie que l'hydrogénation conduit à une conduction plus importante (R_v diminue, voir **II.9.2**) à travers le tampon à tension modérée (entre 50 et 100V), réduisant ainsi l'isolation entre le canal et la couche conductrice enterrée. Le comportement de cette

fuite n'est pas linéaire avec la tension V_{ds} appliquée, comme nous l'avons déjà observé en II.9.2. Ceci conduit, à forte tension ($V_{ds} > 150V$), à des courants comparables avec ou sans hydrogénation.

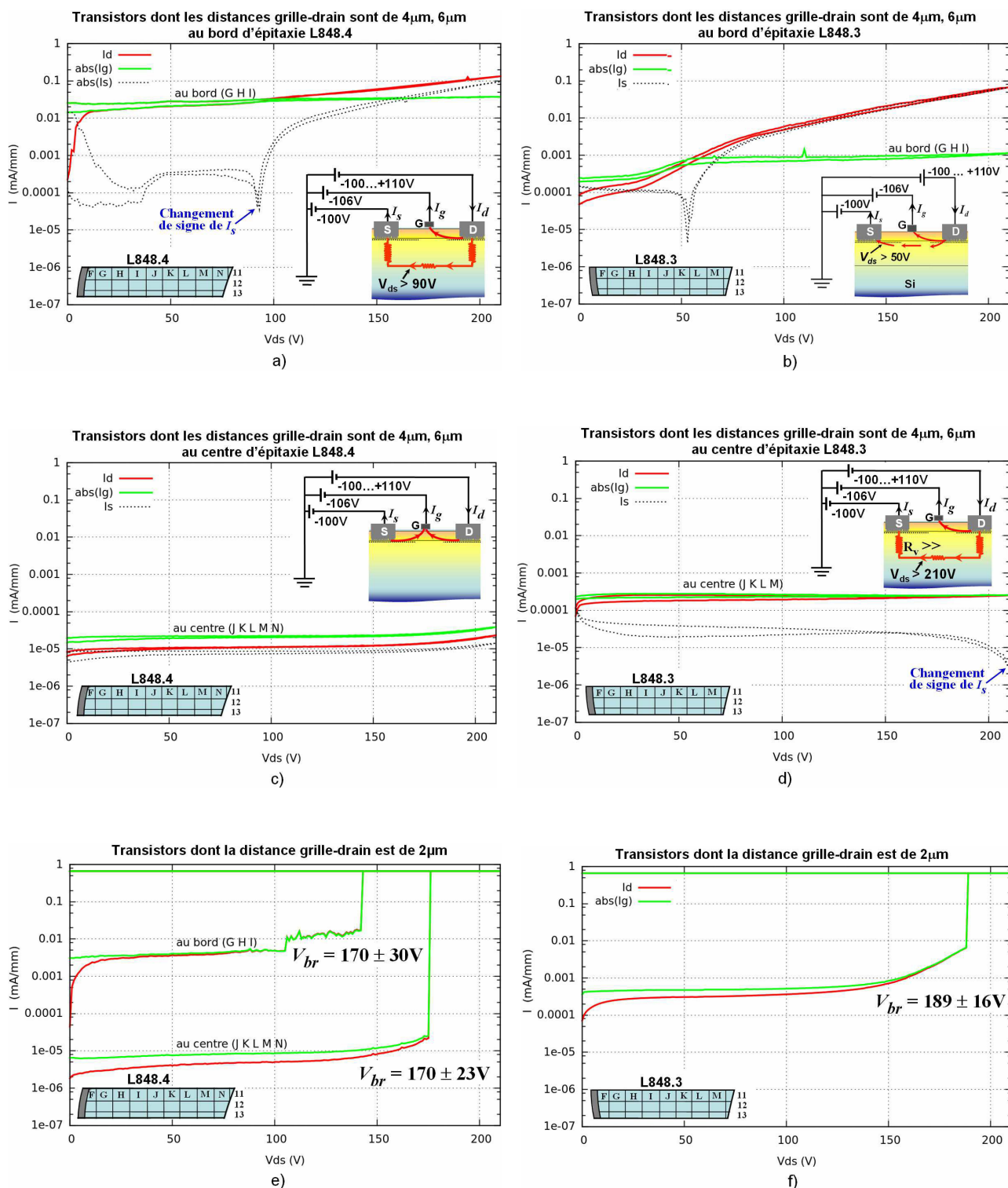


Figure III-8 : Courants de fuite de drain (courbes rouges), de grille (courbes vertes), de source (courbes pointillées) des échantillons L848.4 (colonne de gauche), L848.33 (colonne de droite) : a), b) les transistors dont la distance grille-drain est de 4 μm , 6 μm au bord du wafer ; c), d) les transistors dont la distance grille-drain est de 4 μm , 6 μm au centre du wafer ; e), f) les transistors dont la distance grille-drain est de 2 μm . Les figures insérées indiquent la morphologie des échantillons, les tensions appliquées et les passages simplifiés des courants de fuite.

- Au centre du wafer

Les caractéristiques typiques des courants de drain I_d (courbes rouges), de grille I_g (courbes vertes) et de source I_s (courbes pointillées) des transistors dont la distance grille-drain est de 4 et 6 μm et qui sont situés au centre du wafer des échantillons L848.4 et L848.3 sont présentées dans les **Figure III-8c** et **Figure III-8d** respectivement.

Selon la **Figure III-8(c, d)**, les courants de fuite des deux échantillons sont limités par les fuites à travers la barrière. Sur l'échantillon L848.4 le courant de grille se répartit équitablement entre le courant de source I_s et le courant de drain I_d ($|I_g| = I_d + I_s$). Au contraire, sur l'échantillon L848.3 la fuite de grille est principalement collectée par le courant de drain ($|I_g| \cong I_d$).

Les courants de fuite de grille de l'échantillon L848.3 ont un ordre de grandeur plus élevés que ceux de l'échantillon L848.4 (l'explication de cette différence est présentée dans la partie **III.2.1**). Les courants de drain I_d et de grille I_g sont remarquablement constants sur toute la gamme de tension appliquée.

On note un changement de signe du courant I_s vers $V_{ds}=210\text{V}$, indiquant la possible apparition d'une fuite via la couche conductrice enterrée. Il sera intéressant de caractériser ces transistors à des tensions plus élevées.

Par le comportement observé, les transistors au centre du wafer de l'échantillon L848.3 sont plus prometteurs (les courants I_d et I_g sont quasi-constants) pour les applications à haute tension que ceux de l'échantillon L848.4 malgré un ordre de grandeur plus élevé des courants de fuite et une possible fuite via la couche conductrice enterrée. La caractérisation de ces transistors à des tensions plus élevées sera présentée dans la partie **III.4**.

III.3.2. Transistors avec la distance grille-drain de 2 μm

Les caractéristiques typiques des courants de drain I_d (courbes rouges) et de grille I_g (courbes vertes) des transistors dont la distance grille-drain est de 2 μm sur les échantillons L848.4 et L848.3 sont présentées **Figure III-8e** et **Figure III-8f** respectivement. L'effet d'avalanche entre la grille et le drain est observé pour tous ces transistors.

Comme déjà observé avec l'échantillon L848.4 (voir **II.9.2.2**) la tension de claquage ne dépend pas de l'intensité du courant de fuite. Les transistors de L848.3 (avec hydrogénation) montrent une tension de claquage égale à celle de L848.4 (à la largeur de

leur distribution près). L'hydrogénation n'a donc pas d'effet sur la tension de claquage des HEMT dont la distance grille-drain est de $2\mu\text{m}$.

Ceci conforte l'hypothèse d'un claquage survenant quand le champ électrique dans la zone grille-drain est trop intense. Avec un champ électrique moyen de 850kV/cm dans cette zone, on est en effet proche de la limite intrinsèque du matériau.

III.3.3. Conclusion sur les caractérisations à 210V

Dans cette partie nous avons étudié le comportement à forte tension V_{ds} (jusqu'à 210V) des HEMT hydrogénés (L848.3) en les comparant à ceux des HEMT sans hydrogène (L848.4).

Nous avons confirmé les observations faites à basse tension. L'hydrogénation permet de réduire significativement (2 ordres de grandeurs) les courants de fuite à travers la barrière des transistors situés en bordure d'épitaxie, c'est à dire présentant une forte densité de défauts structuraux. C'est la passivation de ces défauts par l'hydrogène qui assure une meilleure isolation électrique. L'hydrogénation apporte donc une forte amélioration lorsque les courants sont limités par les fuites à travers la barrière.

En revanche les transistors situés dans la partie centrale du wafer montrent une augmentation des fuites à travers la barrière lorsque celle-ci a été hydrogénée. Ce comportement est attribué à une dégradation de cette zone par le bombardement ionique lors du plasma NH_3 .

Enfin l'hydrogénation n'a pas d'effet sur la tension de claquage observée sur les HEMT de plus faible distance grille-drain ($2\mu\text{m}$). Ceci conforte notre hypothèse d'un claquage dû à l'intensité extrême du champ électrique dans cette zone (850kV.cm), proche de la limite intrinsèque du matériau.

III.4. Caractérisation jusqu'à 400V

Parmi tous les échantillons étudiés dans cette thèse, seuls les échantillons L848.3 (avec hydrogénation) et L848.4 (sans hydrogénation) montrent des courants de fuite suffisamment faibles pour être étudiés à plus forte tension. Malheureusement à la suite d'une erreur de manipulation, seul l'échantillon L848.3 (avec hydrogénation) a pu être mesuré à très forte tension (V_{ds} jusqu'à 400V).

Compte tenu de l'observation de claquage à des champs électriques de 850kV/cm observés entre 170 et 190 V sur les transistors ayant une distance grille-drain de $2\mu\text{m}$, nous

avons choisi de ne mesurer que les HEMT ayant une distance grille-drain de $6\mu\text{m}$. En extrapolant de façon linéaire (ce qui est très grossier puisque le champ électrique n'est pas constant dans cette zone), on s'attend à un claquage à une tension V_{ds} comprise entre 510 et 570V. Ces transistors semblent donc tout à fait adaptés à ce type de mesure. Notons que le banc de mesure à haute tension n'a pas le même programme de pilotage que le banc de mesure à 210V, il ne permet d'enregistrer que le courant de drain. La caractéristique typique de ce courant est présentée dans la **Figure III-9**.

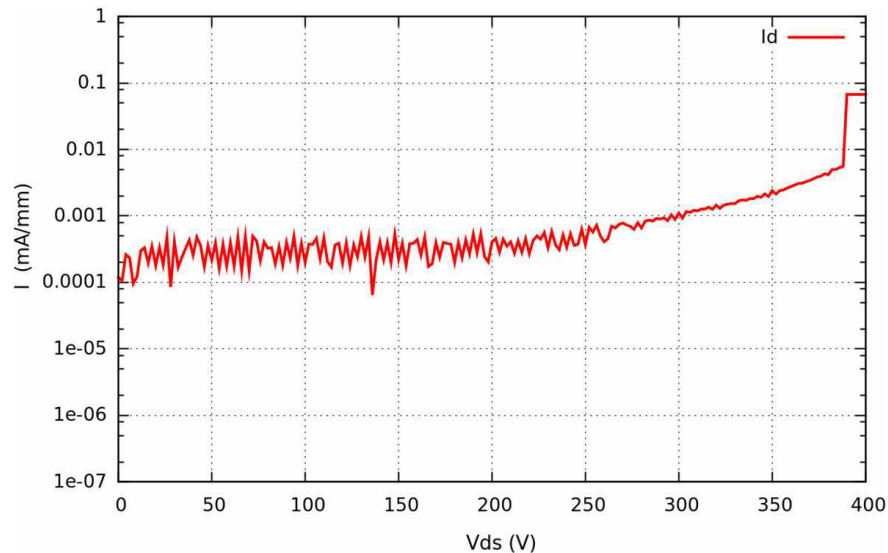


Figure III-9 : Courant de fuite I_d d'un transistor dont la distance grille-drain est de $6\mu\text{m}$ de l'échantillon L848.3 mesuré jusqu'au claquage.

Dans la plage de tension entre 0 et 210V, le courant I_d dans la **Figure III-9** est comparable au courant grille-drain dans la **Figure III-8d** (il est presque constant à $2 \cdot 10^{-4}$ mA/mm). A partir de 210V, il commence à augmenter et atteint 10^{-3} mA/mm lors du claquage par l'effet d'avalanche autour de 400V. Ceci confirme la contribution d'une fuite via la couche conductrice enterrée dont nous avons vu le signe annonciateur (changement de signe de I_s) vers 200V lors de la caractérisation à tension moyenne. Comme nous l'avons observé précédemment (L848.3 et L848.4 en bord d'épitaxie **Figures III-8a** et **III-8b**) l'hydrogénation pratiquée dans cette expérience n'a pas d'impact sur ce type de fuite à forte tension V_{ds} .

On note que la valeur mesurée de la tension de claquage est nettement plus faible que celle prédite par une simple extrapolation (400V au lieu de 510V). Une observation au microscope du transistor après le claquage (**Figure III-10**) permet de constater une très

forte dégradation de sa surface alors que ce type de dégradation n'avait pas été observé sur les transistors de faible distance grille-drain ($2\mu\text{m}$) qui ont claqué vers 190V.

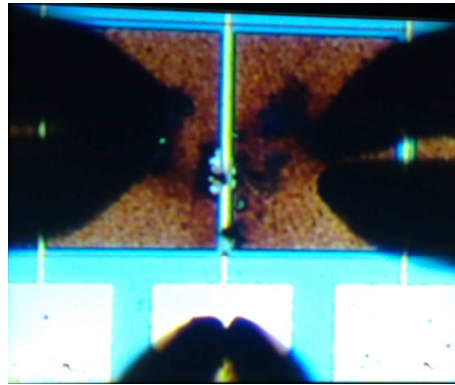


Figure III-10 : *Photo microscope optique de la surface d'un transistor claqué avec les points de mesures.*

Les différences ainsi observées d'une part sur la surface de l'échantillon et d'autre part sur le champ électrique moyen au claquage (670 au lieu de 850kV/cm), nous font penser que le claquage de ces transistors n'est pas dû au même phénomène physique. La forte dégradation de la surface ainsi que les traces noires observées laissent penser que les transistors de forte distance grille-drain ($6\mu\text{m}$) pourraient avoir claqué dans l'air.

