



HAL
open science

Reprise de croissance MOVPE des contacts ohmiques pour des dispositifs de type HEMT à base de GaN

Charles Pitaval

► **To cite this version:**

Charles Pitaval. Reprise de croissance MOVPE des contacts ohmiques pour des dispositifs de type HEMT à base de GaN. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université de Lille, 2023. Français. NNT : 2023ULILN020 . tel-04484920

HAL Id: tel-04484920

<https://theses.hal.science/tel-04484920v1>

Submitted on 1 Mar 2024

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



Thèse présentée en vue de l'obtention du grade de docteur
de l'Université de Lille

École doctorale des Sciences de l'Ingénierie et des Systèmes (ENGSYS-632)

Discipline : Micro et Nanotechnologies, Acoustique et Télécommunications (MNTAT)

Date de soutenance : 11/07/2023

Reprise de croissance MOVPE des contacts ohmiques pour des dispositifs de type HEMT à base de GaN

Par

Charles PITAVAL

Membre du jury :

Frédéric ANIEL	C2N - Professeur de l'Université Paris-Sud	Président du jury
Isabelle SAGNES	C2N – Directrice de recherche	Rapporteur
Jean-Michel NEBUS	XLIM - Professeur de l'Université de Limoges	Rapporteur
Valéria DI GIACOMO	UMS - Docteure	Examinatrice
Mohammed ZAKNOUNE	IEMN - Directeur de recherche	Examinateur
Christophe GAQUIERE	IEMN - Professeur de l'Université de Lille	Directeur de thèse
Nicolas DEFRANCE	IEMN - Maitre de conférences	Encadrant
Nicolas MICHEL	III-V Lab (Thales) - Docteur	Encadrant
Marie LESECQ	IEMN - Maitre de conférences	Invitée
Cédric Lacam	III-V Lab (Thales) - Docteur	Invité

Remerciements

Cette thèse a été réalisée avec le laboratoire III-V Lab dans l'équipe GaN coordonnée par Sylvain Delage et avec le laboratoire IEMN dans le groupe PUISSANCE dirigée par Marie Leseq. Mes remerciements reviennent à eux de m'avoir accueilli dans leur équipe respective.

Mon travail de thèse s'est principalement déroulé au III-V Lab et pour cela je remercie Jean-Pierre Hamaide et Jean-René Bois, directeur et directeur successif du III-V Lab, pour leur accueil. Je remercie également Pascal Nouchi, administratrice Thales du laboratoire, pour l'intérêt porté à mes travaux.

Je tiens à adresser mes sincères remerciements à Isabelle Sagnes et Jean-Michel Nebus d'avoir accepté d'être rapporteur de ce mémoire de thèse en dépit des difficultés liées au temps. Je remercie également Valéria Di Giacomo, Frédéric Aniel et Mohammed Zaknoute d'avoir participer au jury de thèse en tant qu'examineur et pour les échanges que nous avons eu au cours de la soutenance de thèse.

La direction de cette thèse a été assurée par Christophe Gaquière, co-fondateur de l'entreprise MC2-technologies et professeur de l'université de Lille. Je le remercie de m'avoir accordé sa confiance pour mener à bien ce travail et pour son soutien dans la gestion administrative de la fin de thèse. Je remercie également Nicolas Defrance, maître de conférence à l'université de Lille, pour avoir codirigé ce travail et pour avoir apporté son soutien lors des mesures hyperfréquences.

Je souhaite exprimer ma reconnaissance envers Olivier Patard, ancien responsable de l'équipe « Techno GaN », pour son encadrement et le suivi de mon travail, même après son changement de poste au cours de ma première année de thèse. Mes remerciements s'adressent également à Nicolas Michel, qui a pris la relève du travail d'Olivier tout en supervisant l'avancement de mes recherches. Cette tâche, combinée à la gestion de l'ensemble des projets du laboratoire, représentait un véritable défi. Je le remercie aussi pour ses encouragements et pour sa précieuse aide lors de la conception du masque REGAIN.

Je remercie évidemment Cédric Lacam, ingénieur de recherche en épitaxie GaN, qui a suivi et encadré mon travail de recherche mais qui m'a aussi initié à l'épitaxie MOVPE sur le réacteur CCS. Le partage de notre bureau était la clé d'une bonne réussite, nous permettant non seulement d'échanger nos idées et de nous challenger mutuellement, mais aussi de partager les dernières anecdotes de Koh Lanta.

La dernière année de ma thèse a été particulièrement chargée, comme c'est souvent le cas pour toutes les thèses, entre la rédaction du manuscrit et la poursuite des travaux pour obtenir les derniers et meilleurs résultats. Heureusement, de nombreuses personnes ont été là pour me soutenir tout au long de cette période exigeante. Je pense bien sûr à Sébastien Alouranda, Ingénieur de recherche, et Jorge Pereira, Technicien de salle blanche, que je remercie pour leur précieuse contribution à la fabrication des transistors dont j'avais un besoin crucial pour ma fin de thèse. De même, je remercie chaleureusement Laurent Teisseire et Mourad Oualli pour leur aide dans l'analyse

des transistors en régime statique. Au-delà de ces mentions spéciales, je tiens à exprimer ma reconnaissance envers l'ensemble de l'équipe GaN pour les échanges fructueux que nous avons eus et les précieux conseils dont vous m'avez fait bénéficier.

Je remercie également Yassine Fouzi, doctorant du groupe PUISSANCE à l'IEMN, pour avoir réalisé les analyses en régime petit signal des transistors sur un court délai.

Je souhaite remercier toutes les personnes que j'ai côtoyées en épitaxie pour leur partage de connaissance et leur bonne humeur : Arnaud Wilk, Olivier Delorme, Gabin Grégoire, Théo Sabardeil, Claire Besançon, Nicolas Vaissière, Jean Decobert, Antoine Elias et une pensée particulière à Quentin Hochart qui s'apprête à soutenir sa thèse.

Un grand merci à Nadia El Bondry pour son travail de recherche qui m'a grandement aidé. Je te suis également reconnaissant d'avoir spécialement choisi de revenir au III-V Lab pour m'aider à terminer ma thèse. En revanche, sauf lorsque tu essayais de me montrer que j'avais tort ou de m'empêcher de rédiger, bien sûr !

Je remercie les collègues de Nokia avec qui j'ai partagé presque tous mes déjeuners, ainsi que des moments d'échanges autour du baby-foot et en salle blanche : Colin Mismar, Hervé Bertin, Virginie Nodjiadjim, Nil Davy. Je vous remercie également pour votre soutien et pour m'avoir rappelé que j'avais une thèse à rédiger !

La réalisation d'une thèse requiert une grande dose de motivation, et Antoine Bobin, technicien de salle blanche chez Nokia, a toujours su m'en fournir lorsque j'en avais besoin pour aller encore plus loin. Je te suis reconnaissant pour les moments que nous avons partagés au bureau et en salle blanche, à discuter de tout sauf de la thèse. Je te remercie aussi pour les sorties à 16h qui m'ont permis de m'évader de mon bureau pendant la rédaction.

Je tiens à remercier Audrey Romain pour m'avoir accompagné durant les moments les plus difficiles de ma thèse. Ses encouragements constants et sa présence à mes côtés ont été d'un grand réconfort. Tu as su me remonter le moral et me rappeler qu'il y a une fin à tout ce travail. Merci !

Un remerciement particulier à Léonard Desvignes, colocataire, ami et compagnon de galère. Nous avons partagé nos moments les plus difficiles pendant nos thèses, mais nous les avons tous surmontés. Nous pouvons enfin quitter notre grotte et revenir à une vie plus saine.

Enfin je remercie ma famille et mes amis pour votre soutien au cours de ces trois longues années.

Résumé

Les transistors à haute mobilité électronique utilisés dans le domaine des hyperfréquences nécessitent une réduction constante de leurs dimensions et de l'optimisation de leurs caractéristiques électriques. Pour répondre à cette exigence, la reprise de croissance de GaN fortement dopé en silicium est appliquée sous les métaux de contacts ohmiques. Cette technique, nommée SAG (Selective Area Growth) permet de réduire les résistances de source et de drain en améliorant à la fois la résistance de contact et le contrôle des dimensions. Nous nous intéressons dans cette étude à l'application de la SAG par épitaxie en phase vapeur sur une structure HEMT InAlGa_n/AlN/GaN. La barrière quaternaire en accord de maille avec le GaN permet d'obtenir une densité de porteur à $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ dans le gaz d'électron bidimensionnel. Toutefois, une telle hétérostructure nécessite que la reprise de croissance soit réalisée à des températures inférieures à 850 °C de sorte à ne pas dégrader le gaz d'électron bidimensionnel en raison de la volatilité de l'indium. Cette thèse expérimentale vise à étudier le dopage du GaN et la SAG en respectant cette condition. Les objectifs physiques et électriques sont définis en amont de chaque étude ce qui nous a permis d'atteindre un haut niveau de dopage l'ordre de $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et une reprise de croissance hautement sélective, homogène et reproductible à 850 °C. Nous avons ensuite appliqué ces résultats à la fabrication des contacts ohmiques et une résistance de contact $R_c = 0,06 \text{ } \Omega \cdot \text{mm}$ à l'état de l'art est extraite sur une hétérostructure sur SiC. L'étude des performances des transistors montre une nette amélioration de la transconductance jusqu'à $914 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$ engendrant des fréquences de coupures mesurées à $f_t = 92 \text{ GHz}$ et $f_{\text{max}} = 190 \text{ GHz}$ sur un transistor $2 \times 50 \text{ } \mu\text{m}$ et $L_g = 100 \text{ nm}$. Nous démontrons ainsi le développement d'une technologie de rupture qui peut être intégrée dans le procédé de fabrication actuel.

Abstract

High electron mobility transistors used in the microwave field require a constant reduction of their dimensions and the optimization of their electrical characteristics. To meet this requirement, the regrowth of highly silicon-doped GaN is applied under the ohmic contact metals. This technique, called SAG (Selective Area Growth), allows the reduction of source and drain resistances by improving both contact resistance and size control. In this study, we focus on the application of SAG by vapor phase epitaxy on an InAlGa_N/AlN/GaN HEMT structure. The quaternary barrier in lattice agreement with GaN enables to achieve a carrier density at $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ in the two-dimensional electron gas. However, such a heterostructure requires that the regrowth is performed at temperatures below 850 °C so as not to degrade the two-dimensional electron gas due to the volatility of indium. This experimental thesis aims to study the doping of GaN and SAG under this condition. The physical and electrical objectives are defined before each study, which allowed us to achieve a high doping level on the order of $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ and a highly selective, homogeneous and reproducible regrowth at 850 °C. We then applied these results to the fabrication of ohmic contacts and a state-of-the-art contact resistance $R_c = 0.06 \text{ } \Omega \cdot \text{mm}$ is extracted on a heterostructure on SiC. The investigation of transistor performances shows a clear improvement of the transconductance up to $914 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$ generating cut-off frequencies measured at $f_t = 92 \text{ GHz}$ and $f_{\text{max}} = 190 \text{ GHz}$ on a $2 \times 50 \text{ } \mu\text{m}$ transistor and $L_g = 100 \text{ nm}$. Therefore, we present the development of a breakthrough technology that can be implemented within the current manufacturing process.

Sommaire

SOMMAIRE	IX
INTRODUCTION.....	XIII
CHAPITRE 1 - MATERIAUX III-N POUR LES HEMT ET PRESENTATION DES CONTACTS OHMIQUES	2
I. DESCRIPTION DES NITRURES ET DOPAGE.....	2
1. Structures cristallines.....	2
2. Structures de bande des III-N.....	4
3. Propriétés de transport.....	6
4. Dopage non-intentionnel et intentionnel	7
5. Effets de polarisation	10
i. Polarisation spontanée.....	10
ii. Polarisation piézoélectrique.....	11
II. HETEROJONCTION DES HEMT	12
1. Formation du puits de potentiel et origine du 2DEG	12
2. Hétérostructures.....	14
3. Fonctionnement et caractérisation du HEMT.....	17
i. Caractérisation en régime statique	18
ii. Caractérisation en régime fréquentielle.....	19
III. LES CONTACTS OHMIQUES DES HEMTS, UN ETAT DE L'ART	21
1. Contact métal/semiconducteur.....	21
2. Fabrication classique des contacts ohmiques.....	22
i. Les métaux des contacts ohmiques.....	22
ii. Recuit et formation des alliages	23
3. Résistances des contacts actuelles et réduction du budget thermique	23
4. État de l'art de la reprise de croissance des contacts ohmiques.....	25
CONCLUSION DU CHAPITRE 1	29
CHAPITRE 2 - CROISSANCE MOVPE DE GaN FORTEMENT DOPEE EN SILICIUM	30
I. TECHNIQUE DE CROISSANCE EN PHASE VAPEUR ET CARACTERISATIONS	30
1. Principe de l'épitaxie en phase vapeur	30
2. Réacteur d'épitaxie: Close-Coupled Showerhead	32
i. Chambre de croissance	33
ii. Panneau de gaz	35
iii. Système de vide et d'évacuation.....	35
3. Caractérisations in-situ : vitesse de croissance, température et déformation/contraintes.....	35
i. Mesure de réflectance et de pyrométrie : EpiTT.....	36
ii. Mesure de la déformation du substrat : EpiCurve	37
4. Mesures Van der Pauw et effet Hall : caractérisation électrique et physique	38
5. Courant de Foucault : cartographie de la résistance de feuille.....	39
6. Interférométrie en lumière blanche : mesure de l'épaisseur totale.....	40
II. DEFINITIONS DES OBJECTIFS POUR LA RESISTANCE DE CONTACT.....	41
1. Résistances en série	41
2. Niveaux de dopage	43
3. Dimensions du contact ohmique	45
III. OPTIMISATION DU DOPAGE A 850 °C	47
1. Température de croissance.....	47
2. Pression de croissance	48
3. Débit de TMGa.....	49
4. Couches de GaN fortement dopées à 850 °C.....	50
i. Etude de l'impact du débit de silane	52
ii. Etude de l'impact du débit de TMGa.....	53

iii.	Etude du gaz porteur	54
iv.	Etude de l'épaisseur de reprise de croissance.....	55
v.	Injection d'indium en tant que surfactant.....	56
	CONCLUSION DU CHAPITRE 2	57
CHAPITRE 3 - REPRISE DE CROISSANCE SELECTIVE OPTIMISEE A 850 °C POUR LES CONTACTS OHMIQUES .		60
I.	CROISSANCE SELECTIVE, GEOMETRIE DE MASQUE ET STRUCTURATION	60
1.	<i>Principe de la SAG</i>	60
2.	<i>Géométries de masques</i>	62
i.	Masque POWERGAN	63
ii.	Masque POWERGAN V2	64
iii.	Masque REGAIN	65
3.	<i>Structuration des échantillons</i>	67
II.	VERS L'OPTIMISATION DE LA SAG A 850 °C	70
1.	<i>Impact de la température</i>	70
i.	Etude de la reprise de croissance : motif TR_K	71
ii.	Etude de la reprise de croissance : motif TR_E.....	74
2.	<i>Impact du taux d'ouverture à 53 %</i>	76
3.	<i>Reprise de croissance sélective à 850 °C</i>	78
4.	<i>Impact du gaz porteur</i>	80
5.	<i>Impact de la pression</i>	85
6.	<i>Impact du taux d'ouverture à 80 %</i>	88
	CONCLUSION DU CHAPITRE 3	90
CHAPITRE 4 - TRANSISTORS AVEC REPRISE DE CROISSANCE DES CONTACTS OHMIQUES.....		92
I.	PROCEDE TECHNOLOGIQUE ET TECHNIQUE DE CARACTERISATION	92
1.	<i>Procédé de fabrication des transistors avec reprise de croissance</i>	92
i.	Marques d'alignement	93
ii.	Retrait du masque diélectrique	93
iii.	Dépôt des métaux des contacts ohmiques	94
iv.	Isolation des composants.....	94
v.	Dépôt du métal de grille.....	95
vi.	Passivation.....	95
vii.	Ouverture passivation	96
viii.	Interconnexion	96
2.	<i>Caractérisation des contacts ohmiques</i>	96
II.	CONTACTS OHMIQUES AVEC REPRISE DE CROISSANCE SUR SAPHIR	99
1.	<i>Résistances de contact : POWERGAN V2</i>	99
i.	Comparaison d'épaisseur entre différents motifs	101
ii.	Dislocations	102
iii.	Interface n-GaN/2DEG.....	103
2.	<i>Résistances de contact : REGAIN</i>	106
i.	Résistance de contact et résistance de feuille.....	108
ii.	Résistances en série	110
iii.	Conclusion des résultats sur saphir	112
III.	ETUDES DES HEMTs AVEC REPRISE DE CROISSANCE SUR SiC.....	113
1.	<i>Contacts ohmiques recrût sur SiC</i>	113
i.	Résistance de contact et résistance de feuille.....	115
ii.	Résistances en série	117
2.	<i>Mesures statiques I-V</i>	119
i.	Courant I_{dss} ($V_{gs} = 0V$, $V_{ds} = 10V$) et $I_{dss,plus}$ ($V_{gs} = +1V$, $V_{ds} = 10V$)	120
ii.	Transconductance maximale $g_{m,max}$ ($V_{ds} = 10V$).....	120
iii.	Tension de pincement : V_p ($1\%I_{dss}$; $V_{ds} = 10V$)	121
iv.	Courants de fuites : $I_{d,leak}$ ($V_{gs} = -7V$; $V_{ds} = 10V$) et $I_{g,leak}$ ($V_{gs} = -7V$; $V_{ds} = 10V$)	121
3.	<i>Mesures en régime impulsionnel</i>	122
i.	Principe.....	122

ii. Transistors étudiés	123
iii. Résultats de mesure : régime impulsionnel	124
4. <i>Mesures des fréquences de coupure caractéristiques</i>	125
i. Gains de courant et de puissance.....	125
ii. Etudes des gains et extraction des fréquences de coupure	127
5. <i>Mesures Load-Pull</i>	130
CONCLUSION DU CHAPITRE 4	132
CONCLUSION DU MANUSCRIT DE THESE ET PERSPECTIVES	134
ANNEXE 1 - DECAPAGE	139
ANNEXE 2 – ETUDES STATIQUES DES TRANSISTORS A DEUX DOIGTS DE GRILLE	141
BIBLIOGRAPHIE	143

Introduction

L'investissement militaire et civil dans le domaine des radars et des radiocommunications augmente régulièrement pour le développement de systèmes puissants et rapides. Cette croissance de l'investissement profite notamment au secteur des télécommunications qui a connu un essor majeur sur les 30 dernières années. De plus, avec le lancement du Newspace (nouvelles entreprises du spatiales) dont SpaceX fait partie, les réseaux satellitaires se développent à une allure incroyable. Les communications satellitaires seront possiblement un acteur majeur du développement des prochaines sociétés.

Les circuits intégrés MMIC (*Monolithic Microwave Integrated Circuit*) sont à la base des systèmes d'amplification dans le domaine des micro-ondes et des radiofréquences. Leur compacité et leur faible poids sont avantageux pour des applications de pointe ou de grande consommation. Le MMIC regroupe sur une même puce plusieurs étages d'amplification, eux-mêmes composés de transistors individuels (Figure i.1). Les MMICs sont intégrés, par exemple dans les modules d'émission radar embarqués dans les radars à balayage électronique des systèmes de défense aérienne modernes. C'est donc la performance du transistor individuel, y compris de faibles résistances d'accès, qui va contribuer en grande partie aux performances du circuit. Les hautes fréquences associées aux grandes densités de puissance sont nécessaires pour la détection précise de petits objets tels que des drones. Par ailleurs, le développement des voitures intelligentes requiert une portée accrue afin d'assurer la détection d'obstacles sur le trajet, ce qui est réalisable autour de 77 GHz.

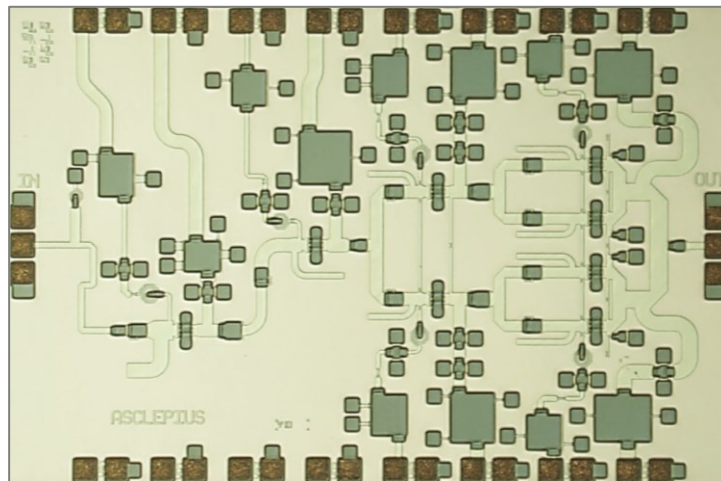


Figure i.1. Amplificateur MMIC GaN en bande V. On distingue les 4 étages d'amplification à 1, 1, 2 et 4 transistors multidoigts. Taille de la puce : $3.83 \times 2.5 \text{ mm}^2$. (Bousslama et al., conférence à venir : European Microwave Week 2023)

Les matériaux à large bande interdite permettent de répondre au cahier des charges. Le nitrure de gallium (GaN) présente une haute mobilité électronique et une bonne conductivité thermique. Pour ces raisons, ce matériau est principalement utilisé pour les applications à très haute fréquence et densité de puissance représentées sur le graphique ci-dessous, notamment les radars dans le domaine du militaire et de la défense.

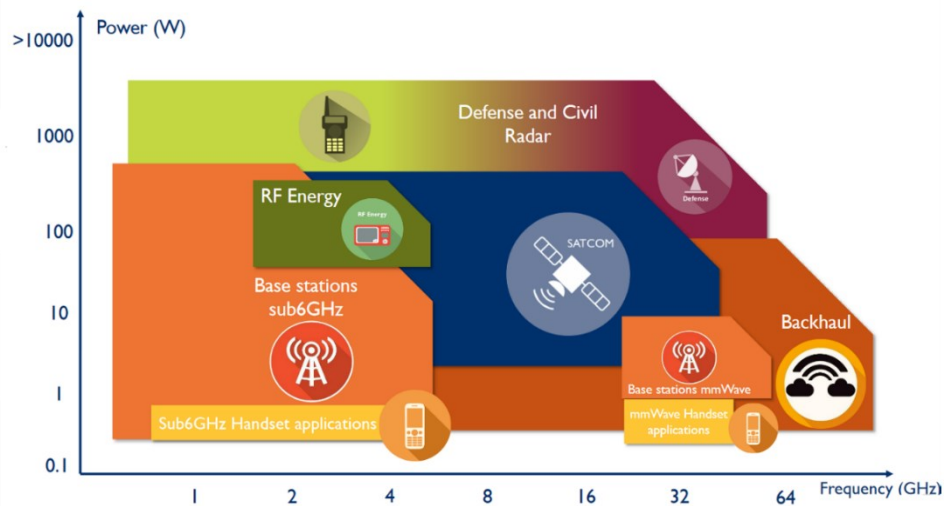


Figure i.2. Besoins en fréquence et puissance par applications. [1]

Le III-V Lab développe des transistors à haute mobilité électronique (HEMT, *High Electron Mobility Transistor*) à base de GaN pour l'une de ses maisons mères : THALES. Les composants, que le laboratoire propose, performant actuellement dans la bande Ka (30 GHz) et il souhaite augmenter la fréquence opérationnelle afin de répondre à la demande du marché. Cette thèse s'intéresse à la réduction des résistances d'accès du transistor, un paramètre participant aux performances RF. La Figure i.3 est un transistor HEMT conçu pour fonctionner à 30 GHz vu au microscope électronique à balayage (MEB). La distance source-drain est de l'ordre de 2,5 μm et cette dernière est appelée à diminuer dans les prochaines générations de composants fonctionnant vers 70 GHz et plus. Dans ces conditions, un contrôle dimensionnel précis de l'espace défini par les contacts ohmiques de source et de drain sera nécessaire, puisque les étapes suivantes de définition de la grille du transistor doivent être ensuite pratiquées dans un espace de plus en plus réduit.

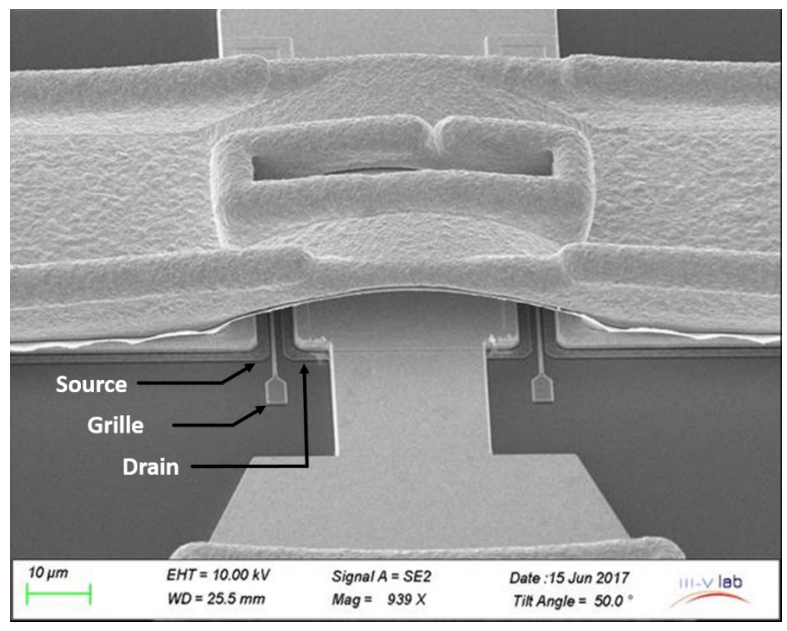


Figure i.3. Image MEB d'un transistor HEMT à deux grilles.