Ces résultats montrent que la structure L848 hydrogénée est très prometteuse pour réaliser des transistors dont la tension de claquage est de 600V ou plus. Des améliorations du process devront cependant être apportées. Elles devront viser à (1) éviter le claquage dans l'air entre les électrodes de grille et de drain pour tirer profit au maximum du très fort champ de claquage de ces matériaux (2) réduire les dommages causés par le plasma d'hydrogénation.

III.5. Conclusion générale sur l'hydrogénation des HEMT AlGaIn/GaN

La comparaison de deux échantillons (l'un hydrogéné L848.3, l'autre sans hydrogénation L848.4) issus de la même plaque épitaxiée nous a permis, par comparaison, de déterminer l'influence de l'hydrogénation sur le comportement des HEMT AlGaIn/GaN. De plus cette plaque, comporte deux zones différentes (voir chapitre II), l'une en bordure de plaque où la densité de défauts structuraux est importante, l'autre au centre où elle est beaucoup plus faible.

Lorsque la forte densité de défauts conduit à des fuites importantes à travers la barrière (bord d'épitaxie), la diffusion d'hydrogène atomique dans la structure permet une

passivation significative de ces défauts conduisant à une réduction de deux ordres de grandeurs des courants de fuite associés.

Cette forte densité de défauts conduit également à un piètre isolation électrique du canal avec la couche conductrice enterrée. Le procédé d'hydrogénation mis en place ici (plasma NH_3 pendant 5min suivi d'un recuit de contact) n'a pas permis la passivation de ces défauts. Il est probable que l'hydrogène n'est pas diffusé assez profondément dans la structure (pas d'effet sur la mobilité du gaz 2D d'électrons ni sur les fuites à travers le tampon). Les courants de fuite observés à tension élevée ($>200\text{V}$) sont identiques sur les deux échantillons.

Lorsque la densité de défaut est faible (partie centrale de la plaquette) le procédé d'hydrogénation augmente les courants de fuite par environ un ordre de grandeur. Ceci pourrait être dû à deux actions combinées du plasma : d'une part une dégradation de la qualité cristalline due au bombardement ionique et d'autre part un changement de la surface du matériau.

Le procédé d'hydrogénation employé ici a donc deux effets antagonistes sur les courants de fuite en mode « off », l'un par passivation des défauts de la barrière réduit ces courants de fuite, l'autre par introduction de nouveaux défauts les augmentent. Ce dernier est uniquement lié au procédé employé pour cette démonstration. Son effet pourrait être fortement réduit en protégeant lors du plasma NH_3 , la surface de l'échantillon par une couche perméable à l'hydrogène qui pourrait être retirée après le plasma.

Les caractérisations des HEMT hydrogénés jusqu'à 400V ont permis de montrer deux effets limitants : (1) pour les tensions supérieure à 200V une fuite via la couche conductrice enterrée et (2) un claquage dans l'air à 390V . Ce dernier point pourra facilement être contourné en changeant la géométrie à la surface du dispositif dans la région située entre la grille et le drain. En revanche la réduction de la fuite via la couche conductrice enterrée sera sans doute plus difficile à obtenir. On développera ce point dans la partie perspectives de ce mémoire.

Bibliographie

- [1] **J. Mimila-Arroyo, F. Jomard, and J. Chevallier**, “*Improvement of AlGa_N/Ga_N/Si high electron mobility heterostructure performance by hydrogenation*” Appl. Phys. Lett. **102**, 092104 (2013).
- [2] **J. Mimila-Arroyo, E. Morales**, “*Improving the electrical properties of non-intentionally doped n-GaN by deuteration*” Superficies y Vacío **23(4)** 31-34, diciembre de 2010.
- [3] **J. Mimila-Arroyo, M. Barbé, F. Jomard, J. Chevallier, M. A. di Forte-Poisson, S. L. Delage, and C. Dua**, “*Deuterium passivation of electrically active defects in nonintentionally doped n-GaN*” Appl. Phys. Lett. **90**, 072107 (2007).
- [4] **Olivier Jardel**, “*Contribution à la modélisation des transistors pour l’amplification de puissance aux fréquences microondes. Développement d’un nouveau modèle électrothermique de HEMT AlGa_N/Ga_N incluant les effets de pièges*” Thèse de doctorat de l’Université de Limoges, le 10 avril 2008, p.33-35.

CHAPITRE IV

Dopage au fluor de la barrière des HEMT AlGaN/GaN

Sommaire

IV.1 Etat de l'art du dopage p de fluor dans les barrières en AlGaN	156
IV.2 Dopage au fluor dans les barrières en AlGaN et en super-réseaux AlN/GaN	159
VI.2.1 Les mesures électriques	160
VI.2.2 Les mesures SIMS	162
VI.2.3 Les mesures effet Hall	162
VI.2.4 Les simulations.....	163
IV.3 Conclusion du chapitre IV	165
Bibliographie	166

Le dopage type p au fluor de la barrière en AlGaN est connu et offre une technique simple et efficace pour réaliser les HEMTs AlGaN/GaN “normally off” [1]. Néanmoins, le dopage au fluor de la barrière en super-réseaux AlN/GaN n’a pas encore été étudié. Les différences observées dans le dopage au fluor de ces deux types de barrière (AlGaN et super-réseaux AlN/GaN) est, pour la première fois, présentée dans cette partie.

IV.1. Etat de l'art du dopage p de fluor dans les barrières en AlGaN

La découverte du dopage de type p dans la barrière AlGaN des HEMTs AlGaN/GaN par un plasma fluoré (contenant du tétrafluorure de carbone CF_4) est liée à la gravure du SiN_x pour l’ouverture de la grille après la passivation de la surface par SiN_x [1]. Pour assurer une élimination complète de SiN_x , une sur-gravure est habituellement utilisée. Par conséquent, la surface du dispositif est exposée au bombardement des ions fluor énergétiques du plasma pendant cette sur-gravure. Les HEMTs réalisés de cette manière montrent un décalage de la tension de pincement vers les tensions positives et une diminution des courants de fuite [1]. Ce décalage a permis par la suite la première

réalisation des HEMTs AlGaN/GaN “normally off” par un traitement de plasma fluoré (CF₄) par Y. Cai et al en 2005 [2].

Les HEMTs AlGaN/GaN sont “normally on” par défaut (le canal est ouvert à $V_{gs} = 0$ et sont pincés en générale à $V_{gs} = -4V$ [3]). Ce “normally on” complique l’architecte des circuits car il nécessite un générateur de tension négative. Par conséquent, plusieurs études cherchent à rendre les HEMTs AlGaN/GaN “normally off” (le canal est pincé à $V_{gs} \geq 0$ et enrichi à tension V_{gs} positives). Les HEMTs AlGaN/GaN “normally off” permettent de supprimer le générateur de tension négative donc, de réduire la complexité, la taille, le coût et la consommation en mode de veille des circuits [4][5]. Ils sont également plus sécurisants comme commutateur à haute tension puisqu’en absence de commande sur la grille ($V_{gs} = 0$), le circuit est ouvert [6]. Enfin la combinaison des HEMTs “normally on” et “normally off” est une solution pour les circuits logiques face à l’absence des transistors AlGaN/GaN à canal p [7].

La réalisation des HEMTs AlGaN/GaN “normally off” par un traitement dans plasma fluoré CF₄ est une technique simple (le dépôt de la grille peut être réalisé juste après le traitement plasma), bas coût et thermiquement très stable (la tension de pincement ne change pas après un recuit à 400⁰C pendant 10min dans une atmosphère d’azote [3]). De plus, elle réduit significativement les courants de fuite directs et inverses de la grille. Cette réduction augmente avec la puissance et le temps de traitement du plasma [3][8]). Une réduction des courants de fuite de grille de 4 ordres de grandeur a été obtenue par un traitement de plasma CF₄ de 200W pendant 60s dans le travail de Y.Cai et al [3]. Des diminutions du courant de saturation et de la transconductance ont aussi été observées dans ce travail. Cependant, ces effets négatifs sont éliminés par un recuit à 400⁰C pendant 10min. Après ce recuit, les performances des HEMTs “normally off” sont comparables avec celles des HEMTs “normally on” [3].

Le plasma fluoré CF₄ introduit les ions F⁻ dans la barrière avec une distribution Gaussienne auprès de la surface AlGaN. Ces charges introduisent une courbure de bande près de la surface d’AlGaN et un décalage du minimum de la bande de conduction à l’interface AlGaN/GaN, pour placer celui-ci au dessus du niveau de Fermi (**Figure IV-1**). Par conséquent, il n’y a plus d’accumulation d’électrons à l’interface AlGaN/GaN à $V_{gs}=0V$ et ce qui rend les HEMTs “normally off” [3][9][10].

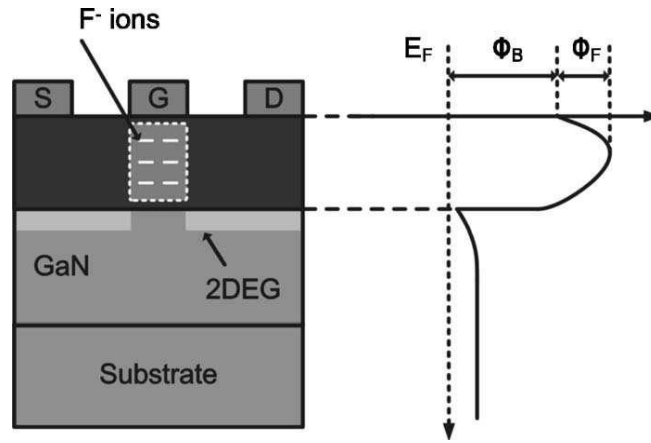


Figure IV-1 : Vue en coupe et diagramme d'énergie de la bande de conduction d'un HEMTs "normally off" réalisé par le traitement plasma fluorine. Les ions de Fluor sont implantés dans la région sous la grille [11].

Le décalage de bande dans la barrière en AlGaN près de la surface augmente avec la puissance et le temps de traitement de plasma [3]. Ceci rend la barrière effective du contact Schottky plus haute et plus épaisse. Ainsi, les courants de fuite de grille dans les deux sens sont significativement réduits [3].

Les composés fluorés non volatiles de l'interaction entre le plasma CF_4 et l'AlGaN peuvent former une couche isolante à la surface AlGaN. Ceci peut être la deuxième cause de la réduction des courants de fuite de grille [8][12].

Le processus dominant de la diffusion des ions fluor dans l'(Al)GaN, proposé dans les travaux de **L.Yang** et al [11][13]-[15], est la diffusion assistée par les lacunes d'élément III. En effet, un grand nombre de lacunes (Ga, Al, N) est induit par les collisions des ions fluor avec le réseau cristallin (un ion fluor implanté à partir d'un plasma (énergie de l'ordre de 1.5keV) peut créer environ 40 lacunes par l'effet de collisions en cascade [11]). Dans l'(Al)GaN, les ions fluor peuvent être placés dans les sites interstitiels (F_i), substitutionnels à l'azote (F_N) ou substitutionnels aux éléments III (F_{III}). Selon les calculs de dynamique moléculaire [13], les F_{III} ont l'énergie potentielle la plus faible. Ils sont donc les états les plus stables. D'autre part, la barrière de potentiel la plus faible vue par les ions F_{III} est celle située entre F_i et F_{III} . Ceci signifie que les ions fluor ont tendance à occuper les lacunes d'élément III et à diffuser vers les régions riches en lacunes de ce type. Autrement dit, le processus de diffusion le plus probable des ions fluor dans l'(Al)GaN est $F_{III} - F_i - F_{III}$ [13]. Ce processus est favorisé dans le cas où les lacunes d'élément III sont nombreuses et forment des chaînes continues.

L.Yang et al ont aussi montré que l'incorporation d'ions fluor dans le GaN devient stable après un long recuit de 24h à 600⁰C [15]. Un tel recuit permet aux atomes de gallium, d'aluminium ou d'azote interstitiels de revenir à leur position d'équilibre thermodynamique. Les chaînes de lacunes de gallium sont alors réduites. Après ce recuit, la plupart des ions fluor sont dans l'état F_{III} . Ces derniers sont bien localisés et thermiquement très stables.

Un recuit à haute température est nécessaire pour réduire les défauts ponctuels induits par le plasma. Cependant, dans la fabrication des HEMTs, la température de recuit est limitée à 500⁰C afin d'éviter la dégradation du contact Schottky. Ainsi un recuit de 400⁰C pendant 10 minutes est utilisé dans le travail de **Y.Cai** et al [3]. Ce recuit réduit suffisamment la densité de défauts et rétablit la mobilité du 2DEG à une valeur proche de la normale. Les caractéristiques des HEMTs "*normally off*" sont ainsi comparables avec celles des HEMTs "*normally on*".

Contrairement au modèle proposé par **L.Wang** et al ci-dessus, **Anderson** et al [16] proposent que le décalage de la tension de pincement vers les tensions positives soit dû à l'incorporation des ions F_i et F_N et non pas dû aux F_{III} . Les F_i agissent comme des accepteurs peu profonds et les F_N agissent comme des donneurs. Le plasma fluoré peut donc doper de type p ou de type n les nitrures d'élément III. Pour que le dopage soit de type p, les F_i doivent être plus nombreux que les F_N .

A l'heure actuelle, le dopage de type p conventionnel (substituant l'atome d'accueil par une impureté ayant un électron de valence de moins) des matériaux à grand gap comme les nitrure d'élément III reste encore un défi [16]. Ainsi, le dopage de type p de l'AlGa_xN par le plasma fluoré attire beaucoup d'attention et correspond à une littérature abondante. La petite taille des ions fluor leur permet de diffuser plus facilement dans les petites mailles de GaN [16]. De plus, la stabilité thermique de ce type de dopage est primordiale pour les performances des dispositifs. Néanmoins, le rôle des F_i , F_N et F_{III} n'est pas encore clarifié dans la littérature.