L'obstacle rencontré est la diffusion latérale des métaux de contacts ohmiques lors de l'étape de recuit. Une solution déjà employée par plusieurs équipes est la reprise de croissance sélective de nitrure fortement dopé sous les contacts ohmiques. L'étude menée ici traite de la reprise de croissance sélective en phase vapeur à relativement basse température pour être intégrée au procédé de fabrication actuel du laboratoire. Par ailleurs, comme nous le verrons dans la suite de ce manuscrit de thèse, le fort dopage de la couche de GaN dopé est favorable à une diminution de la résistance des contacts ohmiques, ce qui réduit d'autant la résistance d'accès du composant et contribue à augmenter sa fréquence de fonctionnement. L'espace source-drain entre deux contacts recuits est observé au MEB dans la Figure i.4 où la grille est aussi présente. On voit qu'avec des contacts recuits, aussi bien sur InAlGaN que sur AlN, la définition des zones de contacts ohmiques n'est pas parfaite, ce qui finirait à terme par limiter les dimensions des composants dont la miniaturisation est constamment requise pour la montée en fréquence.

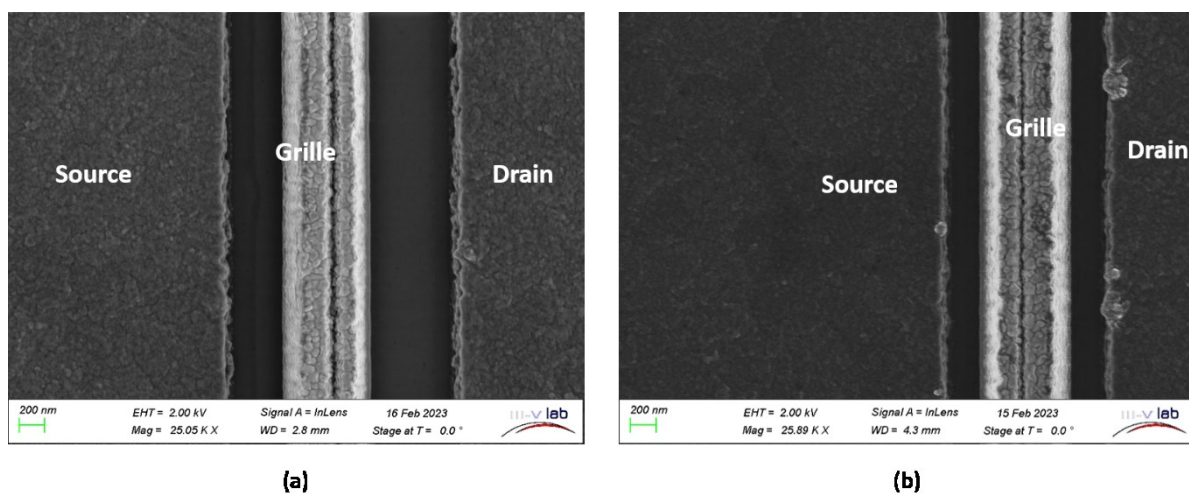


Figure i.4. *Contacts ohmiques alliés et métal de grille dans une espace source-drain de (a) 2 μm et (b) 1,3 μm .*

Le chapitre 1 présente les matériaux III-N et leurs avantages pour les applications hyperfréquences. Une description des HEMTs est ensuite donnée, comprenant notamment une discussion sur l'origine du canal de conduction. Les deux types d'hétérostructures utilisées durant cette thèse, l'une sur un substrat saphir et l'autre sur SiC, sont abordées. Puis, le fonctionnement des HEMTs et les paramètres physiques déterminants pour notre étude sont décrits afin de mettre en avant l'intérêt de réduire les résistances d'accès du transistor. Le chapitre termine sur la définition du contact ohmique et ses axes d'améliorations dans l'état de l'art.

Le deuxième chapitre traite de la croissance de nitrure fortement dopé en silicium. Dans un premier temps, le principe d'épitaxie en phase vapeur est présenté suivi de la description des équipements de croissance et de caractérisation utilisés. Dans un deuxième temps, une discussion est proposée sur les objectifs physiques et électriques du niveau de dopage du semiconducteur en vue de clarifier les possibilités d'applications aux contacts ohmiques. Enfin dans un troisième temps, les paramètres de croissances en phase vapeur permettant d'atteindre ces objectifs sont étudiés lors de croissances sur des échantillons non structurés.

Le chapitre 3 a pour objectif d'étudier les différents paramètres pour l'optimisation de la reprise de croissance sélective dans le but de l'appliquer aux contacts ohmiques à 850 °C. Le principe de reprise de croissance sélective y est présenté. Puis, le procédé de structuration des échantillons ainsi que les masques de reprise de croissance sont décrits. Ces derniers se différencient par leur taux d'ouverture, un paramètre important dans la reprise de croissance sélective. Pour finir, une grande partie est consacrée à l'étude paramétrique de la reprise de croissance sur les critères de sélectivité, de vitesse de croissance et d'homogénéité.

Le dernier chapitre est la mise en application des résultats obtenus dans les chapitres précédents pour l'extraction des résistances de contacts ohmiques. Le procédé de fabrication est présenté suivi de la technique de caractérisation des contacts. Une première étude sur des échantillons sur saphir est réalisée de sorte à montrer la faisabilité de la reprise de croissance. Puis, une application à un échantillon sur SiC permet d'étudier les performances des HEMTs avec une reprise de croissance sous les contacts ohmiques.

Chapitre 1 - Matériaux III-N pour les HEMT et présentation des contacts ohmiques

Ce premier chapitre présente les HEMTs à base de nitrures et l'intérêt d'optimiser les contacts ohmiques. Dans un premier temps, les caractéristiques physiques et électriques des semiconducteurs III-N sont évoquées, notamment le phénomène de polarisation spontanée et piézoélectrique des nitrures. Une description du dopage du GaN est aussi proposée. La deuxième partie décrit l'origine du gaz d'électron bidimensionnel présent dans les transistors à effet de champ de type HEMT à base de nitrure. Les performances RF sont abordées ce qui permet de mettre en évidence certains axes d'amélioration. Enfin la troisième partie regroupe l'état de l'art sur la réduction du budget thermique des HEMT et l'état de l'art sur la reprise de croissance des contacts ohmiques.

I. Description des nitrures et dopage

1. Structures cristallines

Les semiconducteurs III-V sont composés d'un élément de la colonne III et V de la table de Mendeleïev. Les nitrures III-N tels que le nitrure de gallium (GaN), le nitrure d'indium (InN) et le nitrure d'aluminium (AlN) font partie de ce groupe. Ces matériaux peuvent être obtenus selon trois structures cristallines différentes, qui dépendent des conditions de croissance ainsi que du substrat choisi. En effet, la structure sel-gemme (phase γ) peut être synthétisée uniquement à forte pression de sorte à réduire la dimension de la maille et par la même occasion de favoriser les interactions ioniques. La transition de phase pour la structure sel-gemme a pu être observée à 52,2 GPa pour le GaN.[2] La structure blende de zinc (phase β) du GaN a été synthétisée sur des substrats tel que le silicium, le SiC, le GaAs et plus récemment la muscovite.[3] La troisième structure cristalline nommée wurtzite (phase α) est la plus stable thermodynamiquement, ce qui fait du GaN-wz un matériau de choix pour les composants électroniques et optoélectroniques. La Figure 1.1.a présente schématiquement la structure cristalline wurtzite des nitrures III-N.

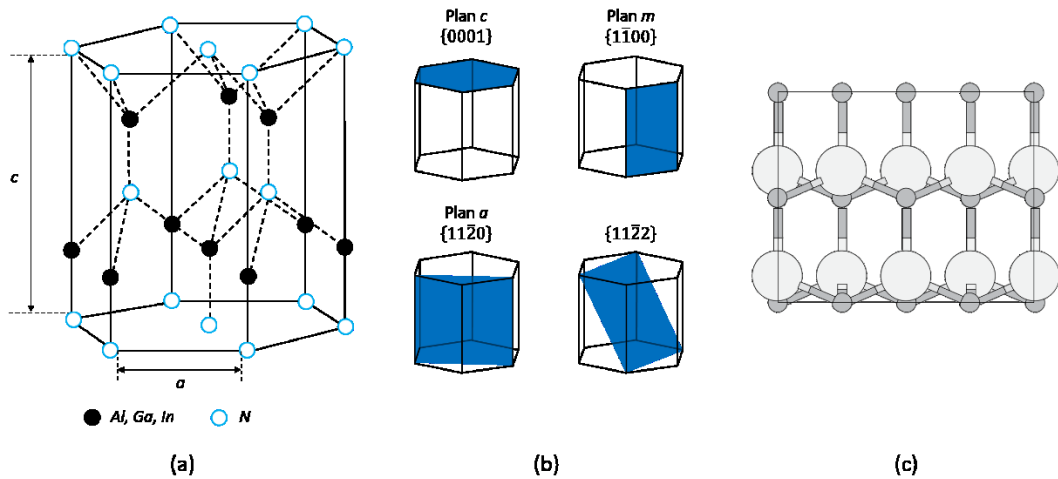


Figure 1.1. (a) Structure cristalline wurtzite des semiconducteurs III-N et paramètres de maille a et c . (b) Plans polaires, semi-polaires et non-polaires de la structure wurtzite du GaN. (c) Représentation en boule d'une coupe du plan $(11\bar{2}0)$ de la structure wurtzite.

La structure wurtzite présente une maille élémentaire hexagonale définie par deux paramètres a et c dont les valeurs sont reportées dans le Tableau 1.1 pour chaque matériau III-N. Les atomes de l'élément III sont localisés au centre d'un tétraèdre dont les sommets sont composés d'atomes d'azote. De même, chaque atome d'azote se trouve au centre d'un tétraèdre d'atomes de métal. Les liaisons entre les atomes sont partiellement ioniques et partiellement covalentes, elles sont définies par la longueur u . La structure wurtzite idéale possède une distance u entre atome de 0,375 Å et un ratio de c/a de 1,633. L'empilement des plans atomiques de la structure wurtzite suit l'ordre ABABAB sur l'axe de croissance c [0001] où les lettres A et B représentent chacune un élément III ou N. Cet empilement ne permet pas à la structure wurtzite d'être symétrique le long de l'axe c comme nous le montre la Figure 1.1.c. On différencie l'empilement dit face métallique de celui face N lorsque la liaison III-N le long de l'axe de croissance se fait du métal vers l'azote. Le plan de croissance c (0001) est le plan polaire de la structure wurtzite. Les plans m ($1\bar{1}00$) et a ($11\bar{2}0$) parallèles à l'axe c sont non polaires tandis que les plans avec un angle entre 0° et 90° représentés sur la Figure 1.1.b sont dits semi-polaires tel que le plan r .

	c Å	a Å	u Å	c/a
AlN	4,982	3,112	0,381	1,600
GaN	5,185	3,189	0,377	1,626
InN	5,764	3,545	0,377	1,626

Tableau 1.1. Valeurs des paramètres de mailles a et c de la structure wurtzite des nitrures AlN, GaN et InN. La distance ionique entre les atomes III et N est indiquée ainsi que le ratio c/a qui permet d'évaluer le caractère idéal des structures wurtzites.[4], [5]

2. Structures de bande des III-N

L'étude des structures de bande est importante pour comprendre la physique des semiconducteurs et par extension des dispositifs électroniques et optoélectroniques. Plusieurs méthodes permettent de calculer leur allure, notamment l'approche empirique de pseudopotentiel utilisée à plusieurs reprises et dont les résultats sont présentés dans la Figure 1.2 et b. [6], [7] La représentation des structures de bandes se fait dans la première zone de Brillouin, qui correspond au plus petit volume de périodicité, et les axes de grandes symétries sont utilisés afin de faciliter la compréhension des figures. On retrouve la première zone de Brillouin dans la structure wurtzite des nitrures en Figure 1.2. Plus récemment c'est par le modèle des liaisons-orbitales effectives (EBOM, *Effective Bond-Orbital Model*) des structures wurtzites que F. Hsiao *et al.* propose de déterminer les structures de bandes des semiconducteurs III-N, en introduisant des paramètres d'interaction modifiés des structures zinc blende dans le modèle.[8] Cette technique leur permet de déterminer les paramètres d'interactions utiles pour des applications à hautes tensions. La structure de bande du binaire InN est présentée dans la Figure 1.2, où les résultats du modèle EBOM sont comparés à ceux de la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT, *Density Functional Theory*). Les nouvelles technologies de l'intelligence artificielle ont été utilisées pour découvrir de nouvelles structures de bandes parmi 68 115 combinaisons possibles de cation-azote dans une structure wurtzite de GaN. [9]

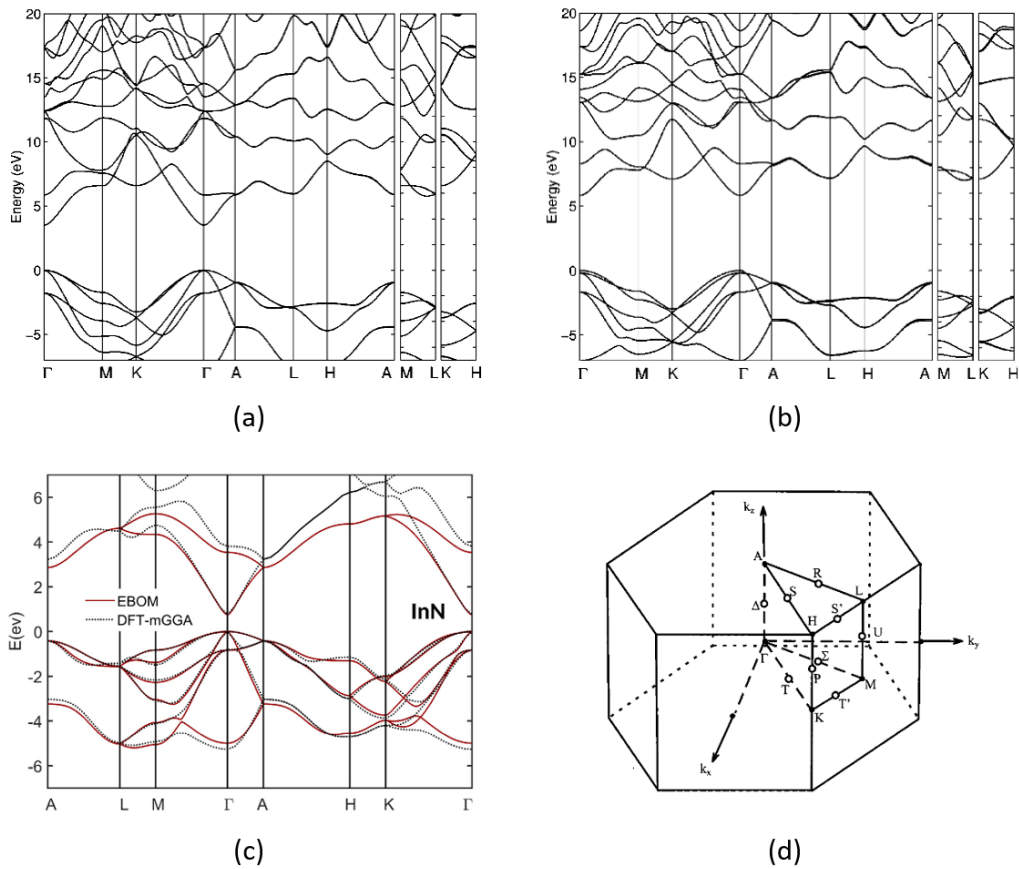


Figure 1.2. Allure de la structure de bande dans la première zone de Brillouin des structures wurtzites de (a) l'AlN et (b) du GaN calculées par la méthode empirique de pseudopotentiel. (c)

Comparaison de la structure de bande de l'InN calculée par EBOM et DFT. (d) Première zone de Brillouin dans le cristal wurtzite.[7], [8], [10]

La largeur de bande interdite E_g est extraite de ces structures ; elle correspond à la différence entre le maximum d'énergie de la bande de valence et le minimum d'énergie de la bande de conduction. Ces deux extrema sont localisés sur le même vecteur d'onde dans le cas des semiconducteurs AlN, GaN et InN. On parle de gap direct. Dans le cas de la structure de bandes de l'InN, l'énergie de bande interdite était supérieure à 2 eV d'après les calculs empiriques de pseudopotentiel. Cette valeur est restée le centre de débats pendant plusieurs années car l'énergie de bande interdite de ce binaire ne dépassait pas les 1 eV lors d'études expérimentales. [11], [12] Toutefois, les calculs du modèle DFT dans une approximation locale de la densité ont identifié une plus petite valeur $E_g = 0,8$ eV lorsque les corrections des quasi-particules sont appliquées, venant confirmer les études précédentes. [13] L'AlN et le GaN ont une plus grande largeur de bande interdite, respectivement de 6,2 eV et 3,5 eV.

Les alliages ternaires InAlN, AlGaIn et InGaIn ont aussi un gap direct. Leur largeur de bande interdite dépend de leur composition en élément III. La loi de Vegard permet de déterminer la largeur de bande mais un facteur d'idéalité appelé paramètre de courbure ou *bowing parameter*, b , est à prendre en compte car l'évolution de la largeur de bande n'est pas linéaire :

$$E_g(A_xB_{1-x}C) = x \cdot E_g(AC) + (1 - x) \cdot E_g(BC) + b \cdot x \cdot (1 - x) \quad (1.1)$$

L'évolution de la largeur de bande interdite en fonction de la composition est communément représentée selon le paramètre de maille a :

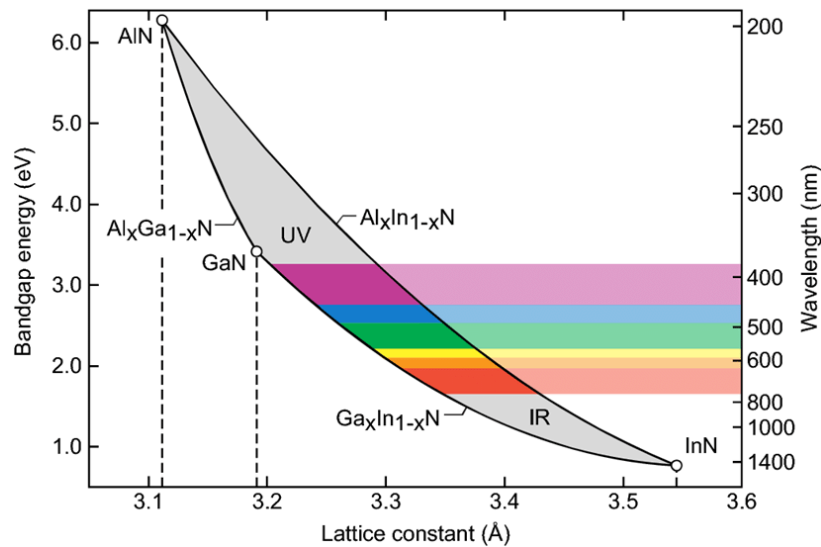


Figure 1.3. Energie de la bande interdite E_g vs la paramètre de maille des nitrures III-N. Les lignes pleines noires entre deux binaires représentent leur alliage ternaire. L'alliage quaternaire InAlGaIn se trouve au centre du pseudo-triangle. [14]

Le ternaire InAlN est en accord de maille avec le GaN lorsque la composition en aluminium est égale à 0,83. Une telle hétérostructure ne possède pas de contrainte mécanique intrinsèque, cependant l'énergie de bande interdite demeure fixe. Elle peut être contrôlée séparément du paramètre de maille dans le cas d'une couche quaternaire InAlGaIn.

3. Propriétés de transport

L'application d'un champ électrique dans les matériaux permet de fournir de l'énergie aux électrons ce qui les met en mouvement le long des lignes de champ. Les porteurs possèdent une vitesse de dérive que l'on note v_d :

$$v_d = \mu_0 \cdot E \quad (1.2)$$

$$\mu_0 = q \cdot \frac{\tau}{m^*} \quad (1.3)$$

E représente le champ électrique appliqué, μ_0 la mobilité des porteurs de charge, q leur charge, τ le temps de relaxation et m^* la masse effective des porteurs de charge. La vitesse de porteurs libres évolue linéairement à faible champ puis elle atteint un maximum de survitesse avant de diminuer et de saturer lorsque le champ appliqué est trop grand (Figure 1.4). Cette évolution est dû à l'auto-échauffement du matériau amplifiant l'interaction électron – phonon : le temps de relaxation τ diminue. De plus, l'émission de phonons longitudinaux optiques entraîne le transfert inter-vallée des électrons vers des centres où la courbure de bande est plus petite : la masse effective m^* augmente. L'équilibre est finalement atteint lorsque l'accélération apportée par l'application du champ électrique est compensée par le ralentissement engendré par l'émission de phonon.[15]

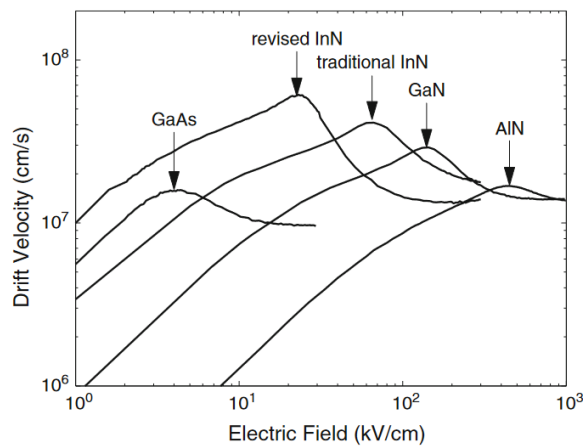


Figure 1.4. Vitesse de dérive des électrons dans les structures wurtzite des nitrures III-N en fonction du champ électrique appliqué E . [16]

4. Dopage non-intentionnel et intentionnel

Le dopage des III-N a été utilisé pour le développement de systèmes optoélectroniques et la conception de transistors à effet de champ. Le dopage peut se faire de manière intentionnelle comme de manière non-intentionnelle. Ce dernier est principalement de type n dans le GaN et la concentration était historiquement très élevée : de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} . [17] Le fond de dopage non-intentionnel a été attribué dans un premier temps aux lacunes d'azote V_N dans la structure cristalline ce qui a été confirmé par un modèle empirique de liaison fortes. [18] Peu de temps après cette justification, les premières recherches ont montré que les lacunes d'azote ont le potentiel d'être des sites donneurs dans la structure wurtzite des nitrures mais que son énergie de formation, qui n'était pas prise en compte jusqu'alors, est bien trop élevée pour être à l'origine du dopage non-intentionnel. Chris G. Van de Walle et Jörg Neugebauer ont proposé un phénomène d'incorporation d'impureté lors de la croissance du semiconducteur. [19], [20] Les atomes d'oxygène et de silicium sont désignés comme étant responsable du dopage n à très haut niveau. Aujourd'hui le dopage résiduel est maîtrisé et il est de l'ordre de $10^{14} - 10^{15} \text{ cm}^{-3}$. L'oxygène et le silicium en sont probablement la cause et proviendraient de la chambre du réacteur.

Le dopage intentionnel se fait lors de la croissance de la couche mince ou par implantation ionique de dopant après la croissance. Le choix des dopants se porte en premier lieu sur la structure électronique qui doit être proche de l'élément à substituer : avec un électron en excès ou en défaut. Ainsi le dopage p utilise des dopants des colonnes II et IV pour s'incorporer respectivement sur les sites III et N, tandis que le dopage de type n utilise des éléments des colonnes IV et VI pour substituer respectivement les sites III et N. Dans le but d'obtenir le dopage souhaité, l'atome substituant doit avoir un rayon covalent similaire à celui de l'atome à substituer ce qui le rend plus facile à incorporer car il demandera moins d'énergie pour se placer sur le site. De plus, il amènera moins de contraintes dans la maille. Le tableau suivant présente le rayon covalent de différents atomes des matériaux III, N et leurs dopants usuels.