VI.2. Dopage au fluor dans les barrières en AlGa_xN et en super-réseau AlN/GaN

Les structures HEMT AlGa_xN/GaN ne cessent pas d'évoluer. Comme nous avons vu dans la partie **II.5**, le remplacement de la barrière en AlGa_xN par une barrière en super-réseaux AlN/GaN permet de réduire les désordres d'alliage, d'augmenter le taux d'aluminium, et le confinement du gaz 2D et, par conséquent d'augmenter la densité et la mobilité du gaz 2D. De plus, selon les résultats expérimentaux présentés dans la partie

II.11, la barrière en super-réseaux AlN/GaN est plus isolante que celle en AlGaIn. Elle est donc particulièrement intéressante pour réaliser les HEMTs à très forte tension de claquage.

A notre connaissance, il n'y a pas, à ce jour, d'étude de l'effet du plasma fluoré dans les HEMTs AlGaIn/GaN dont la barrière est en super-réseaux AlN/GaN. Vu l'intérêt de cette barrière pour la performance des transistors à haute tension de claquage et l'intérêt de la technique de réalisation des HEMTs "*normally off*" par le plasma fluoré, il nous est paru intéressant d'étudier la possibilité de réaliser par un procédé à base de plasma fluoré, des HEMTs "*normally off*" dont la barrière est en super-réseaux AlN/GaN.

Afin de comparer l'effet du plasma fluoré dans une barrière en super-réseaux AlN/GaN avec celui dans une barrière en AlGaIn connu dans la littérature, nous réalisons en parallèle deux échantillons L1300.3 et L846.3. La barrière de la structure L1300 est en super-réseaux AlN/GaN, la barrière de la structure L846 est en AlGaIn (voir **II.5** pour plus de détails sur ces deux structures). Ces échantillons ont subi un traitement plasma fluoré SF₆ (30mTor, 10W, 150s) dans un réacteur RIE juste avant le dépôt de la grille (i.e. juste avant l'étape numéro 12 du process de fabrication, voir **annexe B**). Mise à part ce traitement, les autres étapes de fabrication sont identiques à celles des échantillons L1300.4 et L846.4 (ces échantillons sont présentés dans les parties **II.10** et **II.9** respectivement). Ainsi, les échantillons L1300.4 et L846.4 servent dans cette étude de référence pour les échantillons L1300.3 et L846.3. Ces échantillons sont résumés dans le **Tableau IV-1**.

	Plasma SF ₆ 10sccm, 30mTor, 30W, 150s	Process standard
L1300 Barrière en super-réseaux AlN/GaN	L1300.3	L1300.4
L846 Barrière en alliage Al _{0.255} GaN	L846.3	L846.4

Tableau IV-1 : Echantillons de l'étude de l'effet du dopage au fluor par plasma fluoré dans deux types de barrière : super-réseaux AlN/GaN et AlGaIn.

IV.2.1. Les mesures électriques

Les courbes caractéristiques I_{ds} en fonction de V_{gs} des transistors avec (courbes vertes) et sans (courbes rouges) traitement dans un plasma fluoré des deux structures HEMTs L846 (barrière en AlGaIn) et L1300 (barrière en super-réseaux AlN/GaN) sont présentées dans la **Figure IV-2**.

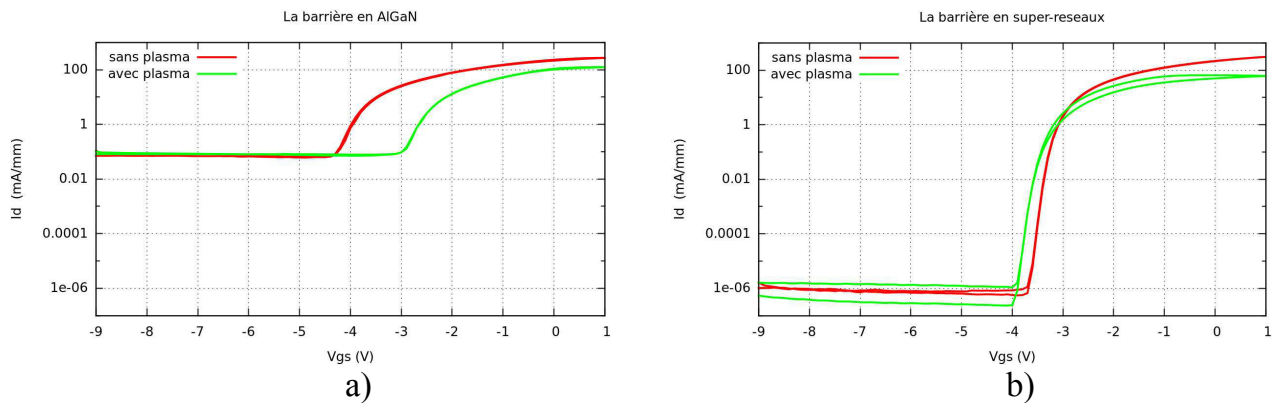


Figure IV-2 : Courbes caractéristiques des HEMTs avec (courbes vertes) et sans (courbes rouges) traitement plasma fluorine de deux structures HEMTs L846 (barrière en AlGaN), L1300 (barrière en super-réseaux AlN/GaN)

La **Figure IV-2** montre que le plasma fluoré a les effets inverses sur la tension de pincement suivant le type de barrière de la structure. En effet on observe un décalage de plus de 1V vers les tensions positives dans le cas de la barrière en alliage AlGaN tandis qu'un décalage plus faible (0.3V) vers les tensions négatives est observé dans le cas d'une barrière en super-réseau AlN/GaN.

Comme nous avons vu dans la partie **IV.1**, une réduction des courants de fuite de grille a été rapportée dans la littérature. Cependant, les courants de fuite de nos échantillons n'ont pas été modifiés par le plasma fluoré. Ceci peut être expliqué par une implantation superficielle (**Figure IV-3**) et à trop faible dose de fluor par notre procédé plasma (voir confirmation paragraphe **IV.2.4**). Cette implantation ne rendrait pas la barrière effective du contact Schottky assez haute et assez épaisse (**Figure IV-4b,d**) pour réduire significativement les courants de fuite de la grille.

La **Figure IV-2** montre aussi une diminution des courants de saturation par le plasma dans les deux types de barrière. Cette diminution est due à la diminution de la mobilité du gaz 2D d'électrons due aux défauts générés par le plasma (voir **IV.1**).

Le petit décalage vers les tensions négatives de la tension de pincement par le plasma fluorine dans le cas de la barrière en super-réseaux AlN/GaN par rapport à un grand décalage vers le positif dans le cas de la barrière en AlGaN nous pose la question : "Y-a-t'il une incorporation des ions fluor dans la barrière en super-réseaux AlN/GaN ?" Pour répondre à cette question, nous avons réalisé les mesures SIMS.

IV.2.2. Les mesures SIMS

Les échantillons préparés pour les mesures SIMS de chaque structure ont subi un traitement par le plasma fluoré dans les mêmes conditions que celui appliqué aux échantillons L1300.3 et L846.3. Les profils SIMS (mesures faites par François Jomard au GEMaC) de fluor sont présentés dans la **Figure IV-3**.

La **Figure IV-3** confirme l'incorporation des ions fluor dans la barrière en super-réseaux AlN/GaN avec un profil comparable à celui dans la barrière en AlGaN.

L'incorporation des ions fluor dans les deux types de barrière est très superficielle. En effet les profils SIMS montrent une différence de presque deux ordres de grandeur sur la densité d'ions fluor en surface et à 5nm de profondeur ; et de nouveau deux ordres de grandeur entre la densité à 5nm de profondeur et celle au niveau du canal.

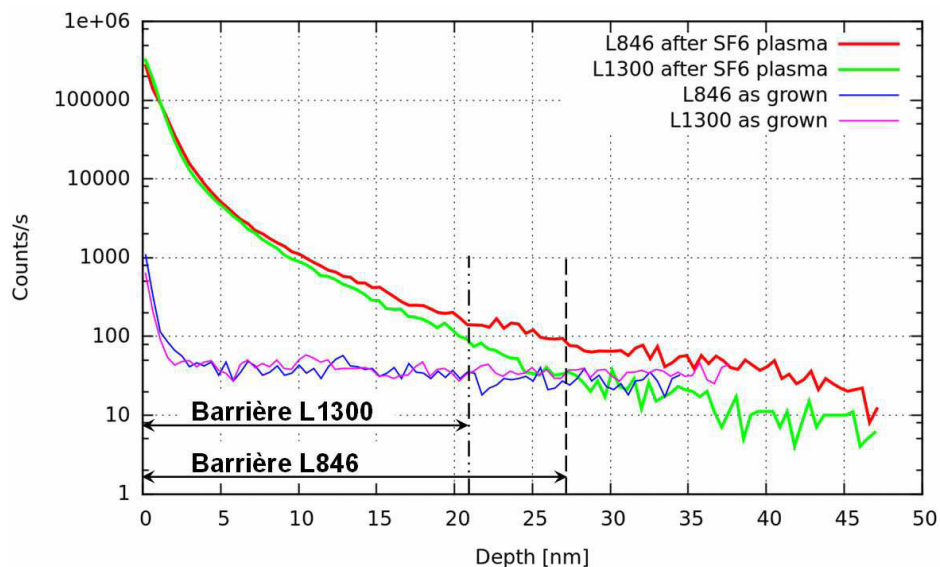


Figure IV-3 : Profils de fluor des échantillons avec et sans traitement plasma fluoré des deux structures L846 (barrière en AlGaN) et L1300 (barrière en super-réseaux AlN/GaN).

IV.2.3. Les mesures effet Hall

Sur la base des caractéristiques électriques (**Figure IV-2**), des mesures SIMS (**Figure IV-3**) et des analyses dans le travail de **Anderson** et al [16] (les F_i agissent comme des accepteurs peu profonds et les F_N agissent comme les donneurs), nous supposons que les ions fluor agissent comme des accepteurs dans la barrière en AlGaN et comme des donneurs dans la barrière en super-réseaux AlN/GaN. Pour renforcer notre hypothèse, nous avons réalisé des mesures d'effet Hall sur les quatre échantillons L1300.3 L1300.4, L846.3

et L846.4. La densité et la mobilité du gaz 2D d'électrons, extraites de ces mesures, sont résumées dans le **Tableau IV-2** ci-dessous.

Echantillons	$n_s \text{ cm}^{-2}$	$\mu \text{ (cm}^2/\text{Vs)}$
L846.4	$7,8.10^{12}$	1500
L846.3 (avec plasma SF6)	$4,8.10^{12}$	1000
L1300.4	$6,9.10^{12}$	1800
L1300.3 (avec plasma SF6)	$9,1.10^{12}$	1350

Tableau IV-2 : Densité et mobilité du gaz 2D d'électrons extraites des mesures d'effet Hall sur les échantillons L846.3, L846.4, L1300.3 et L1300.4.

Les résultats des mesures effet Hall sont en accord avec notre hypothèse. Après le traitement plasma, la densité du gaz 2D d'électrons diminue de 38% dans le cas de la barrière en AlGaIn et augmente de 32% dans le cas de la barrière en super-réseaux AlN/GaN. Une légère diminution de la mobilité est observée dans les deux structures.

IV.2.4. Les simulations

L'influence du dopage au fluor sur les bandes de conduction des deux structures HEMTs a été simulée en utilisant le programme 1D Poisson de la littérature [17].

Dans cette simulation, la hauteur de la barrière Schottky est de 1eV [18]. La polarisation dans les barrières est ajustée pour que les densités du gaz 2D d'électrons n_s simulées soient cohérentes avec les n_s mesurées. Dans la barrière en AlGaIn, elle est de $2,94.10^{-6} \text{C.cm}^{-2}$. Dans la barrière en super-réseau AlN/GaN, elle est de $5,4.10^{-6} \text{C.cm}^{-2}$ dans AlN et de $1,9.10^{-6} \text{C.cm}^{-2}$ dans GaN.

Le profil du dopage de type p au fluor introduit dans la simulation de L846.3 est celui du profil SIMS (**Figure IV-4a**). Un fit du profil SIMS a permis d'extraire le comportement décroissant laissant libre la densité de fluor à la surface (les mesures SIMS n'ont pas été calibrées). Avec ce profil, une densité des ions F^- à la surface de $8,5.10^{18} \text{cm}^{-3}$ est suffisante pour réduire n_s de 38% (**Figure IV-4b**) en accord avec les déterminations expérimentales.

Dans le cas de la barrière en super-réseau, l'introduction du profil de dopage extrait du profil SIMS dans la simulation se fait par la définition d'un niveau de dopage pour chaque couche du super-réseau (contrainte du logiciel). On obtient ainsi un profil en marches proche de celui mesuré au SIMS. Ce dopage donne des résultats anormaux car il nécessite une densité de fluor très élevées pour atteindre l'augmentation de 32% observée

expérimentalement sur n_s . Cet anomalie a aussi été observée sur la simulation de L846.3 si la barrière est découpée en couches de 1 à 3nm. Pour contourner ce bug du logiciel, le profil du dopage de type n de L1300.3 a été supposé gaussien avec son maximum à la surface ($x = 0$) ; sa largeur à mi-hauteur fixée à 1nm ; et sa dose totale de $3,2 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$ (**Figure IV-4c**). Avec ce profil, la densité d'ions fluor à la surface est de $1,3 \cdot 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Cette densité est 1,5 fois plus élevée que celle de L846.3. Compte tenu de la différence entre le profil SIMS et le profil de simulation de L1300.3, nous supposons que l'incorporation des ions fluor dans cette barrière est comparable à celle de la structure L846. Les codes de la simulation se trouvent en **annexe F**.