Éléments	Colonne	Rayon covalent pm
N	V	71
Al	III	121
Ga	III	122
In	III	142
Si	IV	111
Ge	IV	120
Mg	II	141
Be	II	96
O	VI	66
C	IV	76

Tableau 1.2. Rayon covalent des atomes d'Al, Ga, In, N et des atomes dopants usuels. [21]

L'énergie de formation d'une impureté sur un site préférentiel est donnée par la relation [22]:

$$E^f [X_D^q] = E_{tot} [X_D^q] - E_{tot} [III-N] - \mu_D + \mu_X + q(E_F + \varepsilon_v) + \Delta^q \quad (1.4)$$

Avec $E_{tot} [X_D^q]$ l'énergie totale du système contenant l'impureté D dans l'état de charge q et substituant l'atome X, $E_{tot} [III-N]$ l'énergie totale du système sans impuretés, μ_D et μ_X les potentiels chimiques de l'impureté et de l'atome à substituer. Lors de l'étude de l'énergie de formation, le niveau de Fermi E_F du III-N est déterminé par rapport au maximum de la bande de valence ε_v . Cette dernière est fixée 0 eV. Finalement, Δ^q est un terme de correction. La Figure 1.5 présente l'évolution de l'énergie de formation pour différents types de dopage du GaN dans sa structure wurtzite et zinc blende en fonction du niveau de Fermi. L'étude a été réalisée pour des conditions précises de croissance. Ces courbes ont pu être extraites grâce à une base de données expérimentales des différents paramètres de l'énergie de formation.

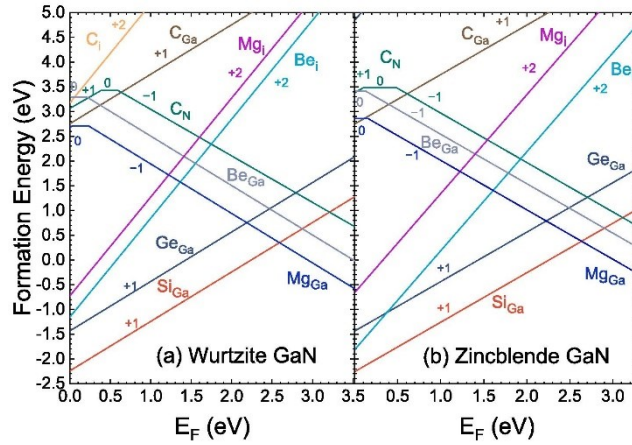


Figure 1.5. *Energie de formation pour différentes configurations de dopage des structures wurtzites et zinc blende du GaN en fonction du niveau de Fermi. [23]*

Dans le cas de semiconducteurs non-dégénérés, le niveau de Fermi est dépendant de la concentration en dopant dans le cristal. Une augmentation de la concentration en électrons dans le système se traduit par un rapprochement du niveau de Fermi vers la bande de conduction. Inversement dans le cas d'une augmentation de la concentration en trou pour un dopage p, le niveau de Fermi se rapproche de la bande de valence. L'évolution est représentée par les équations suivantes selon le dopage :

$$E_F - E_V = k_B \cdot T \cdot \ln \left(\frac{N_V}{p} \right) \quad (1.5)$$

$$E_C - E_F = k_B \cdot T \cdot \ln \left(\frac{N_C}{n} \right) \quad (1.6)$$

avec k_B la constante de Boltzmann, T la température, p et n les concentrations totales en trou et en électron dans le système. N_V et N_C représentent les densités d'états effectifs en bord de bandes respectivement dans la bande de valence et dans la bande de conduction d'après la définition suivante :

$$N_V = 2 \left(\frac{2\pi m_h^* \cdot k_B \cdot T}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.7)$$

$$N_C = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* \cdot k_B \cdot T}{h} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (1.8)$$

Avec m_h^* et m_e^* la masse effective respectivement des trous et des électrons, h la constante de Plank. Comme le montre la Figure 1.5, l'énergie de formation de l'impureté augmente avec la concentration en porteur car le niveau de Fermi se rapproche de la bande de conduction (cas d'un dopage n) ce qui désavantage l'incorporation du dopant dans le semiconducteur.

Une fois intégrées dans le système, les impuretés doivent être activées électriquement afin de participer au dopage du matériau. L'énergie d'activation, ou énergie d'ionisation, permet d'évaluer le nombre de dopants participant à la densité de porteurs libres. Elle est définie comme étant la différence entre le niveau de Fermi et le niveau d'énergie occupé par le porteur libre E_D dans le cas de donneur. L'énergie d'activation est extraite par l'étude thermique de la concentration en porteur libre par la formule suivante :

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g \cdot e^{\left(\frac{E_D - E_F}{k_B T}\right)}} \quad (1.9)$$

Avec N_D^+ la concentration de donneurs ionisés et g le terme de dégénérescence de l'état électronique dans la bande interdite. Ce paramètre est égal à 2. L'énergie d'activation du silicium a été évaluée à de nombreuses reprises en dessous de 20 meV à 300 K passant en dessous de la valeur $k_B T$ (≈ 25 meV).[24]–[26] Les dopants sont donc ionisés en grande majorité à température ambiante. De même l'énergie d'activation du Germanium est faible : 19 meV.[27] Dans le cas d'un dopage p avec le magnésium comme dopant, l'énergie d'activation est de 200 meV dans le GaN ce qui est très élevé. Seulement 1% des atomes de magnésium sont ionisés ce qui réduit à 10^{18} cm^{-3} la concentration de trou pour une concentration de 10^{20} cm^{-3} de Mg dans une couche de GaN. [28]

5. Effets de polarisation

Les nitrures III-N présentent une polarisation intrinsèque qui influence les propriétés optiques et électriques des composants. Il existe deux types de polarisation dans les nitrures III-N : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique.

i. Polarisation spontanée

Les atomes métalliques Al, In et Ga ont une plus faible électronégativité que l'élément de la colonne V ce qui permet à ce dernier d'attirer au plus proche les électrons de valence. Il polarise le nuage électronique et un fort moment dipolaire permanent est orienté depuis l'azote vers le métal pour chaque liaison III-N tel que représenté sur la figure suivante :

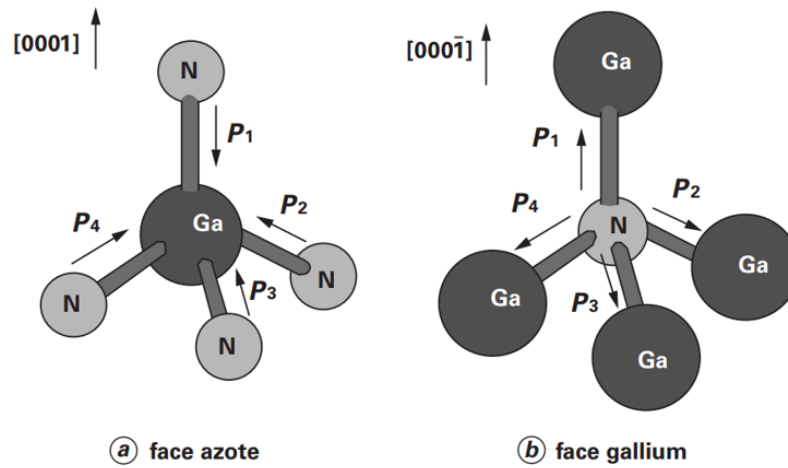


Figure 1.6. Représentation des tétraèdres et de leurs moments dipolaires.

Le moment dipolaire P_1 sur l'axe de croissance c n'est pas compensé par la somme des trois autres moments dipolaires qui composent chaque tétraèdre. Ainsi les tétraèdres possèdent un dipôle avec une direction $[000\bar{1}]$ dans le cas d'une structure wurtzite à face métallique. En l'absence de contraintes mécaniques, les matériaux III-N sont caractérisés par la somme vectorielle des moments de leurs tétraèdres que l'on définit comme étant une polarisation spontanée P_{sp} en $C.m^{-2}$:

$$\vec{P}_{sp} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 + \vec{P}_4 \quad (1.10)$$

Les polarisations spontanées de l'AlN ($-0,081 C.m^{-2}$), du GaN ($-0,029 C.m^{-2}$) et de l'InN ($-0,032 C.m^{-2}$) ont été déterminées par une méthode d'approche de la phase de Berry qui dépend fortement des paramètres structuraux tel que le rapport des paramètres de maille c/a et la longueur de liaison ionique sur l'axe de croissance u . [29]

ii. Polarisation piézoélectrique

La structure wurtzite peut être déformée par l'ajout d'une contrainte extérieure au matériau. La polarisation des tétraèdres n'est alors plus définie par la seule polarisation spontanée. En effet, la contrainte mécanique appliquée à une couche mince induit une polarisation piézoélectrique dans le matériau III-N et ceci dès la croissance du semiconducteur. L'incompatibilité des paramètres de maille et la différence du coefficient de dilatation thermique entre la couche mince et le substrat sont à l'origine de contraintes biaxiales dans le plan de croissance. On définit la polarisation piézoélectrique par l'équation suivante :

$$P_{piezo} = e_{33} \cdot \varepsilon_{zz} + e_{31} \cdot (\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}) \quad (1.11)$$

Où e_{ij} sont les éléments du tenseur piézoélectrique (en C/m²) et ε_{ii} représentent les déformations selon les axes x et y et selon l'axe de croissance z. Les contraintes sont générées dans le plan de la couche mince ce qui déforme le paramètre de maille a et se répercute le long de l'axe de croissance. Ce phénomène est représenté par la relation :

$$\varepsilon_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \varepsilon_{xx} \quad (1.12)$$

Où C_{13} et C_{33} sont les constantes d'élasticité du matériau. Les valeurs des constantes et des éléments du tenseur sont résumées dans le Tableau 1.3 pour chaque binaire. En réalisant l'hypothèse d'une déformation isotrope dans le plan de croissance ($\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$), on peut exprimer la polarisation piézoélectrique par l'équation (1.13). Les polarisations spontanée et piézoélectrique entrent en compétition.

$$P_{piezo} = 2\varepsilon_{xx} \cdot (e_{31} - \frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot e_{33}) \quad (1.13)$$

	e_{31} C/m ²	e_{33} C/m ²	C_{13} GPa	C_{33} GPa
AlN	-0,60	1,46	109	373
GaN	-0,49	0,73	103	405
InN	-0,57	0,97	92	224

Tableau 1.3. Coefficient piézoélectrique et constante d'élasticité de la structure wurtzite de l'AlN, du GaN et de l'InN. [29], [30]

II. Hétérojonction des HEMT

1. Formation du puits de potentiel et origine du 2DEG

L'hétérojonction est formée lors de la croissance d'une couche de III-N appelée barrière, à très large bande interdite, sur une autre couche de GaN à plus petite largeur de bande interdite. Les nitrures ternaires et quaternaires remplissent cette fonction et subissent une déformation de leur maille cristalline du fait de la différence de paramètre de maille avec celui du GaN, ce qui engendre l'apparition d'une polarisation piézoélectrique. A contrario, une barrière ternaire $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ avec $x = 0,17$ de composition ne subit pas de contrainte mécanique dû à l'accord structural avec la couche de GaN. Dans une telle couche, seule la polarisation spontanée est présente. Un champ électrique est alors induit et dépend de la densité des charges positives et négatives localisées aux hétéro-interfaces. Dans le cas d'une structure à face métallique, elles sont respectivement situées à la surface inférieure et à la surface supérieure de la barrière. L'effet de polarisation de la couche barrière incline la bande de conduction du nitrure vers l'interface.

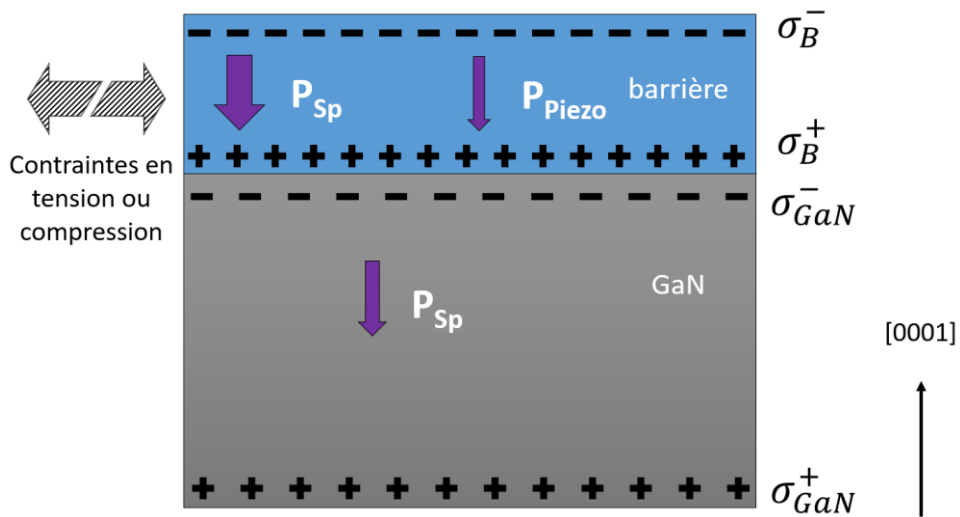


Figure 1.7. *Polarisations et densités de charge induites dans une hétérojonction Barrière/GaN.*

La couche de GaN est habituellement considérée comme suffisamment épaisse pour être relaxée : la contrainte dans cette couche est nulle, seule la polarisation spontanée est présente. Elle possède la même direction que la polarisation globale de la barrière ce qui résulte en l'apparition d'une charge de signe opposée à l'interface. La discontinuité des vecteurs de polarisation implique la présence d'une densité effective de charge à l'interface. Elle résulte de la différence de polarisation entre la barrière et la couche de GaN. Elle est définie par l'équation :

$$q\sigma_{int} = P_{Sp,barrière} + P_{Piezo,barrière} - P_{Sp,GaN} \quad (1.14)$$

Les niveaux de Fermi s'alignent à l'équilibre thermodynamique résultant en la discontinuité des bandes à l'interface et l'apparition d'un puits de potentiel entre la barrière et le canal de GaN. L'hypothèse sur l'origine du gaz d'électron bidimensionnel reprise par un grand nombre est la présence d'états donneurs E_D^- en surface de la barrière. La combinaison des effets de polarisation et du champ électrique induit délocalise les électrons vers l'interface barrière/GaN de sorte à compenser σ_{int} . Les électrons sont confinés en grande densité à l'interface et avec une haute mobilité. La formation du 2DEG dépend du niveau d'énergie E_D^- qui doit coïncider avec le niveau de Fermi afin de permettre aux porteurs libres d'être confinés à l'interface. Dans le cas contraire, ils agissent comme des centres neutres. A une épaisseur critique t_c de barrière, le niveau E_D^- rejoint le niveau de Fermi (Figure 1.8). L'épaisseur critique d'une barrière est obtenue par l'équation suivante [31]:

$$t_c = \varepsilon_{r,barrière} \frac{E_D^- - \Delta E_c}{q\sigma_p} \quad (1.15)$$

Avec ΔE_c la discontinuité de la bande de conduction à l'interface barrière/GaN, $\varepsilon_{r,barrière}$ la constante diélectrique de la barrière et σ_p la densité de charge induite par l'effet de polarisation. Par ailleurs, la densité de porteur dans le 2DEG peut être théoriquement déterminée par l'équation :

$$qn_s = \sigma_p \left(1 - \frac{t_c}{t}\right) \quad (1.16)$$

L'épaisseur critique signifie le début de la formation du 2DEG. La densité de porteurs du gaz bidimensionnel d'électrons sera d'autant plus importante que la barrière dépasse l'épaisseur critique.[32] La barrière ternaire AlGaIn a une épaisseur critique d'environ 3 nm selon sa composition. En effet, celle-ci diminue avec une augmentation de la composition en aluminium. Cependant, atteindre ces épaisseurs de barrière ne permet pas d'obtenir une large densité de porteur dû à la différence du paramètre de maille avec le GaN. Les barrières ternaire InAlIn et quaternaire InAlGaIn ont conduit à des densités de porteur de $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour des épaisseurs de moins de 10 nm, lorsque le désaccord de maille est réduit ou nul. [33]–[35]

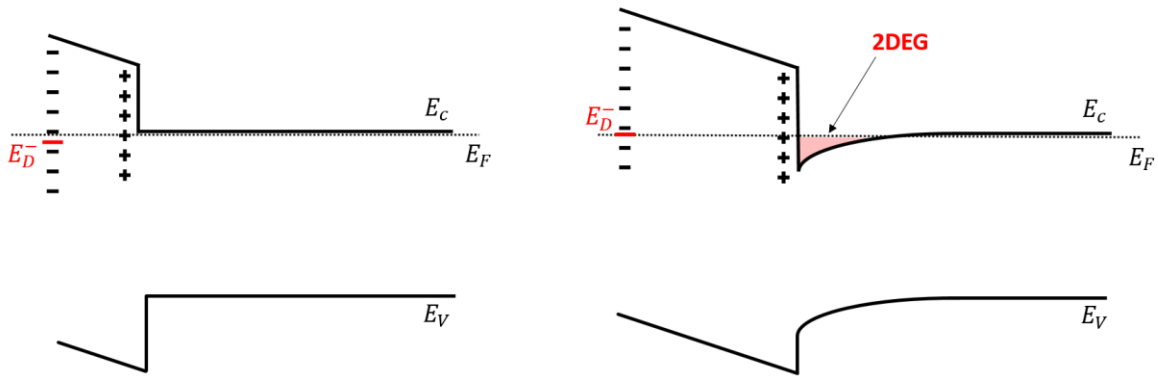


Figure 1.8. Position de l'état de surface E_D^- dans un diagramme de bande d'une structure barrière/GaN lorsque l'épaisseur de la barrière est inférieure (à gauche) et supérieure (à droite) à l'épaisseur critique t_c . Le 2DEG est formé à gauche lorsque E_D^- rejoint le niveau de Fermi.

2. Hétérostructures

L'hétérojonction présentée précédemment est réalisée par épitaxie de la couche de barrière sur la couche épaisse de GaN. Actuellement, il n'existe pas de moyen efficace et peu onéreux afin d'obtenir un substrat en accord de maille, notamment un substrat de GaN. La fabrication de transistors HEMT passe d'abord par la réalisation d'une hétérostructure complexe comprenant plusieurs couches avec chacune leurs fonctions propres. Les schémas suivants résument les couches utilisées par le III-V Lab ainsi que l'ordre de grandeur de leur épaisseur dans le cas d'une hétérojonction InAlGaN/GaN.

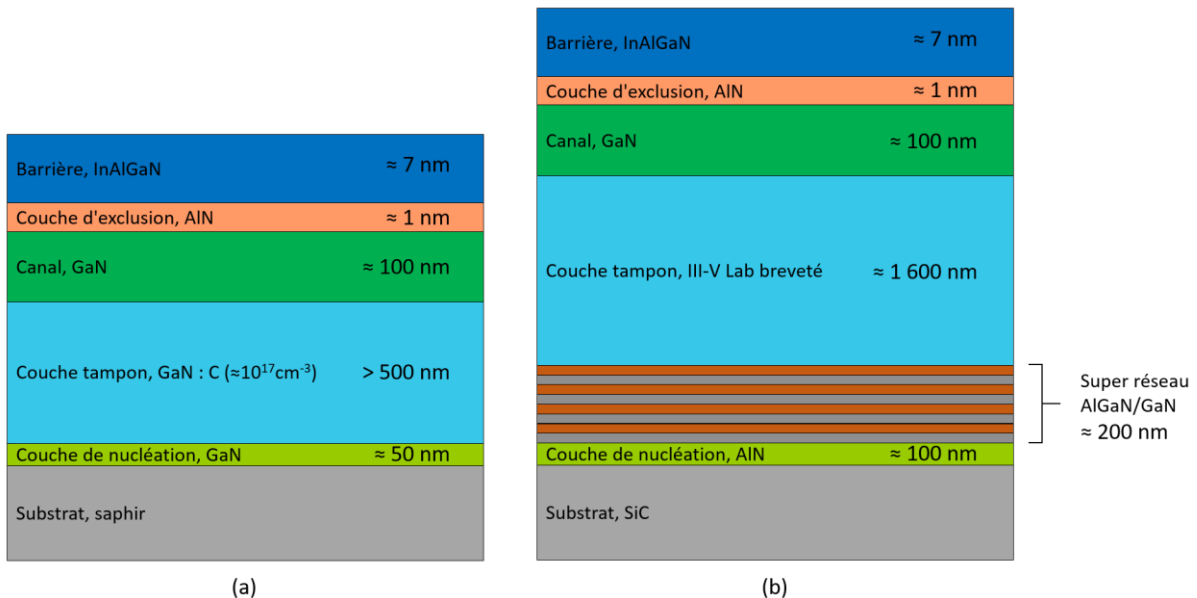


Figure 1.9. Schéma d'une hétérostructure pour le développement de transistor HEMT InAlGaN/GaN sur (a) saphir et sur (b) SiC.

Les substrats couramment utilisés sont le saphir (Al_2O_3) et le carbure de silicium 6H ou 4H (6H-SiC). Des équipes de recherche ont axé le développement des transistors de puissance sur des substrats de silicium (111) afin de l'intégrer dans le secteur de l'industrie, son prix étant plus bas comparé aux autres solutions. La fabrication des transistors hyperfréquences et de puissance nécessite un faible taux de dislocations qui pénalise le fonctionnement du transistor, en particulier pour les faibles longueurs de grille. Or la maille du GaN s'adaptant progressivement à son substrat pendant la croissance, celle-ci se déforme ce qui engendre des défauts voire des fissures. De plus, la croissance nécessite des températures pouvant atteindre $1000\text{ }^\circ\text{C}$ ce qui détend les mailles des matériaux pour ensuite retourner à leur dimension initiale lors du refroidissement. L'hétéroépitaxie doit prendre en compte la différence de coefficient de dilatation thermique entre les deux matériaux, ceci dans le but d'évaluer si la compression ou la tension de la couche mince générera des fissures et des défauts. Le silicium combine un grand désaccord de maille avec le GaN et un coefficient de dilatation thermique très faible comparé à celui du GaN (Tableau 1.4). Toutefois de nombreux efforts sont poursuivis sur ce matériau étant donné son faible coût et sa maturité technologique. Le saphir est un substrat alternatif relativement peu cher. En effet, le coefficient de dilatation thermique de ce substrat se rapproche de celui du GaN. Toutefois, le désaccord de maille reste élevé : 16 % générant une grande densité de défauts dans le GaN. Il est possible d'adapter la maille de l'hétérostructure grâce à l'étape de nucléation et d'avantage avec l'utilisation d'un super réseau que l'on décrira plus tard. Le taux de dislocation est réduit davantage avec un substrat de SiC, grâce à son très faible désaccord de maille et son coefficient de dilatation thermique proche de celui du GaN. Le taux de dislocation peut descendre à des valeurs aussi basses que 10^8 cm^{-2} . Par ailleurs, un dernier paramètre à considérer dans le choix d'un substrat pour les applications de puissance est sa conductivité thermique. En effet, celui-ci doit être élevé afin d'évacuer la chaleur de l'hétérostructure. Les paramètres clés sont résumés dans le tableau suivant :

	Paramètre de maille Å	Désaccord de maille avec le GaN	Conductivité thermique à 300K $\text{W.K}^{-1}.\text{cm}^{-1}$	Coefficient de dilatation thermique 10^{-6} K^{-1}	Coût d'un substrat €/cm ²	Taille des substrats disponibles
GaN	a = 3,189 c = 5,185	0	2,3	$\Delta a/a = 5,59$ $\Delta c/c = 3,17$	100	2 à 3 pouces
Si (111)	5,431	- 17 %	1,56	$\Delta a/a = 2,616$	0,1	Tous
Al_2O_3	a = 2,747 c = 12,991	- 16 %	0.3-0.5	$\Delta a/a = 7,5$ $\Delta c/c = 8,5$	1	8 pouces et moins
6H-SiC	a = 3,081 c = 15,117	- 3,5 %	3,8	$\Delta a/a = 4,46$ $\Delta c/c = 4,16$	10	4 à 6 pouces

Tableau 1.4. *Caractéristiques cristallographiques et thermiques du GaN et de ses substrats le plus couramment utilisées.*[36], [37]

La couche de nucléation permet d'initier la croissance de l'hétérostructure et aide à adapter le paramètre de maille. Cette couche suit le procédé d'hétéroépitaxie en deux étapes (ou « two step heteroepitaxy ») sur un substrat saphir. Dans un premier temps, la couche de nucléation est composée de GaN épitaxié à basse température puis recuit à haute température de sorte à former une topologie en trois dimensions. Les propriétés physiques de la couche de nucléation à cette étape impactent la densité de dislocation et les propriétés électriques des couches supérieures. La seconde étape de ce procédé est la croissance du GaN à haute température sur les îlots de la couche de nucléation. Dans le cas d'un substrat SiC, la couche de nucléation se fait en une seule étape à haute température et avec de l'AlN car le désaccord de maille est de seulement 1%.

Puis, un super réseau AlGaN/GaN peut être employé pour réduire davantage le paramètre de maille et ainsi la densité de dislocation. Le III-V Lab a notamment mis en place cette étape afin de transférer ses hétérostructures depuis des échantillons 2 pouces à de plus grands échantillons sur SiC de sorte à réduire la courbure des échantillons après croissance. Il n'est pas toujours nécessaire d'utiliser le super réseau.