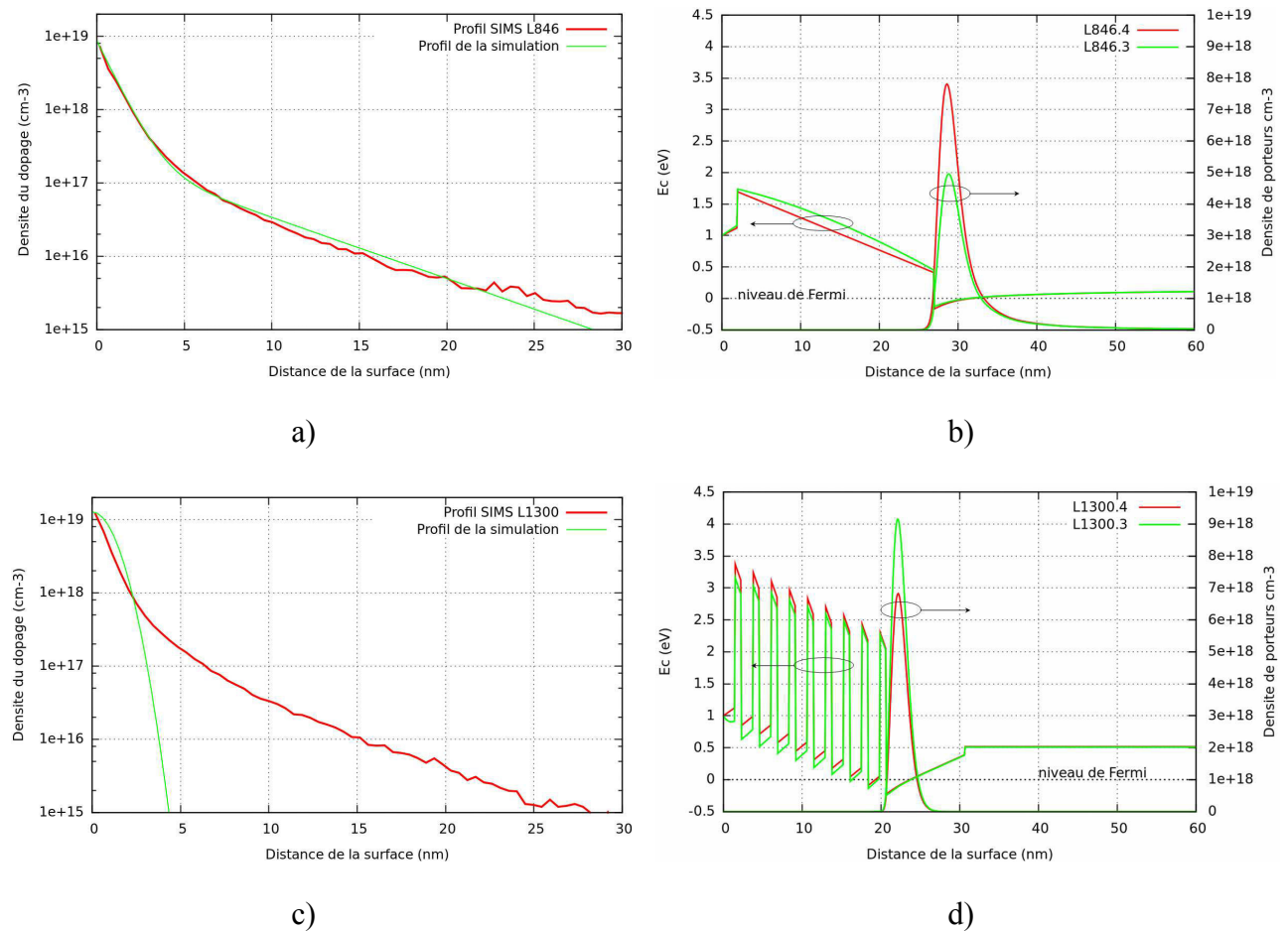


Figure IV-4 : Les profils de SIMS et de la simulation ; les diagrammes d'énergie des bandes de conduction et la distribution du 2DEG simulées des quatre échantillons L846.3, L846.4, L1300.3 et L1300.4.

Les résultats de simulation (**Figure IV-4b**) montrent que la courbure de bande due au dopage fluor dans la barrière de L846.3 reste très modérée. Contrairement aux résultats de Y. Cai et al. [3], la barrière n'est ni plus haute ni plus épaisse, ce qui explique l'absence

d'une réduction significative des courants de grille mesurés sur L846.3 (avec dopage au fluor) par rapport à ceux de L846.4 (sans dopage au fluor) (**Figure IV-2a**).

Malgré une densité de fluor en surface plus élevée dans la structure L1300 que dans L848 ($1,3 \times 10^{19}$ au lieu de $8,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$), on observe également un faible effet de courbure de bande dans L1300, trop faible pour diminuer de façon notable les courants de grille.

IV.3. Conclusions du chapitre IV

Dans ce chapitre, nous avons présenté pour la première fois l'effet d'un plasma fluoré sur les caractéristiques électriques de HEMTs AlGaN/GaN ayant une barrière en super-réseau AlN/GaN. Les ions fluor incorporés dans cette barrière agissent globalement comme des donneurs. Il en résulte une augmentation de la densité du gaz 2D d'électrons et un décalage de la tension de pincement vers les tensions négatives.

Cet effet est l'inverse de celui observé dans les barrières en alliage AlGaN où le dopage au fluor est de type p, diminuant ainsi la densité du gaz 2D d'électrons et introduisant un décalage vers les tensions positives de la tension de pincement.

Ce double comportement du fluor dans les nitrures d'éléments III valide expérimentalement les prévisions théoriques sur la possibilité de doper de type n ou p ces matériaux [16]. De plus, ce comportement amphotère du fluor, introduit certainement un taux de compensation élevé. Il pourrait expliquer la faible efficacité de ce dopage sur le comportement des structures étudiées. Il reste encore beaucoup à faire pour mieux comprendre les conditions privilégiant un type de dopage plutôt qu'un autre.

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent clairement que, contrairement au cas des HEMT ayant une barrière en alliage AlGaN, il ne sera pas possible de réaliser par dopage au fluor des HEMT "*normally off*" ayant une barrière en super-réseau AlN/GaN. Cependant le dopage au fluor permet dans ces structures d'augmenter de façon notable la densité du gaz 2D d'électrons (ici 38%) sans dégrader sa mobilité, ce qui pourra être utilisé pour obtenir des courants I_d^{on} plus intenses. Cet étude est publiée dans *Physica Status Solidi C* [19] et présentée à International Workshop on Nitride semiconductors (IWN2010) à Tampa (USA) et aux 13^{ème} Journées Nano, Micro et Optoélectronique aux Issambres.

Bibliographie

- [1] **Anirban Basu and Ilesanmi Adesida**, “*Accumulation of fluorine in CF₄ plasma-treated AlGa_N/Ga_N heterostructure interface: An experimental investigation*” J. Appl. Phys. **105**, 033705 (2009).
- [2] **Yong Cai, Yugang Zhou, Kevin J. Chen and Kei May Lau**, “*High-Performance Enhancement-Mode AlGa_N/Ga_N HEMTs Using Fluoride-Based Plasma Treatment*” IEEE Electron Device Letters, Vol. **26**, No. 7, p. 435 (2005).
- [3] **Yong Cai, Yugang Zhou, Kei May Lau and Kevin J. Chen**, “*Control of Threshold Voltage of AlGa_N/Ga_N HEMTs by Fluoride-Based Plasma Treatment: From Depletion Mode to Enhancement Mode*” IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. **53**, No. 9, p. 2207 (2006).
- [4] **Shuo Jia, Yong Cai, Deliang Wang, Baoshun Zhang, Kei May Lau, and Kevin J. Chen**, “*Enhancement-mode AlGa_N/Ga_N HEMTs on silicon substrate*” Phys. Stat. Sol. (c) **3**, No. 6, p. 2368–2372 (2006).
- [5] **Akira ENDOH, Yoshimi YAMASHITA, Keiji IKEDA, Masataka HIGASHIWAKI, Kohki HIKOSAKA, Toshiaki MATSUI, Satoshi HIYAMIZU and Takashi MIMURA**, “*Non-Recessed-Gate Enhancement-Mode AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility Transistors with High RF Performance*” Japanese Journal of Applied Physics, Vol. **43**, No. 4B, pp. 2255–2258 (2004).
- [6] **T. Palacios, C. S. Suh, A. Chakraborty, S. Keller, S. P. DenBaars and U. K. Mishra**, “*High-Performance E-Mode AlGa_N/Ga_N HEMTs*” IEEE Electron Device Letters, Vol. **27**, No. 6, p. 428 (2005).
- [7] **Yong Cai, Zhiqun Cheng, Wilson Chak Wah Tang, Kei May Lau, and Kevin J. Chen**, “*Monolithically Integrated Enhancement/Depletion-Mode AlGa_N/Ga_N HEMT Inverters and Ring Oscillators Using CF₄ Plasma Treatment*” IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. **53**, No. 9, p. 2223 (2006).
- [8] **Rongming Chu, Chang Soo Suh, Man Hoi Wong, Nicholas Fichtenbaum, David Brown, Lee McCarthy, Stacia Keller, Feng Wu, James S. Speck, and Umesh K. Mishra**, “*Impact of CF₄ Plasma Treatment on Ga_N*” IEEE Electron Device Letters, Vol. **28**, No. 9, p. 781 (2007).
- [9] **Sen Huang, Hongwei Chen, and Kevin J. Chen**, “*Effects of the fluorine plasma treatment on the surface potential and Schottky barrier height of Al_xGa_{1-x}N/Ga_N heterostructures*” Appl. Phys. Lett. **96**, 233510 (2010).

- [10] **B. K. Li, M. J. Wang, K. J. Chen, and J. N. Wang**, “Enhanced electroluminescence from the fluorine-plasma implanted Ni/Au-AlGa_N/Ga_N Schottky diode” *Appl. Phys. Lett.* **99**, 062101 (2011).
- [11] **L. Yuan, M. J. Wang, and K. J. Chen**, “Fluorine plasma ion implantation in AlGa_N/Ga_N heterostructures: A molecular dynamics simulation study” *Appl. Phys. Lett.* **92**, 102109 (2008).
- [12] **Rongming Chu, Likun Shen, Nicholas Fichtenbaum, David Brown, Stacia Keller, and Umesh K. Mishre**, “Plasma Treatment for Leakage Reduction in AlGa_N/Ga_N and Ga_N Schottky Contacts” *IEEE Electron Device Letters*, Vol. **29**, No. 4, p. 297 (2008).
- [13] **L. Yuan, M. J. Wang, and K. J. Chen**, “Molecular dynamics calculation of the fluorine ions’ potential energies in AlGa_N/Ga_N heterostructures” *J. Appl. Phys.* **104**, 116106 (2008).
- [14] **M. J. Wang, L. Yuan, C. C. Cheng, C. D. Beling, and K. J. Chen**, “Defect formation and annealing behaviors of fluorine-implanted Ga_N layers revealed by positron annihilation spectroscopy” *Appl. Phys. Lett.* **94**, 061910 (2009).
- [15] **M. J. Wang, L. Yuan, K. J. Chen, F. J. Xu, and B. Shen**, “Diffusion mechanism and the thermal stability of fluorine ions in Ga_N after ion implantation” *J. Appl. Phys.* **105**, 83519 (2009).
- [16] **Anderson Janotti, Eric Snow, and Chris G. Van de Walle**, “A pathway to p-type wide-band-gap semiconductors” *Appl. Phys. Lett.* **95**, 172109 (2009).
- [17] **G. L. Snider**, computer program 1D Poisson/Schrödinger : A band Diagram Calculator, <http://www.nd.edu/~gsnider/>.
- [18] **Sten Heikman, Stacia Keller, Yuan Wu, James S. Speck, Steven P. DenBaars, and Umesh K. Mishra**, “Polarization effects in AlGa_N/Ga_N and Ga_N/AlGa_N/Ga_N heterostructures” *Appl. Phys. Lett.* **93**, 10114 (2003).
- [19] **G. Dagher, T.D.H. Nguyen, N. Péré-Laperne, J. Mimila-Arroyo, M. Lijadi, F. Jomard, C. Dupuis, N. Bardou, J.L. Pelouard**, “Electrical behavior of Ga_N-HEMT after fluoride plasma treatment”, *Phys. Stat. Solid. C* **8** (7-8) 2416 (2011).

Conclusion et perspectives

Cette thèse est une contribution aux développements transistors HEMT AlGa_N/Ga_N épitaxiés sur substrat de silicium pour des applications basses fréquences et fortes tensions (typiquement 600V) comme les commutateurs pour la domotique ou les circuits de puissance des véhicules électriques. Elle s'est déroulée dans le contexte d'une collaboration avec Picogiga International dont le but était de définir les hétérostructures les mieux adaptées à ce type d'applications. Les épitaxies ont été réalisées par Philippe Bove et Hacene Larèche à Picogiga, la fabrication des transistors et l'étude de leur fonctionnement ont été menées au LPN en collaboration avec Melania Lijadi-Dubois de Picogiga International (maintenant Soitec Specialty Electronics).

Ce travail a débuté par le développement d'un procédé de fabrication des HEMT AlGa_N/Ga_N. Pour être au mieux adapté aux exigences de ce travail, ce procédé doit être robuste (rendement de fabrication proche de l'unité) et minimiser au mieux les effets parasites liés à la technologie (courants parasites, résistances de contacts). Au vu des premiers résultats, une attention particulière a été portée sur la réduction des résistances de contact. La gravure sèche réalisée avant le dépôt métallique pour placer celui-ci à une distance optimale du gaz 2D a été intensivement étudiée (état de surface, maîtrise de la profondeur gravée). Après optimisation de la gravure, de l'empilement des métaux, de la température et du temps du recuit de contact, des résistances de contact proches de l'état de l'art (0.5 Ω .mm) ont été obtenues tant à la suite d'une gravure RIE que d'une gravure ICP.

L'épitaxie des nitrures d'éléments III sur substrat de silicium est très prometteuse en termes de perspectives économiques. Elle présente également un défi technologique majeur : réaliser, malgré l'inadaptation du silicium à l'épitaxie du Ga_N (matériau polaire de maille différente), des couches actives ayant une densité de défauts suffisamment faible pour maintenir les courants de fuite à un niveau assez bas. Cette difficulté est encore renforcée quand on cherche, comme c'est le cas dans cette étude, à atteindre des tensions élevées. Dans ce contexte la couche tampon située entre les couches de transition et les couches actives et permettant d'obtenir pour celles-ci une meilleure qualité cristalline, est

déterminante sur les performances des transistors réalisés, en particulier sur les courants de fuite à travers la barrière des HEMT.

D'autre part nous avons montré sur les cinq hétérostructures AlGaIn/GaN/Si étudiées dans ce travail, l'existence d'une couche conductrice enterrée, sans doute formée des couches de transition et du substrat de silicium. La résistance électrique de cette couche étant très faible devant la résistance du canal en mode « off », elle conduit si elle n'est pas électriquement isolée du canal, à un courant de fuite rédhibitoire pour le fonctionnement de ces transistors à forte tension. Cette isolation électrique doit être assurée par la couche tampon. La couche tampon est donc à double titre (qualité cristalline des couches supérieures et isolation électrique de la couche conductrice enterrée) le point central pour la réalisation de HEMT à forte tenue en tension. La majeure partie de ce travail y est dédiée.

Dans une première approche (1ère partie du chapitre II), nous avons étudié l'effet de ce tampon sur le comportement électrique des HEMT réalisés à partir de trois hétérostructures AlGaIn/GaN où seule la couche tampon était différente. À basse tension les courants de fuite sont dominés par les fuites à travers la barrière ce qui permet de qualifier sa qualité cristalline. Nous avons montré qu'elle est fortement améliorée (réduction des fuites de 3 ordres de grandeur) par une augmentation de la teneur en aluminium du tampon de 0 à 3% alors qu'elle est dégradée (augmentation des fuites de 2 ordres de grandeur) par une augmentation de l'épaisseur du tampon de 1 à 1.8 μm .

L'augmentation de l'épaisseur du tampon conduit donc à deux effets antagonistes sur la qualité cristalline des couches actives : d'une part une amélioration due à la réduction des défauts issus des couches de transition et d'autre part à une dégradation due à la création de nouveaux défauts à cause d'une trop grande courbure du wafer.

Les caractérisations à plus forte tension (jusqu'à 210V) permettent de tester la capacité du tampon à isoler électriquement le canal de la couche conductrice enterrée. Une isolation satisfaisante (courants de fuite négligeables via la couche enterrée) a été obtenue pour une épaisseur de 1.8 μm alors qu'elle est insuffisante pour un tampon de 1 μm . On note que la conductivité mesurée à travers le tampon est fortement non-linéaire tant avec la distance qu'avec la tension appliquée.

La conception d'un HEMT adapté au mieux à un fonctionnement à forte tension passe donc par un double compromis sur l'épaisseur et la teneur en aluminium de la couche tampon pour obtenir (1) des couches actives de qualité cristalline suffisante pour réduire les

fuites à travers la barrière et (2) un tampon présentant une isolation électrique suffisante pour réduire les fuites via la couche conductrice enterrée. La structure L847 (tampon d' $\text{Al}_{0.03}\text{Ga}_{0.97}\text{N}$ de $1\mu\text{m}$) semble présenter un compromis proche de l'optimum puisque les fuites à travers la grille sont à peu égales à celles via la couche conductrice enterrée. Elle montre des fuites record de 10^{-7}mA/mm .

Dans un deuxième temps (2ème partie du chapitre II), nous avons essayé de déplacer ce compromis vers une meilleure isolation en introduisant deux nouveaux types de barrière : un super-réseau AlN/GaN et une barrière double composée de deux couches ayant des taux d'aluminium différents.

La barrière double n'a pas permis de réduire les courants de fuite à travers la barrière contrairement à la barrière en super-réseau qui a montré une excellente isolation électrique ainsi qu'une très bonne uniformité des courants de fuite sur l'ensemble de la plaque. Ce très bon comportement est expliqué par une réduction de la densité de dislocations traversant la barrière par la courbure de celles-ci au passage des multiples interfaces AlN/GaN du super-réseau. On aura noté que ces excellentes performances ont été obtenues malgré une densité de défauts augmentée (tampon de $1.5\mu\text{m}$ avec 5.5% d'aluminium) par rapport à la structure de référence L848.

Nous avons ensuite (chapitre 3) introduit une étape d'hydrogénation par plasma dans notre procédé de fabrication dans le but de passiver les défauts chargés (en particulier ceux des dislocations traversantes) responsables de fuite à travers la barrière des HEMT.

Nous avons montré que l'hydrogénation permet une forte réduction des courants de fuite à travers la barrière quand celle-ci est le siège d'une forte densité de défauts structuraux (bord de plaque). En revanche l'hydrogénation a augmenté les fuites à travers la barrière lorsque la densité de défauts est plus faible (centre de la plaque). Ce comportement est dû à deux effets antagonistes, l'un passive les défauts, l'autre en crée de nouveaux. Ce dernier serait dû au procédé plasma lui-même : bombardement ionique et altération de la chimie de surface.

Les HEMT hydrogénés ont montré une excellente tenue en tension jusqu'à 200V (courants constants), une légère augmentation de ces courants entre 200 et 400V due à une fuite via la couche conductrice enterrée et un claquage dans l'air à près de 400V. Ce comportement mesuré à très haute tension est très prometteur pour l'obtention de structures adaptées aux applications visées.

Dans une dernière partie (chapitre 4) nous avons étudié les effets du dopage au fluor dans le double but de (1) renforcer l'isolation de la barrière des HEMT et (2) étudier la possibilité de réaliser des HEMT « *normally off* ». Deux structures ont été étudiées, se différenciant par la nature de leur barrière, l'une en AlGa_{0.3}N, l'autre en super-réseau AlN/GaN.

Le dopage au fluor dans le super-réseau (étudié ici pour la première fois) a montré un dopage de type n alors que le dopage de type p a été confirmé dans l'AlGa_{0.3}N (résultat bien établi dans la littérature). Ce résultat valide expérimentalement les prédictions théoriques d'un dopage amphotère du fluor dans ces matériaux et laisse supposer l'existence d'un fort taux de compensation.

Le dopage de type n dans les barrières en super-réseau interdit la réalisation de HEMT « *normally off* » par ce procédé. En revanche il a permis une augmentation significative (38%) de la densité du gaz 2D d'électrons sans dégrader sa mobilité, ce qui pourra être utilisé pour obtenir des courants de drain plus intenses en mode « on ».

Les perspectives de ce travail se tournent vers la recherche de performances des HEMT pour les applications à haute tension (tenue en tension, réduction des courants de fuite, augmentation du courant de drain en mode « on ») et l'uniformisation de ses performances sur l'ensemble de la plaque épitaxiée.

En effet l'ensemble de ces résultats montrent qu'il est possible de concevoir des structures de transistors HEMT AlGa_{0.3}N/GaN épitaxiés sur substrat de silicium qui soient mieux adaptées à un fonctionnement à haute tension que celles étudiées dans ce travail. Elles pourraient être réalisées en associant la barrière en super-réseau AlN/GaN à un tampon en Al_{0.03}Ga_{0.97}N d'épaisseur sensiblement supérieure à 1.8 μm, associant ainsi une meilleure isolation de la couche conductrice enterrée (comme observée sur L848) à de faibles fuites à travers la barrière (comme mesurées sur L1300). La dégradation de la qualité cristalline due au tampon trop épais serait alors sur-compensée par l'amélioration apportée par le super-réseau. L'épaisseur optimale du tampon devra alors être recherchée expérimentalement, par approximations successives, la forte non-linéarité de la conductivité avec la tension et l'épaisseur ne permettant pas une prédiction fiable.

Un procédé d'hydrogénation pourrait être ensuite développé pour passiver les défauts structuraux en forte densité dans les couches de nitrures d'éléments III épitaxiés sur silicium. Un procédé spécifique devra être développé pour réduire les dommages créés dans les

couches par le bombardement ionique. L'emploi d'une couche de protection perméable à l'hydrogène qui pourra être retirée après le plasma, semble être une voix intéressante. On pourra également essayer d'introduire plus profondément l'hydrogène que cela n'a été fait dans cette étude (densité du plasma, temps d'exposition, température), pour réduire par passivation des défauts, la conduction à travers le tampon. La non linéarité de cette conduction avec la distance et la tension appliquée demandera une étude systématique des conditions de conduction sous différentes conditions de diffusion de l'hydrogène. Ce ne sera pas un résultat immédiat mais en cas de succès, il s'agirait d'une avancée particulièrement importante puisqu'elle libèrerait les contraintes de dimensionnement du tampon sur l'ensemble de la structure HEMT (taux d'aluminium du tampon, fuites dans la barrière...).

Enfin un dopage de type n au fluor pourrait être utilisé dans la barrière en super-réseau pour augmenter la densité du gaz 2D d'électrons sans dégrader sa mobilité. Il s'agit ici d'améliorer le comportement en mode « on » en augmentant l'intensité maximale du courant de drain.

Annexe A

Masque HEMT-SM (Crhea - Picogiga)

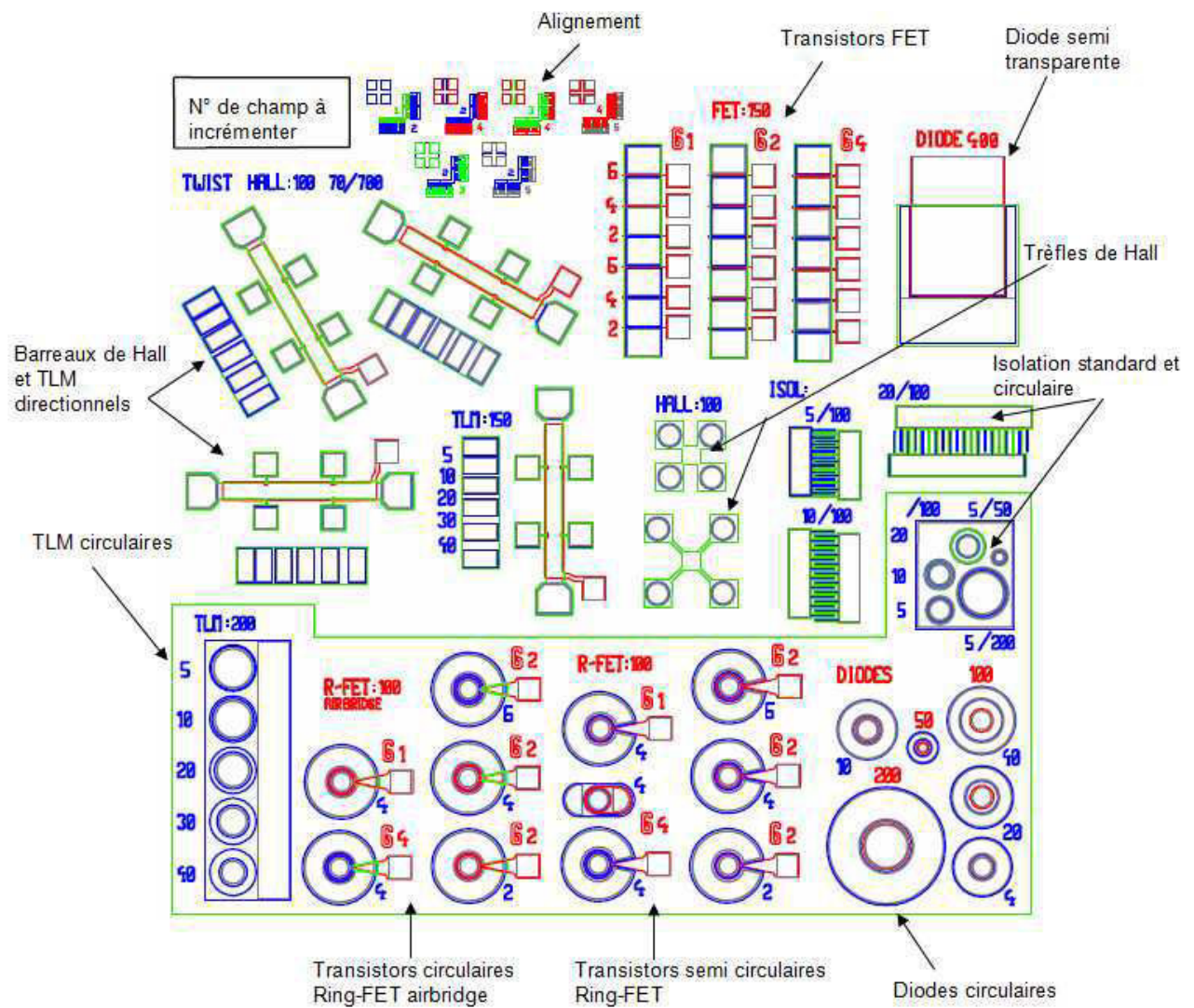


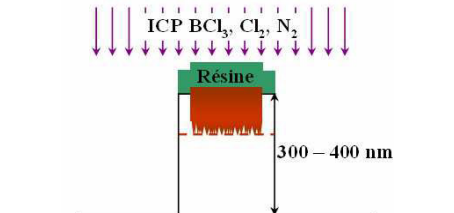
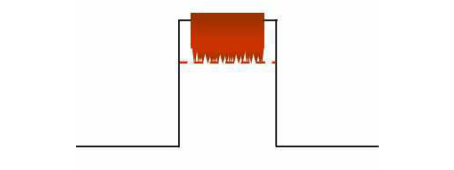
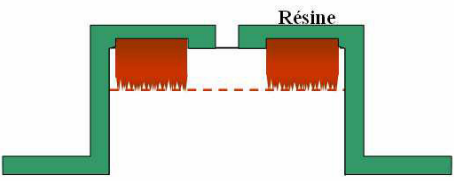
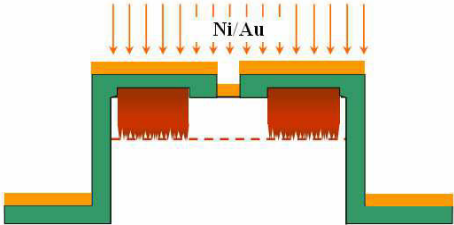
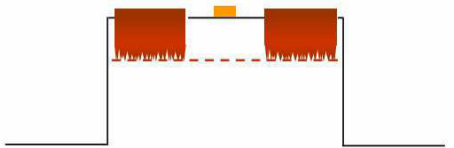
Figure A-1 : Cellule du masque HEMT-SM à 5 niveaux, un niveau Mesa (vert), un niveau Ohmique (bleu), un niveau Résine air bridge (vert clair), un niveau Grille Schottky (rouge) et un niveau Epaisseur (noir) [1].

[1] Nicolas BARON, “Optimisation de l’épithaxie sous jets moléculaires d’hétérostructures à base de GaN : application aux transistors à haute mobilité d’électrons sur substrat silicium” Thèse de doctorat de l’Université de Nice-Sophia Antipolis, le 23 septembre 2009, p.246.