La couche tampon de GaN est épitaxiée à haute température, au-dessus de 1000 °C, elle initie la croissance du canal de GaN où se situe le 2DEG. La densité de dislocation doit être très faible pour ne pas former des pièges détériorant le fonctionnement du transistor d'où l'importance de la couche de nucléation. La couche tampon permet de retrouver le paramètre de maille du GaN en étant suffisamment épaisse (>500 nm) pour être relaxée ce qui supprime les contraintes lors de la croissance. Son objectif est de réduire les contraintes en étant très épaisse, ce qui lui permet de retrouver le paramètre de maille du GaN. La société SWEGAN a développé la technologie QuanFine permettant de produire des échantillons sans couche tampon.[38] Cette technologie est basée sur l'optimisation de la couche de nucléation AlN sur SiC. Le dopage résiduel de type n doit être compensé afin d'éviter les fuites de courant du 2DEG dans le buffer. Un dopage p avec des atomes de fer ou de carbone de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} permet de rendre isolant la couche.[39] Dans un premier temps, le III-V Lab a optimisé la couche tampon en faisant le choix d'un dopage C : il est facile à contrôler en terme de densité et de localisation. Nous avons fait le choix de ne pas recourir à l'incorporation d'atomes de fer, qui diffusent beaucoup et risquent de pénétrer le canal de GaN. Puis, le laboratoire a développé une couche tampon sur SiC comprenant 800 nm de GaN dopé en carbone puis 800 nm d'une couche d'AlGaN nommée barrière arrière ou *back barrier*, elle est aussi dopée en carbone. Cette couche brevetée améliore le confinement des électrons proches de l'interface avec la barrière ce qui permet un meilleur contrôle du courant. Son second avantage est de réduire l'injection d'électrons dans la couche tampon afin d'augmenter la tension maximale que le matériau peut supporter. La croissance du canal de GaN suit celle de la couche tampon. Le canal n'est pas intentionnellement dopé car il s'agit du lieu de circulation du courant. Son épaisseur peut varier entre quelques dizaines de nanomètre ou dépasser la centaine en fonction de l'application souhaitée.

L'hétérostructure est ensuite constituée d'une couche d'AlN de l'ordre du nanomètre avant la croissance de la barrière. Cette couche, nommée couche d'exclusion, limite l'incursion du 2DEG dans la barrière. De plus, la large bande interdite de l'AlN permet d'augmenter la discontinuité de la bande de conduction et donc la densité de charge dans le gaz d'électron. Par ailleurs, ce binaire à forte

polarisation piézoélectrique aide aussi à augmenter la densité du gaz d'électrons. L'ajout de la couche d'exclusion a aussi pour avantage de réduire la rugosité à l'interface avec la barrière dans le but d'augmenter la mobilité des porteurs.[40], [41]

La barrière achève la croissance de la structure discutée précédemment. L'interface avec le canal de GaN est le lieu de circulation du courant et de plus grande densité de porteur. L'épaisseur de barrière est un paramètre important sur lequel des compromis doivent être faits. En effet, elle doit être suffisamment grande pour obtenir une large concentration de porteurs, mais suffisamment fine pour permettre le contrôle du courant via l'application d'un champ électrique vertical. Les matériaux peuvent être des nitrures binaires, ternaires ou quaternaires tant que leur bande interdite est plus large que celle du canal. L'AlGaN est largement utilisé pour les HEMT et son épaisseur est aux alentours de 20 nm. Des épaisseurs des barrières plus fines sont atteintes avec le quaternaire InAlGaN tout en fournissant une grande densité de porteur dans le 2DEG : le III-V Lab obtient notamment $1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ avec une épaisseur de 7 nm comprenant la barrière et la couche d'exclusion InAlGaN/AlN.[42] En littérature, des transistors se basant sur des structures InAlN et AlN atteignent les mêmes densités de porteurs pour des épaisseurs comparables.[43], [44] Une étude récente de la littérature a montré qu'une barrière ScAlN permet d'obtenir une densité de porteurs élevée de l'ordre de $5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ pour une épaisseur de 20 nm. Ce résultat est attribué à la forte polarisation spontanée et piézoélectrique de cette barrière.

3. Fonctionnement et caractérisation du HEMT

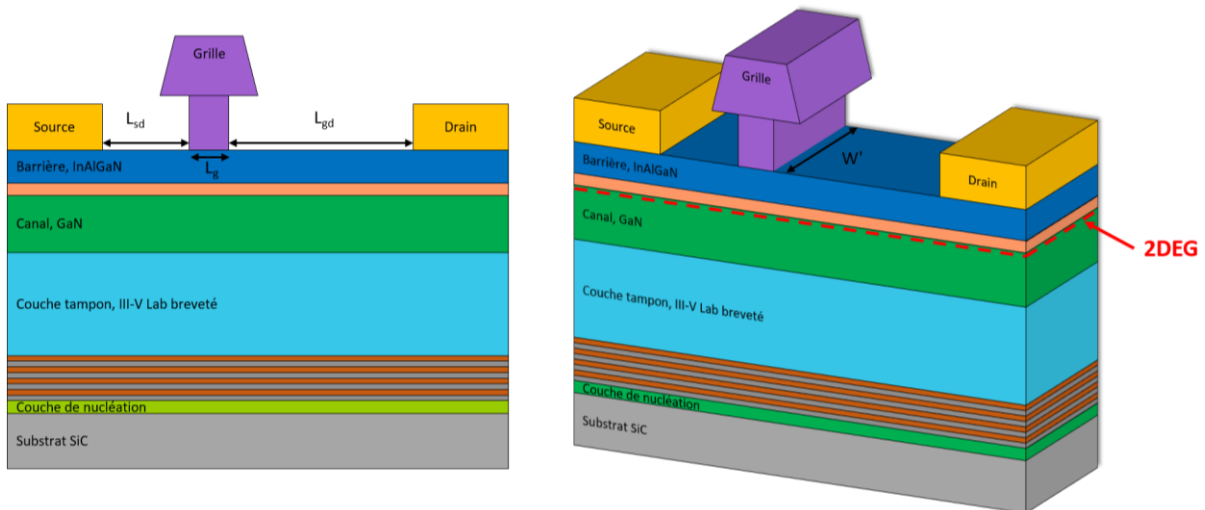


Figure 1.10. Vues en coupe du transistor HEMT.

Dans un transistor HEMT, le courant circule dans le canal entre les électrodes de source et de drain, et il est contrôlé par l'application d'une tension sur la troisième électrode appelée grille. Le schéma du HEMT est représenté dans la Figure 1.10. Le champ vertical sous la grille commande la section du canal ce qui met en relation la tension appliquée et la densité d'électrons :

$$n_s(V_{gs}) = \frac{\sigma_{int}}{q} - \frac{\epsilon_0 \epsilon_{Barrière}}{q^2 e_{Barrière}} (q(\varphi - V_{gs}) + E_F - \Delta E_C) \quad (1.17)$$

Avec $\epsilon_{IBarrière}$ et $e_{Barrière}$ la permittivité et l'épaisseur de la barrière, V_{gs} la tension appliquée à l'électrode de grille, σ_{int} la densité de charge effective à l'interface, φ_B la barrière de potentiel à l'interface, E_F le niveau de Fermi et ΔE_C la discontinuité de la bande de conduction à l'interface. La densité d'électron surfacique dans le canal diminue lorsque la tension de grille tend vers les valeurs négatives. Le 2DEG est complètement déplété ($n_s = 0 \text{ cm}^{-2}$) pour des tensions de grille égales ou inférieures à une tension dite de pincement et noté V_p . Cette dernière à une valeur négative ou positive en fonction de la présence ou non d'un gaz d'électron à tension de grille nulle. On parle respectivement de transistor normally-on ou normally-off.

i. Caractérisation en régime statique

Au-dessus du seuil, l'application d'une tension entre la source et le drain entraîne le mouvement des porteurs dans le canal entre ces deux électrodes. Le champ électrique latéral attribue une vitesse de dérive aux électrons induisant le courant de drain I_{ds} qui est exprimé selon l'équation :

$$I_{ds} = q \cdot n_s(V_{gs}) \cdot v_d(E) \cdot W \quad (1.18)$$

Avec W le développement totale du transistor correspondant à W' comme représenté dans la Figure 1.10 et multiplié par le nombre de grille N que possède le transistor ($W = N \cdot W'$). La vitesse de dérive possède deux tendances selon le champ appliqué : un régime linéaire et un régime de saturation comme décrit plus haut. L'équation **Erreur ! Source du renvoi introuvable.** s'écrit ainsi des deux manières comme suit selon la condition exprimée :

$$\text{À faible champ électrique appliqué : } I_{ds} = q \cdot n_s(V_{gs}) \cdot \mu \cdot E \cdot W \quad (1.19)$$

$$\text{À fort champ électrique appliqué : } I_{ds} = q \cdot n_s(V_{gs}) \cdot v_{sat} \cdot W \quad (1.20)$$

On observe ces deux comportements en régime statique. La caractéristique I_{ds} en fonction de V_{ds} pour une tension de grille V_{gs} donnée permet de caractériser le courant de saturation et sa résistance d'accès.

La caractéristique $I_{ds}(V_{gs})$ permet d'extraire la transconductance g_m , un paramètre clé des transistors hyperfréquences. Il permet de caractériser le transistor sur sa capacité à commander le courant de drain, sa définition consiste au rapport de la variation de I_{ds} pour une variation de la tension de grille V_{gs} . Sa valeur maximale intrinsèque $g_{m,max,int}$ est définie par l'équation suivante :

$$g_{m,max,int} = \frac{\epsilon_{Barrière} \cdot v_{sat} \cdot W}{e_{Barrière} + \Delta e} \quad (1.21)$$

Avec Δe la délocalisation du 2DEG de 1 à 2 nm dans le GaN par rapport à l'interface Barrière/GaN. Le recul du 2DEG est observé lors de la mesure capacité - tension de la structure. L'expression extrinsèque de la transconductance maximale s'écrit comme telle :

$$g_{m,max,ext} = \frac{g_{m,max,int}}{1 + R_S \cdot g_{m,max,int}} \quad (1.22)$$

Avec R_S la résistance de la source dépendant des dimensions du transistor et de ses paramètres physiques :

$$R_S = \frac{R_c}{W} + \frac{L_{gs} \cdot R_{\square}}{W} \quad (1.23)$$

Où R_c est la résistance de contact, L_{gs} est la distance séparant le contact de source et le pied de grille côté source et R_{\square} est la résistance de feuille du canal. La résistance de drain a une définition similaire à la résistance de source. Par ailleurs, elle sont toutes les deux dépendantes de la température via $R_c(T)$ et $R_{\square}(T)$. La minimisation de ces paramètres permet d'atteindre des valeurs de transconductances maximales élevées ce qui est voulu pour l'amélioration des performances RF du transistor.

ii. Caractérisation en régime fréquentielle

Le schéma petit signal présenté dans la Figure 1.11 regroupe tous les paramètres physiques utiles pour la caractérisation fréquentielle du transistor. Ce modèle utilise des variations du signal suffisamment faible autour d'un point de polarisation de sorte à négliger les effets non-linéaires.

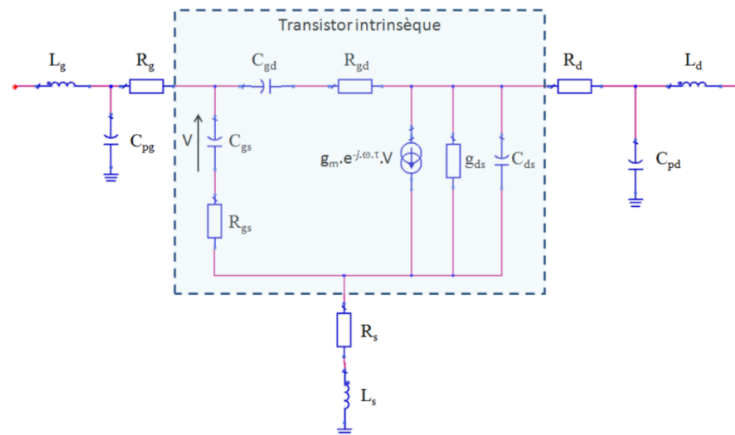


Figure 1.11. Schéma équivalent petit signal du HEMT.