Annexe B

Process de fabrication de HEMT AlGaN/GaN

Etapes		
1.	Nettoyage organique - T- Acétone richlo à 100 ⁰ C 4min + Ultrasons 40% 4min - Isopropanol Nettoyage minéral - HCl 20% 2min - Eau ionisée 3min	
2.	Lithographie négative niv1 source -drain Résine AZ5214E; expose 5s; recuit 1min; Flood expose 30s; développe par MIF726 30s; 30s rinçage.	
3.	Gravure des contacts avant le dépôt métallique Recette au LPN : RIE CL020220 SiCl ₄ 2sccm 1,9mT 20W 60s	
4.	Désoxydation de la surface avant la métallisation - HCl 20% : 2min - Eau ionisée : 3min	
5.	Métallisation Ti/Al/Ni/Au 200/800/200/1500Å	
6.	Lift off Acétone + ultrason	
7.	Recuit RTA 735 ⁰ C 30s N ₂	
8.	Lithographie positive niv2 Mesa Résine AZ5214; expose 15s; développe par MIF726 1min; 30s rinçage; recuit 2min à 120 ⁰ C.	

9.	Gravure mesa Recette au LPN : ICP EtchGaN 10022006 $\text{BCl}_3 - 10$, $\text{Cl}_2 - 20$, $\text{N}_2 - 5$ $\text{P(RF): } 100\text{W}$ $\text{P(ICP): } 600\text{W}$ $1,5\text{mT}$ 30°C 70s Profondeur de méssa : 300 – 400nm	 <p>The diagram shows a cross-section of a substrate with a layer of red photoresist on top. Purple arrows labeled 'ICP BCl_3, Cl_2, N_2' point downwards towards the photoresist. The photoresist is being etched away, revealing the substrate underneath. A vertical dimension line on the right indicates a depth of '300 – 400 nm'. The word 'Résine' is written above the photoresist layer.</p>
10.	Retraire de la résine Acétone + ultrason	 <p>The diagram shows a cross-section of a substrate with a rectangular trench. The red photoresist that was previously on the surface has been removed, leaving a clean surface. The word 'Résine' is written above the trench.</p>
11.	Lithographie négative niv3 Résine AZ5214; expose 5s; recuit 1min ; Flood expose 30s, développer avec MIF726 45s; 30s rinçage.	 <p>The diagram shows a cross-section of a substrate with a green photoresist layer. The photoresist has been patterned into a rectangular shape. The word 'Résine' is written above the photoresist.</p>
12.	Désoxydation de la surface avant la métallisation - HCl 20% : 2min - Eau ionisée : 3min	
13.	Métallisation $\text{Ni/Au } 200/4000\text{Å}$	 <p>The diagram shows a cross-section of a substrate with a green photoresist layer. The photoresist has been patterned into a rectangular shape. A thin layer of orange metal (Ni/Au) is being deposited onto the surface of the substrate and the photoresist. The word 'Ni/Au' is written above the metal layer.</p>
14.	Lift-off Acétone uniquement	 <p>The diagram shows a cross-section of a substrate with a rectangular trench. The green photoresist and the orange metal layer that were previously on the surface have been removed, leaving a clean surface. The word 'Résine' is written above the trench.</p>

Annexe C

Origine des courants de fuite à haute tension

Comme discuté dans la partie II.4, à haute tension, les courants de fuites les plus importants sont dus à une conduction via une couche conductrice enterrée formée des couches de transition et du substrat en silicium. Pour conforter cette observation, nous avons comparé les courants de fuite mesurés sur les transistors aux courants de fuite mesurés entre deux mésas séparés de $100\mu\text{m}$. Les résistances mesurées entre ces mésas ont une longueur 6 fois plus élevée que la distance source-drain des transistors les plus grands (G46) et une largeur de contact de $90\mu\text{m}$ soit 60% de celle des contacts des HEMTs). La profondeur du méso d'isolation est comprise entre $380 - 400\text{nm}$. La **Figure C-1** présente le schéma de principe de la mesure des courants de fuite entre deux mésas. Ces courants sont appelés par la suite « fuite buffer ». Cette comparaison nous permet d'établir un modèle pour les courants de fuite et de comparer la qualité des différentes couches de tampon.

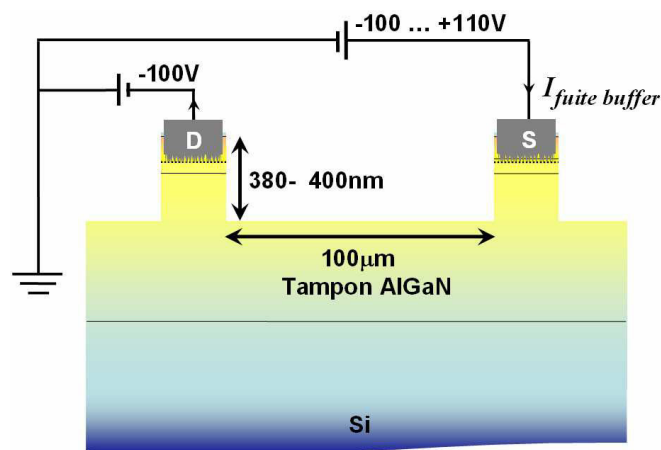


Figure C-1 : Schéma de la mesure des courants de fuite entre deux mésas.

Les mesures des courants de fuite entre deux mésas sont effectuées sur toutes les matrices des échantillons L848.4, L1300.4, et S537C.1. Ces mesures n'ont pas pu être effectuées sur L847.2 car cet échantillon ayant servi à une autre étude n'était plus disponible pour ces mesures. Néanmoins, les transistors de L847.2 ayant les mêmes

comportements que ceux de L1300.4 (**Figure II-54 et Figure II-64**), nous pouvons utiliser les résultats des mesures de L1300.4 pour interpréter le comportement des transistors de L847.2.

La **Figure C-2** présente les courants de drain I_d (courbes rouges), de grille I_g (courbes vertes), de source I_s (courbes pointillées) et le courant mesuré entre deux mésas (courbes bleues) des échantillons L1300.4 (**Figure C-2a**), L848.4 au centre de wafer (**Figure C-2b**), L848.4 au bord de wafer (**Figure C-2c**), et S537C.1 (**Figure C-2d**).

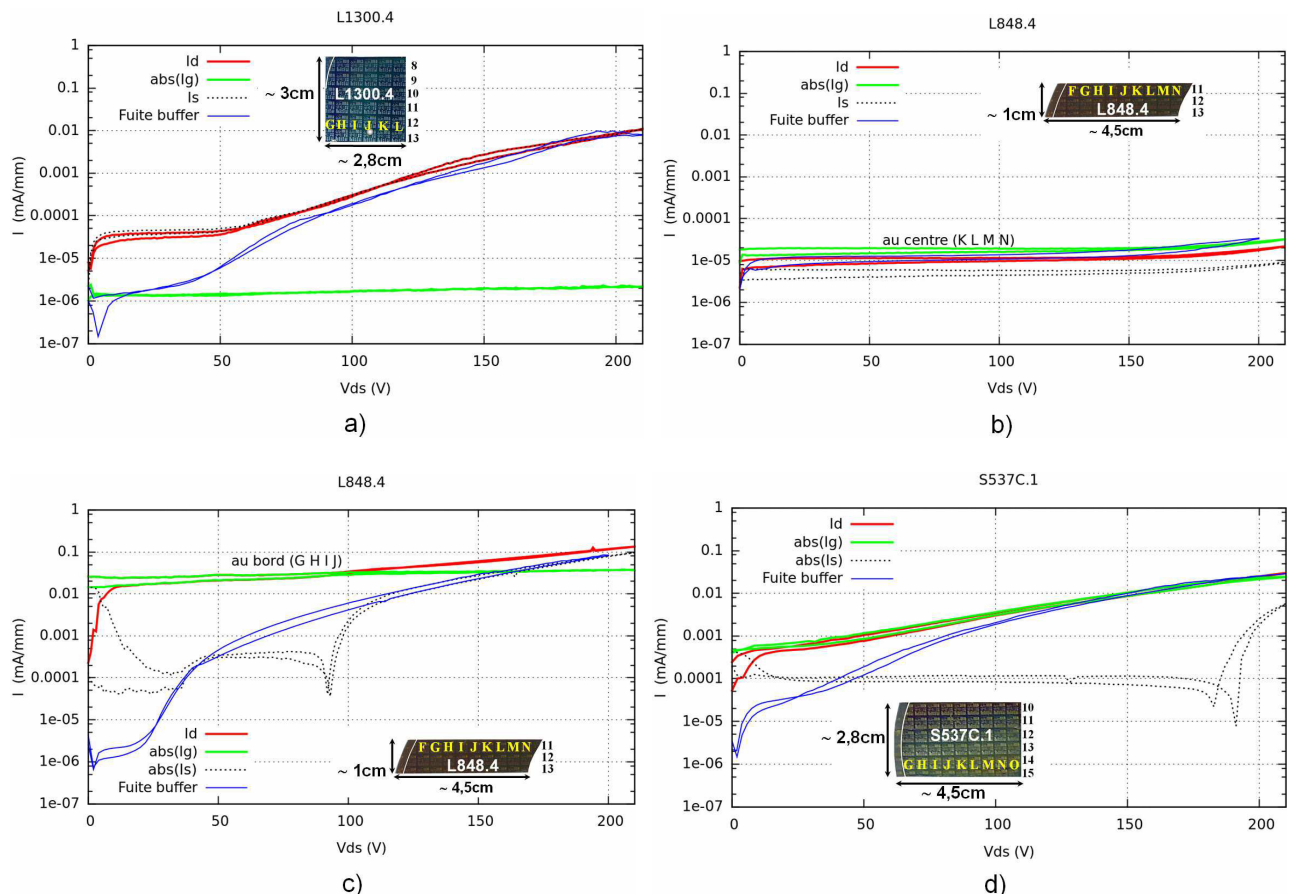


Figure C-2 : Courants I_d , I_g , I_s en fonction de la tension V_{ds} des transistors et courants mesurés entre deux mésas des échantillons L1300.4 (a), L848.4 (b et c), et S537C.1(d).

- L'échantillon L1300.4 (Figure C-2a) :

À forte tension ($V_{ds} > 80V$) les courants I_d et I_s se superposent avec ceux mesurés entre deux mésas distants de $100\mu m$.

- L'échantillon L848.4 au centre d'épitaxie (Figure C-2b)

Les courants de fuite entre deux mésas se superposent aux courants I_d , I_g , I_s de 0 jusqu'à 210V.

- L'échantillon L848.4 au bord d'épitaxie et l'échantillon S537C.1 (Figure C-2

c,d)

- A $V_{ds} < 100V$ pour L848.4 au bord d'épitaxie et à $V_{ds} < 50V$ pour S537C.1, les courants de fuite entre deux mésas sont plus faibles que les courants de fuite de grille.

- A forte tension ($V_{ds} > 150V$ pour L848.4 au bord d'épitaxie et à $V_{ds} > 100V$ pour S537C.1), les courants de fuite entre deux méssa se superposent aux de drain I_d et de source I_s .

- Conclusion

Nous avons comparé les courants de fuite des transistors avec les courants de fuite entre deux mésas de trois échantillons L848.4, L1300.4 et S537C.1. On observe qu'à haute tension, les courants mesurés entre deux mesas se superposent aux courants de drain et de source. Cette superposition existe sur tous les échantillons étudiés.

On remarque que l'intensité des courants mesurés ne dépend pas de l'existence ou non d'un mesa d'isolation entre les plots de contact. En effet il n'y a pas de mesa entre la source et le drain des transistors alors que les plots sont isolés par une gravure de profondeur comprise entre 380 et 400nm. On peut donc conclure que ces courants circulent dans une couche conductrice située à au moins 400nm de la surface. On peut supposer que cette couche est formée des couches de transition et du substrat en silicium.

On remarque également que l'intensité des courants mesurés ne dépend pas de la distance séparant les plots de contact (de 5 à 16 μ m sur les transistors et 100 μ m entre deux plots). On peut donc conclure que la résistance présentée par la couche conductrice enterrée est négligeable devant celle située entre cette couche et les plots de contact.

Annexe D

Mesure de la chute de tension dans la barrière

La détermination de la chute de tension dans la barrière est basée sur la mesure de tension V_{ds} entre la source et le drain en fonction de la tension V_{gs} appliquée à la grille. La figure ci-dessous présente le schéma de principe de la mesure et son circuit équivalent.

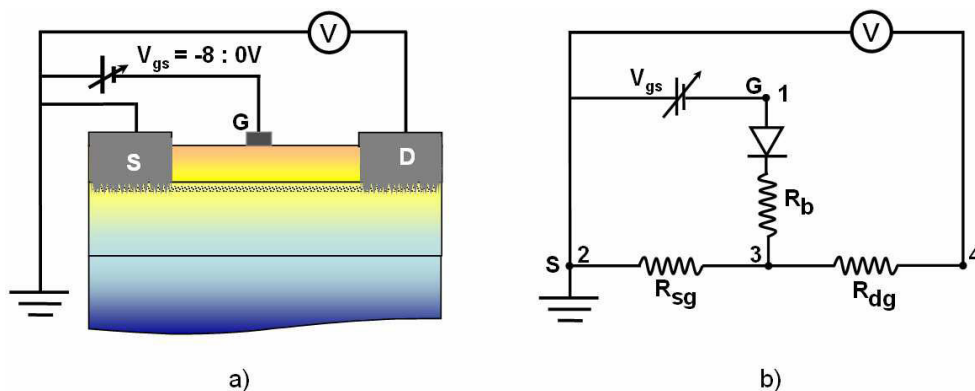


Figure D-1 : a) Schéma de principe de la mesure de la chute de tension dans la barrière; b) Circuit équivalent.

La résistance R_{sg} (resp. R_{dg}) dans le circuit équivalent de la **Figure D-1b** représente la somme de la résistance du contact ohmique de la source (resp. du drain) et de la résistance du canal entre la source (resp. le drain) et le bord de la grille du côté source (resp. côté drain). La résistance R_b présente la résistance de la barrière.

Les points 3 et 4 sont équipotentiels (le courant à travers le voltmètre est négligeable). La tension mesurée par le voltmètre est aussi la tension entre les points 2 et 3.

Si le canal est ouvert ($V_{gs} > V_p$), le courant passe entre la source et la grille. La résistance R_{sg} (résistance de contact et de canal) est alors très faible par rapport à la résistance de la barrière ($R_{sg} \ll R_b$). La chute de tension entre les points 2 et 3 est donc très faible. La tension mesurée par le voltmètre est quasi ($V_{ds} \sim 0$).

A canal pincé ($V_{gs} < V_p$), la résistance R_{sg} devient comparable à R_b . Si la barrière est isolante, il n'y a pas de courant entre la source et la grille, la chute de tension entre les points 2 et 3, donc la tension mesurée par le voltmètre, reste nulle ($V_{ds} \sim 0$). Si la barrière est moins isolante, il y a un courant entre la source et la grille. La chute de tension entre les points 2 et 3, donc la tension mesurée par le voltmètre, est différente de 0 ($V_{ds} \neq 0$). La chute de tension dans la barrière (entre les points 1 et 3) est déterminée par :

$$V_{13} = V_{gs} - V_{ds} \quad (D-1)$$

En faisant varier la tension V_{gs} de -8V à 0V on peut mesurer la tension V_{ds} dans les deux cas : canal pincé ($V_{gs} < V_p$) et canal ouvert ($V_{gs} > V_p$) avec V_p proche de -4V.

Cette expérience a été menée sur les échantillons L848.4, L1300.4 et S537C.1. Ces mesures n'ont pas pu être effectuées sur L847.2 car cet échantillon ayant servi à une autre étude n'était plus disponible pour ces mesures. Néanmoins, les transistors de L847.2 ayant les mêmes comportements que ceux de L1300.4 (**Figure II-46, II-54, II-59, II-64**). Nous pouvons utiliser les résultats des mesures de L1300.4 pour interpréter le comportement des transistors de L847.2.

Les courbes des valeurs mesurées de V_{ds} et $\log(I_{gs})$ en fonction de V_{gs} sont présentées **Figure D-2** pour les trois échantillons L848.4 (courbes vertes), S537C.1 (courbes rouges) et S537C.1 (courbes bleues).

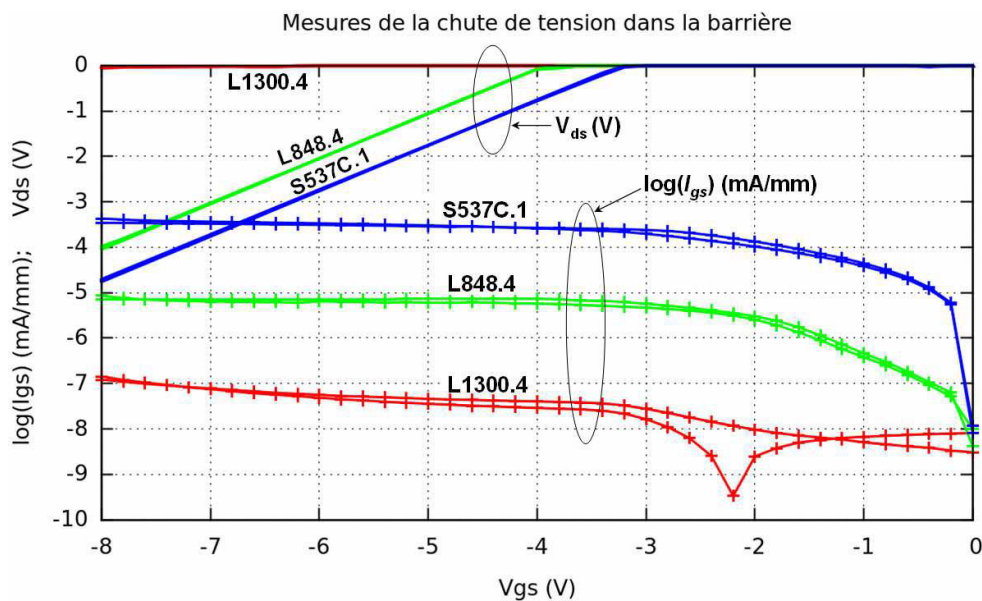


Figure D-2 : Les courbes des valeurs mesurées de V_{ds} et $\log(I_{gs})$ en fonction de V_{gs} sur les échantillons L848.4 (vert), S537C.1 (bleu) et L1300.4 (rouge).

La **Figure D-2** montre que la tension V_{ds} de L1300.4 est toujours proche de 0 que le canal soit ouvert ou pincé. Le courant qui traverse la barrière est très faible. Toute diminution de V_{gs} est alors supportée par la barrière. Ce qui explique l'augmentation du courant I_{gs} avec la diminution de V_{gs} . Ce résultat confirme que la barrière de L1300.4 est très isolante.

La tension V_{ds} de S537C.1 et L848.4 est nulle à canal ouvert et chute linéairement avec la diminution de V_{gs} à partir de $V_{gs} < V_p$ ($V < -3,3V$ pour S537C.1 et $V < -4V$ pour L848.4). Autrement dit, une fois le canal pincé, toute diminution de V_{gs} est reportée sur le canal ($V_{gs} - V_p = V_{23}$) et la tension dans la barrière est constante ($V_{13} = V_p$). C'est pour cette raison que les courants I_{gs} de S537C.1 et L848.4 sont quasi constants pour $V_{gs} < V_p$.

Annexe E

Code Matlab

Pour tracer le réseau de caractéristiques $I_{ds}(V_{gs}, V_{ds})$ (Figure I-15).

```
clc;clear all; close all;
```

```
%Paramètres du transistors
```

```
m = 0.15;           % taux d'Al de la barriere AlGaIn
dcap=2e-9;          % épaisseur du cap (m)
dbarriere=25e-9;   % épaisseur de la barrière (m)
w=150e-6;          % largeur de la grille (m)
lg=1e-6;           % longueur de la grille (m)
rs=(0.5*1e-3)/w;   % résistance parasite de la source (3.3 ohm) [Solid-State Electronics 76, 60-66 (2012)]
rd=(0.5*1e-3)/w;   % résistance parasite du drain (3.3 ohm) [Solid-State Electronics 76, 60-66 (2012)]
vgs=1;             % tension appliquée à la grille (V)
vds=0:0.1:7;       % tension appliquée au drain (V)
vsat=3e5;          % vitesse de saturation [JAP, 91, 3730 (2002)]
mu_gas=1500e-4;    % mobilité à faible champ électrique mesuré sur L848.4 (m2/Vs)
ec=14e6;           % champ critique (V/m) [JAP, 91, 3730 (2002)]
phib=1*1.6e-19;    % hauteur de la barriere schottky (C.V) [présence du cap GaN]
```

```
%Paramètres générales
```

```
q=1.6e-19;         % charge élémentaire (C)
me=9.1e-31;        % masse d'électron (Kg)
h=6.626e-34;       % constant de planck (J.s = N.m.s = kg.m2.s-1)
eps0 = 8.854187e-12; % constant diélectrique du vide (C.V-1.m-1)
epsGAN_r=9.5;      % constant diélectrique relative de GaN
epsalGAN_r = -0.5*m+9.5; % constant diélectrique relative de la barriere AlGaIn
epsGAN = eps0*epsGAN_r; % constant diélectrique de GaN (C.V-1.m-1)
epsalGAN = eps0*epsalGAN_r; % constant diélectrique de AlGaIn (C.V-1.m-1)
ecGAN = 3.4;       % bande interdite de GaN (eV)
ecalGAN = 6.13*m + (1-m)*3.39 - m*(1-m); % bande interdite de AlGaIn (eV)
deltaec = 0.7*(ecalGAN - ecGAN); % discontinuté de bande de conduction (eV)
```

```
pspGAN = -0.029;   % polarisation spontanée de GaN (C/m2)
pspalGAN = -0.052*m - 0.029; % polarisation spontanée d'AlGaIn (C/m2)
aGAN=3.189e-10 ;   % paramètre de maille (m) de GaN sans contrainte
aalGAN=(-0.077*m+3.189)*1e-10 ; % paramètre de maille (m) d'AlGaIn sans
e31=-0.11*m-0.49; % constant piézoélectrique d'AlGaIn (C/m2)
e33=0.73*m+0.73 ; % constant piézoélectrique d'AlGaIn (C/m2)
c13=5*m+103;      % constant élastique d'alGAN (GPa)
c33=-32*m+405;    % constant élastique d'alGAN (GPa)
```

```
ppzalGAN = 2*(e31 - e33*c13/c33) *(aGAN-aalGAN)/aalGAN ; % polarisation piézoélectrique d'AlGaIn sur GaN
sigma_plus=abs(pspalGAN)+abs(ppzalGAN)-abs(pspGAN) ; % densité de charge de polarisation (C/m2)
sigma_moins=-sigma_plus ; % densité de charge de polarisation (C/m2)
```

```
% les constants
```

```
d1= dbarriere + epsalGAN*dcap/epsGAN ;
d = 4*pi*0.22*me/h^2 ;
```

```

e1=(ec*vsat)/(mu_gas*ec-vsat) ;
d2=q^2*d*w*mu_gas*epsalga/(2*q^2*d*d1+epsalga) ;

%courant de drain en région linéaire
d3=vgs-vp;
alpha1 = d2*(rd^2 + 2*rs*rd) - (2*rs+rd)/e1 ;
alpha2 = lg + vds/e1 + 2*d2*(d3*(2*rs+rd) - vds*(rs+rd)) ;
alpha3 = d2*vds.^2 - 2*d2*d3*vds;

ids = (1000/(w*1e3))*(-alpha2 + (alpha2.^2 - 4*alpha1*alpha3).^0.5)/(2*alpha1); % (mA/mm)

%Idsat = ;
%Vdsat = ;
%ids(vds>vdsat)=idsat;

save('nomdufichier.mat','vds','ids')

figure
plot(vds,ids);
xlabel('Vds (V)')
ylabel('Ids (mA/mm)')

```

Annexe F

Paramètres de configuration de la simulation 1D Poisson

Pour le calcul des diagrammes de bande et la distribution spatiale du gaz 2D d'électrons des quatre échantillons L846.3, L846.4, L1300.3 et L1300.4 présentés **Figure IV-4**.

#L846.4

```
surface schottky=1 v1
GaN t=20
AlGaIn t=250 x=0.255 polarization=2.94e-6 GaN t=100
GaN t=500
substrate
```

```
fullyionized
v1 0
schrodingerstart=5
schrodingerstop=500
temp=300K
dy=1
```

#L846.3

```
surface schottky=1 v1
GaN t=20 Na=8.5e18*exp(-y/0.9)
AlGaIn t=250 x=0.255 polarization=2.94e-6 Na=1e18*exp(-y/1.2)+1.4e17*exp(-y/5)
GaN t=100
GaN t=500
substrate
```

```
fullyionized
v1 0
schrodingerstart=5
schrodingerstop=500
temp=300K
dy=1
```

#L1300.4

```
surface schottky=1 v1
GaN t=15
8{
    AlGaIn t=8 x=1 polarization=5.4e-6
```

```
    GaN  t=15          polarization=1.9e-6
}
AlGaN t=8   x=1      polarization=5.4e-6
GaN  t=100
AlGaN t=500 x=0.055
substrate
```

```
fullyionized
v1 0
schrodingerstart=5
schrodingerstop=1000
temp=300K
dy=1
```

#L1300.3

```
surface schottky=1  v1
GaN  t=15
8{
    AlGaN t=8   x=1      polarization=5.4e-6
    GaN  t=15          polarization=1.9e-6
}
AlGaN t=8   x=1      polarization=5.4e-6
GaN  t=100
AlGaN t=500 x=0.055
substrate
```

```
fullyionized
v1 0
schrodingerstart=5
schrodingerstop=1000
temp=300K
dy=1
```

```
implant donor dose=3.2e13 Rp=0 drp=10
```


Publication

Gulnar Dagher, Thi Dak Ha Nguyen, Nicolas Péré-Laperne, Jaime Mimila-Arroyo, Melania Lijadi, François Jomard, Christophe Dupuis, Nathalie Bardou, and Jean-Luc Pelouard, *"Electrical behavior of GaN-HEMT after fluoride plasma treatment"*. Phys. Status Solidi C 8, No. 7–8, 2416–2419 (2011).

Communication

Thi Dak Ha Nguyen et al., 13ème Journées Nano, Micro et Optoélectronique (2010), Les Issambres, France, (Poster)

Electrical behavior of GaN-HEMT after fluoride plasma treatment

Gulnar Dagher^{*1}, Thi Dak Ha Nguyen¹, Nicolas Péré-Laperne¹, Jaime Mimila-Arroyo², Melania Lijadi³, François Jomard⁴, Christophe Dupuis¹, Nathalie Bardou¹, and Jean-Luc Pelouard¹

¹ Laboratoire de Photonique et de Nanostructures, CNRS, Route de Nozay, 91460 Marcoussis, France

² Centro de Investigación y de Estudios Avanzados del IPN, Av. Instituto Politécnico Nacional No. 2508, Col. San Pedro Zacatenco, México D. F. CP 07360, Mexico

³ Picogiga International, Place Marcel Rebuffat, Parc de Villejust, 91971 Courtabouef Cedex, France

⁴ Groupe d'Etude de la Matière Condensée, CNRS, 1 Place Aristide Briand, 92195 Meudon Cedex, France

Received 17 September 2010, revised 21 December 2010, accepted 26 January 2011

Published online 20 May 2011

Keywords AlGaIn/GaN HEMTs, AlN/GaN super-lattice barrier, fluoride plasma treatment

* Corresponding author: e-mail gulnar.dagher@lpn.cnrs.fr, Phone: +33 169 636 231, Fax: +33 169 636 006

Effects of fluorine-based plasma treatment on the GaN-based HEMTs electrical properties have been investigated. Two structures have been studied and compared, one with AlGaIn alloy barrier and another one with AlN/GaN super-lattice (SL) barrier. Firstly a large positive threshold voltage (V_{th}) shift in the structure with

AlGaIn alloy barrier is observed. V_{th} shift is due to the incorporation of fluorine into the barrier. As a consequence the 2D-electron gas density is lower and V_{th} enlarges. Secondly a small negative V_{th} shift is obtained in the structure with an AlN/GaN SL barrier. It has been attributed to fluorine n-type doping in the SL barrier.

© 2011 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

1 Introduction GaN and related materials offer many advantages as high thermal conductivity, high thermal stability and large saturation velocity [1, 2]. From these characteristics, AlGaIn/GaN high electron mobility transistors (HEMTs) present several assets, such as high breakdown voltage, high saturation velocity [2, 3] and high current density due to high density of two-dimensional electron gas (2DEG) at the AlGaIn/GaN interface with sheet carrier concentrations on the order of 10^{13} cm^{-2} [1, 4]. Thus, the latter are good candidates for high-power and high-voltage DC applications as well as microwave frequencies applications.

In order to enlarge the use of AlGaIn/GaN HEMTs in the RF and digital circuit applications, both depletion-mode (D-mode) and enhancement-mode (E-mode) HEMTs are required [5]. Several methods have been developed to convert HEMTs from D-mode to E-mode, such as recessed-gate [6], or p-type doping of the AlGaIn cap [7]. p-type doping is very challenging in wide band gap semiconductors like AlN or GaN. Cai *et al.* [8] reported p-type doping in AlGaIn thanks to fluoride-based plasma treatment, which is currently used in the AlGaIn/GaN HEMT

fabrication process. It can shift the threshold voltage V_{th} from negative to positive values. Following references [6, 8, 9], we assume that the V_{th} shift is due to the incorporation of fluorine into the barrier as an acceptor. As a consequence the 2D electron gas density is lower and V_{th} enlarges.

In this paper, we present a study of the effect of fluoride-based plasma treatment on the GaN-HEMT's electrical properties. Two structures have been studied, one with AlGaIn alloy barrier and another one with AlN/GaN super-lattice (SL) barrier. In the first structure treated with fluoride based plasma, we are confirming the results obtained in reference [8]. On the other hand, in the second structure with the same treatment, V_{th} is decreasing to an even more negative value. This surprising behavior is described thanks to second-ion mass spectroscopy (SIMS), Hall measurements and compared to a set of simulations.

2 Experimental set-up The studied GaN-based HEMT structures were grown on 4-inch (111) silicon substrates using molecular beam epitaxy. The description of the two structures is summarized in Table 1. The structure

© 2011 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

with AlGa_N alloy barrier is labeled A and the one with AlN/GaN SL barrier is named B.

Table 1 Description of the two structures studied.

	Structure A	Structure B
Cap layer	2 nm GaN	1.5 nm GaN
Barrier	25 nm Al _{0.3} Ga _{0.7} N	8× $\left\{ \begin{array}{l} 0.5 - 1 \text{ nm AlN} \\ 1 - 2 \text{ nm GaN} \\ 0.5 - 1 \text{ nm AlN} \end{array} \right.$
Channel	10 nm GaN	10 nm GaN
Buffer layer	1.5 μm Al _{0.03} Ga _{0.97} N	1.5 μm Al _{0.03} Ga _{0.97} N
Substrate	(111) silicon	(111) silicon

For the first steps, the two samples were processed in the same way. The source and drain ohmic contacts are formed with Ti/Al/Ni/Au annealed at 750 °C followed by 300-nm device mesa formation using BCl₃/Cl₂/N₂ dry etching in an ICP-RIE reactor. The ohmic contact resistance is typically on the order of 1.5 Ω.mm for both structures.

Then, each sample was diced. Four pieces of samples were obtained named A1, A2, B1, and B2. Samples A2 and B2 were treated by SF₆ plasma in RIE reactor with the following conditions: 10 sccm SF₆, 30 W power and 30 mTorr pressure during 30 seconds. Samples A1 and B1 were not exposed to SF₆ plasma.

And to finish with, the gate electrode was formed with a Schottky barrier Ni/Au on the four samples.

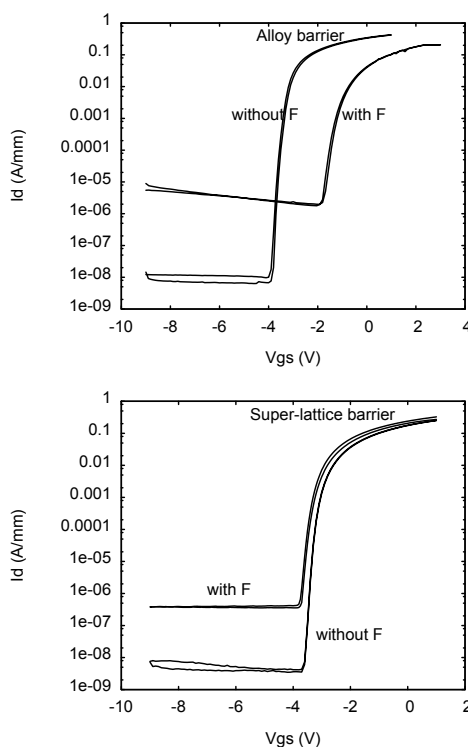


Figure 1 Transfer characteristics of HEMTs with and without fluorine plasma treatment of structures A and B.

The drain current of the four samples is plotted in Fig. 1. Without a plasma treatment, the threshold voltages (V_{th}) of samples A1 and B1 are -4.0 V and -3.7 V, respectively. With a plasma treatment, V_{th} of samples A2 and B2 are respectively -2.0V and -4.0V.

Firstly, a large V_{th} positive shift is observed in the structure A, from -4 V to -2 V, due to the incorporation of fluorine into the barrier. An increase of drain leakage current of two orders of magnitude, due to the damages caused by the plasma treatment is also observed. Moreover, a small decrease from 0.3 to 0.2 A/mm of the maximum drain current can be noticed.

Secondly, a small V_{th} negative shift is obtained in the structure B. An increase of drain leakage current due to the damages caused by the plasma treatment is also observed.

3 Analysis The fluorine distribution profile was measured by SIMS in order to assess the implantation of fluorine in the barriers of samples A2 and B2. Fluorine distribution profiles obtained by SIMS on the two samples are represented Fig. 2. The profile of F atoms is similar down to the channel in both samples. The concentration of F atoms is the highest near the surface and decreases by four orders of magnitude in the channel.

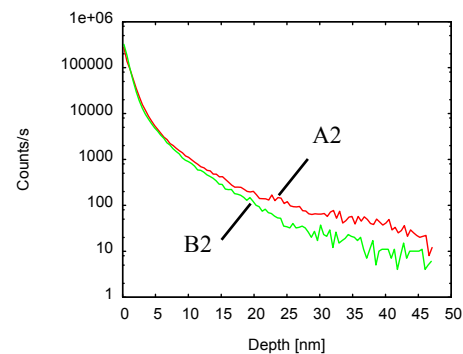


Figure 2 Fluorine distribution profiles obtained by SIMS on the samples treated by fluorine plasma, A2 in red and B2 in green. The interface barrier/channel is respectively located at depth 27 nm and 21 nm.

Room temperature Hall effect measurements were performed on the devices. A magnetic field is applied perpendicularly up to 0.33 T. The extracted electron mobilities μ_n and sheet density (n_s) of the four samples are given in Table 2. In both structures (A and B), fluorine plasma treatment leads to a decrease in the electron mobility due to the implantation of F impurities. Plasma treatment also has an effect on the sheet densities (n_s) of both structures. n_s decreases in the sample A (alloy), when a plasma treatment is performed whereas it increases in sample B (SL).

Table 2 Electron mobilities obtained by Hall measurements.

Sample	n_s Hall (cm ⁻²)	n_s Theory (cm ⁻²)	μ_n Hall (cm ² /V/s)
A1	7.8 10 ¹²	7.4 10 ¹²	1500
A2	4.8 10 ¹²	3.6 10 ¹²	1000
B1	6.9 10 ¹²	8.3 10 ¹²	1800
B2	9.1 10 ¹²	9.7 10 ¹²	1350

Based on these different observations, and as noticed previously, the threshold voltage is positively shifted in structure A and negatively shifted in structure B after fluorine plasma treatment. We assume *F* acts as acceptor and donor in structures A and B, respectively, given that the incorporation of fluorine is different in GaN and AlN [10] and thus in the two types of barriers. Depending on its incorporation in the matrix on interstitial or substitutional sites, especially on its incorporation conditions as the threshold temperature in the presence of fluorine gas or plasma, doping type can be both [10]. Thus, wide gap materials can be either *n*- or *p*-doped with *F* impurities.

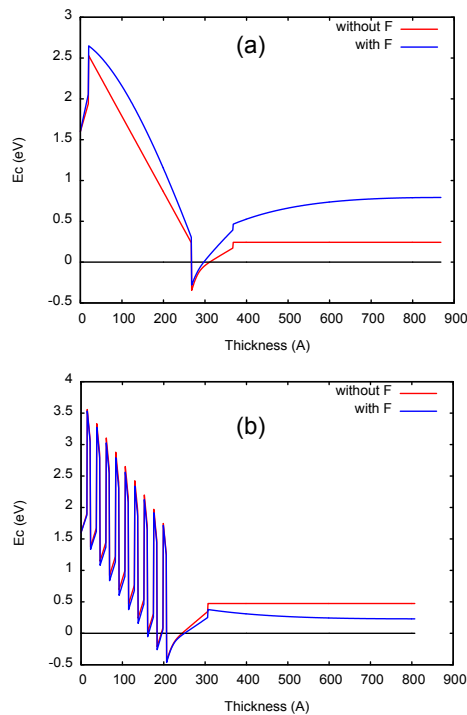


Figure 3 (a) and (b) Structure A's (B's) band diagram as a function of thickness of the heterojunction. Simulation of structures A1 and B1 are represented in blue, and A2 and B2 are represented in red.

4 Discussion We performed 1D Poisson Schrodinger simulations to assess our observations. Figures 3(a) and (b) represent the band diagrams of structures A and B, respectively with and without fluorine plasma treatment. Material

parameters for *GaN*, *AlN* and *AlGaN* are extracted from reference [11]. Concerning the SL, a modulation in *Al* concentration is taken into account [12]. Sheet densities (n_s) have been evaluated in both structures as a function of thickness in the growth direction. Both structures are capped with *GaN*, Schottky barrier energy height is taken $\Phi_B = 1.6$ eV. *F*-doping is taken into account in these figures for the SF₆ treated samples (A2 and B2).

Based on calculations of the sheet densities (n_s), V_{th} s are evaluated [8]. First, concerning samples A1 and B1 (no SF₆ treatment), the threshold voltages are $V_{th}^{A1} = -4.3$ V and $V_{th}^{B1} = -3.6$ V, respectively, in a good accordance with experimental data. Second, concerning samples A2 and B2 (with SF₆ treatment), *F*-doping has been integrated to our model in both structures. In sample A2, fluorine has been introduced as acceptors with a concentration of 0.9×10^{19} cm⁻³. The electron density n_s^{A2} and the threshold voltage V_{th}^{A2} are found to be respectively equal to 3.6×10^{12} cm⁻² (Table 2) and -2 V. As a consequence, according to our simulations, the positive shift is attributed to the acceptor role of the *F*-impurities. On the other hand, in sample B2, according to experimental data, *F* impurities have to be introduced as donors with a concentration equal to 0.3×10^{19} cm⁻³. In this case, $n_s^{B2} = 9.7 \times 10^{12}$ cm⁻² (Table 2) and $V_{th}^{B2} = -4.3$ V. A negative shift is put in evidence using *F* impurities as donors, in a good accordance with electrical characteristics and n_s from Hall measurements.

As a conclusion, fluorine plasma treatment has been described in two HEMT structures, first in an AlGa_xN alloy barrier, then in an AlN/GaN SL barrier. Comparing two samples, with and without a SF₆ plasma treatment, the alloy structure presents a positive shift of the threshold voltage due to *p*-type doping in the barrier, whereas using the same experimental procedure, the SL structure presents a negative shift of V_{th} due to *n*-type doping in the SL barrier.

Acknowledgements The authors would like to acknowledge F. Pardo and S. Vassant for the Hall measurement set-up.

References

- [1] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger, and J. Hilsenbeck, *J. Appl. Phys.* **85**, 3222 (1999).
- [2] G. Martinez-Criado, A. Cros, A. Cantarero, O. Ambacher, C. R. Miskys, R. Dimitrov, M. Stutzmann, J. Smart, and J. R. Shealy, *J. Appl. Phys.* **90**, 4735 (2001).
- [3] K. Kaifu, J. Mita, M. Ito, Y. Sano, H. Ishikawa, and T. Egawa, *ECS Trans.* **1**, 259 (2005).
- [4] L. Wang, F. M. Mohammed, and I. Adesida, *J. Appl. Phys.* **101**, 013702 (2007).
- [5] M. Micovic, T. Tsen, M. Hu, P. Hashimoto, P. J. Willadsen, I. Milosavljevic, A. Schmitz, M. Antcliffe, D. Zhender, J. S. Moon, W. S. Wong, and D. Chow, *Electron. Lett.* **41**, 1081 (2005).

- [6] W. B. Lanford, T. Tanaka, Y. Otoki, and I. Adesida, *Electron. Lett.* **41**, 449 (2005).
- [7] Y. Uemoto, M. Hikita, H. Ueno, H. Matsuo, H. Ishida, M. Yanagihara, T. Ueda, T. Tanaka, and D. Ueda, *IEEE Trans. Electron Devices* **54**, 3393 (2007).
- [8] Y. Cai, Y. Zhou, K. M. Lau, and K. J. Chen, *IEEE Trans. Electron Devices* **53**, 2207 (2006).
- [9] A. Endoh, Y. Yamashita, K. Ikeda, M. Higashiwaki, K. Hikosaka, T. Matsui, S. Hiyamisu, and T. Mimura, *Jpn. J. Appl. Phys.* **43**, 2255 (2004).
- [10] A. Janotti, E. Snow, and C. G. Van de Walle, *Appl. Phys. Lett.* **95**, 172109 (2009).
- [11] I. Vurgaftmana, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, *Appl. Phys. Rev.* **89**, 5815 (2001).
- [12] M. Tchernycheva, L. Nevou, L. Doyennette, F. H. Julien, E. Warde, F. Guillot, E. Monroy, E. Bellet-Amalric, T. Remele, and M. Albrecht, *Phys. Rev. B* **73**, 125347 (2006).