Les éléments en dehors de l'encadré correspondent aux paramètres extrinsèques. Ils sont constitués des résistances d'accès de source et de drain (R_S , R_D), de la résistance de grille (R_G) ainsi que des inductances de chaque électrodes (L_S , L_D et L_G). Deux capacités C_{pg} et C_{pd} sont associées aux plots des électrodes de grille et de drain. L'encadré correspond aux paramètres intrinsèques du transistor. La transconductance g_m y est représentée, elle caractérise les potentialités n amplification du transistor. Les capacités C_{gs} , C_{gd} et C_{ds} représentent les capacités entre les différentes électrodes. Les résistances intrinsèques R_{gd} et R_{gs} modélisent les résistances dynamiques aux jonctions métal/semiconducteur entre la grille et chaque électrode de contact ohmique. En raison de leur difficulté à être extraite, elles sont utilisées comme des paramètres d'ajustement pour extraire les autres grandeurs du schéma. Enfin, la conductance de sortie g_{ds} représente les courants de fuite dans le buffer et intègre les effets de canal court. Les paramètres intrinsèques du transistor en régime petit signal sont utilisés pour les extractions/estimations des fréquences de coupures caractéristiques :

- La fréquence de coupure du gain en courant f_t correspond à la fréquence maximale pour laquelle la commande est amplifiée en courant. Le point de polarisation est fixé au maximum de transconductance $g_{m,max}$ pour cette étude. Elle est obtenue par l'extrapolation à 20dB/dec du paramètre $|H_{21}|^2$ et définie analytiquement par l'expression suivante :

$$f_t = \frac{g_m}{2\pi \cdot [(C_{gs} + C_{gd}) \cdot (1 + g_{ds} \cdot [R_S + R_D]) + g_m \cdot C_{gd} \cdot (R_S + R_D)]} \quad (1.24)$$

- La fréquence de coupure du gain en puissance F_{Max} correspond à la fréquence maximale pour laquelle la commande est amplifiée en puissance ; elle est obtenue par l'extrapolation à 20dB/dec du paramètre du gain unilatéral U (ou gain de Mason):

$$F_{max} = \frac{f_t}{\sqrt{4g_{ds}(R_g + R_S + R_{gs}) + 2\frac{C_{gd}}{C_{gs}}\left(\frac{C_{gd}}{C_{gs}} + g_m(R_S + R_{gs})\right)}} \quad (1.25)$$

La réduction des paramètres physiques, intrinsèques et extrinsèques, du modèle petit signal de même que la réduction du rapport des capacités $\frac{C_{gd}}{C_{gs}}$, permet d'augmenter les fréquences caractéristiques du HEMT. Les résistances R_S et R_D peuvent être améliorées par la réduction de la résistance de contact R_c et la réduction des résistance d'accès $L_{sg} \cdot R_{\square}$ et $L_{gd} \cdot R_{\square}$.

III. Les contacts ohmiques des HEMTS, un état de l'art

Le contact ohmique est un block primaire permettant d'améliorer les performances du transistor. C'est pourquoi il est crucial de comprendre les mécanismes qui influencent les résistances de contact ohmique et de développer des techniques pour les réduire. Dans cette partie, nous allons examiner la définition du contact ohmique, explorer les développements actuels dans ce domaine et présenter les techniques prometteuses pour améliorer les résistances de contact ohmique.

1. Contact métal/semiconducteur

Le modèle Schottky-Mott décrit le comportement d'un contact entre un métal et un semiconducteur comme étant soit ohmique soit redresseur en fonction de plusieurs paramètres tel que le niveau dopage et la largeur de barrière de potentiel. Dans le cas d'un semiconducteur de type n, les niveaux de Fermi s'alignent et la courbure de bande à l'interface crée une zone d'espace de charge dont la largeur est définie par :

$$W_{ZCE} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_S V_{bi}}{qN_D}} \quad (1.26)$$

$$V_{bi} = \varphi_b - \frac{E_{F_m} - E_{F_s}}{q} \quad (1.27)$$

$$\varphi_b = \phi_m - \chi \quad (1.28)$$

Avec ε_S la permittivité du semiconducteur, N_D le niveau de dopage n, V_{bi} la potentialité de diffusion, φ_b la hauteur de barrière de potentiel, E_{F_m} et E_{F_s} les niveaux de Fermi respectifs du métal et du semiconducteur avant leur mise en contact, ϕ_m le travail de sortie du métal et χ l'affinité du semiconducteur. Le transfert d'électron à l'interface dépend de la largeur de la barrière et donc du niveau de dopage N_D . Il existe différents modes de transfert comme représentés dans la Figure 1.12. L'effet thermoïnique domine aux plus faibles concentration N_D , on parle de contact redresseur car la résistivité est grande et dépend du sens de polarisation. Un niveau de dopage intermédiaire permet le transfert des électrons par effet de champ assisté : la résistivité est grande et non symétrique. Enfin, aux plus hauts niveaux de dopage, la largeur de barrière est suffisamment petite pour permettre le transfert par effet tunnel indépendamment du sens de polarisation appliqué. Le contact est alors ohmique : la résistivité est faible et symétrique.

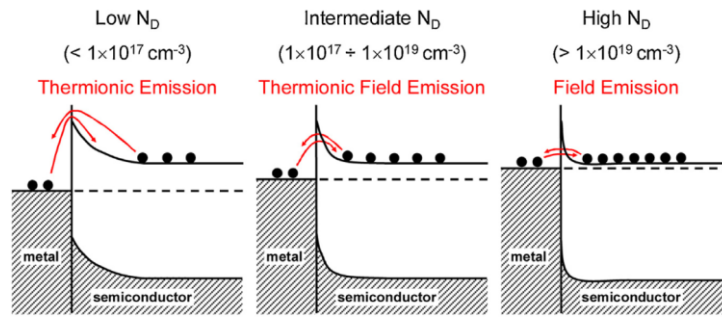


Figure 1.12. Illustrations des différents mécanismes de transports des porteurs de charges à travers une barrière métal/semiconducteur pour différents niveaux de dopage N_D .

La résistance du contact ohmique est évaluée en la normalisant par rapport au développement W du transistor pour la noter sous la forme de R_c en $\Omega \cdot \text{mm}$. Une autre mesure utile pour caractériser ce contact est la résistivité spécifique ρ_c , qui est exprimée en $\Omega \cdot \text{mm}^2$. Cette dernière dépend de la longueur de transfert utile L_t pour le passage des électrons.

2. Fabrication classique des contacts ohmiques

La fabrication des contacts ohmiques consiste en la déposition de plusieurs métaux puis au recuit des contacts afin de former des alliages favorisant le transfert des électrons par effet tunnel.

i. Les métaux des contacts ohmiques

Des séquences métalliques sont utilisées pour la fabrication des contacts ohmiques. L'empilement métallique Ti/Al/Ni/Au est un choix conventionnel et bien connu. Le Titane (Ti) est souvent privilégié en tant que métal de contact avec le semiconducteur car il possède un faible travail de sortie $\phi_m = 4,3$ eV ce qui permet de réduire la largeur de barrière de potentiel. Par ailleurs, ce métal est très réactif avec le GaN et forme un alliage TiN lorsqu'un recuit est appliqué. De cet alliage se forme des lacunes en azote dans le semiconducteur : elles agissent comme un dopage n et favorisent le transfert d'électron par effet tunnel. Toutefois, la très forte réactivité du titane avec le GaN crée des espaces de vide à l'interface ce qui augmente la résistance de contact. Pour pallier à ce phénomène, une couche d'aluminium est ajoutée par-dessus le titane : l'alliage formé entre les deux métaux réduit la réaction avec le semiconducteur. Une couche d'or (Au) est ajoutée afin de protéger les métaux du phénomène d'oxydation. Pour finir, un matériau réfractaire tel que le nickel (Ni) est inséré entre l'or et l'aluminium car le contact entre ces deux matériaux crée un alliage appelé « peste pourpre » détruisant les composants électroniques. Le caractère réfractaire empêche la diffusion de l'or vers les couches inférieures. Le nickel a une faible conductivité électrique et doit être déposé en une fine couche pour ne pas dégrader la résistance du contact.

ii. Recuit et formation des alliages

Le recuit de l'empilement Ti/Al/Ni/Au permet de former les divers alliages, notamment le TiN qui a un faible travail de sortie et favorise une large concentration de lacune d'azote à l'interface avec le nitrure. Ces deux critères combinés sont à l'origine du caractère ohmique des contacts. Le recuit se fait à très haute température entre 800 et 900 °C permettant aux métaux de diffuser pour former les alliages. Ce mouvement de matière crée des agrégats ce qui augmente la rugosité du métal, notamment sur ses flancs. Les bords de l'empilement deviennent irréguliers et les distances séparant les contacts ohmiques de la grille, L_{sg} et L_{gd} , ne sont plus contrôlées. Or, nous avons présenté l'importance de la réduction des paramètres physiques pour l'augmentation des fréquences de coupure en gain du HEMT dans la partie II. Les dimensions du transistor participent directement aux capacités parasites.

L'intérêt de cette thèse est de passer outre le recuit des métaux de contact ohmique afin de contrôler avec davantage de précision les distances séparant les électrodes à toutes les étapes de fabrication du transistor. La résistance de contact doit être plus faible qu'avec le procédé de fabrication usuel pour que la solution apportée soit pertinente.

3. Résistances des contacts actuelles et réduction du budget thermique

Les premiers contacts ohmiques étaient réalisés sur la base d'une séquence métallique Ti/Al recuite à très haute température, 950 °C afin de permettre au Ti de réagir avec une couche barrière AlGa_{0.3}N. La meilleure résistance de contact était alors de 0,5 Ω.mm et une résistance de contact spécifique à $3,2 \cdot 10^{-6}$ Ω.cm². [45] L'équipe du III-V Lab a développé son procédé de fabrication des contacts ohmiques pour les structures AlGa_{0.3}N/GaN des HEMTs. Leur empilement suit la séquence conventionnelle Ti/Al/Ni/Au et est ensuite recuit à 850 °C pendant 30 secondes. Les meilleurs résultats se réfèrent à une résistance de 0,29 Ω.mm. [46] En moyenne, cette valeur est aux alentours de 0,5 Ω.mm.

L'empilement est enterré dans la barrière grâce à une gravure sèche sous les contacts ohmiques précédant le dépôt des métaux. L'optimisation de la profondeur d'enterrement dans la barrière a permis de réduire la résistance de contact jusqu'à 0,2 Ω.mm sur une structure InAlGa_{0.3}N/AlN. [47] Le contact ohmique est trop résistif (0,9 Ω.mm) si celui-ci n'est pas enterré dans la barrière. Le rapprochement entre le métal et le 2DEG est donc nécessaire mais un compromis existe pour ne pas complètement dépléter le gaz. Le recuit à 800 °C durant 30 secondes des contacts ohmiques participe aussi à la réduction de la résistance à 0,2 Ω.mm. Toutefois, les images au microscope optique et au microscope électronique révèlent que les métaux de contact deviennent rugueux et se rapprochent dangereusement de la grille (Figure 1.13). La rugosité n'est pas présente à 750 °C mais la résistance de contact est alors dégradée. La rugosité des contacts augmente à plus haute température de recuit et cette situation compromet l'application aux hyperfréquences.

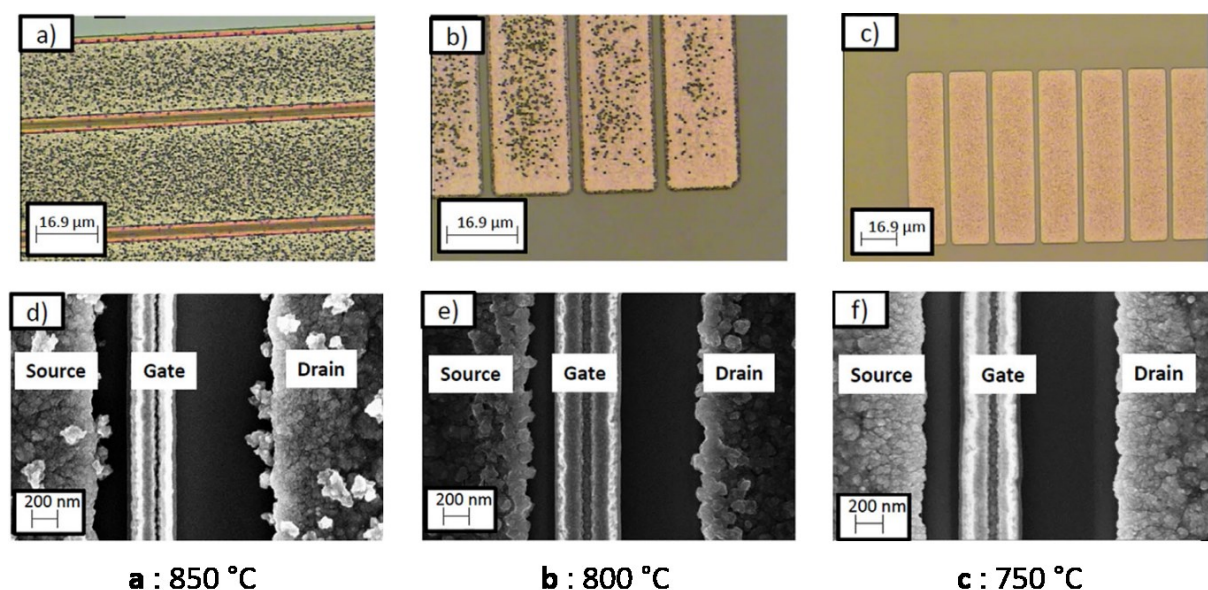


Figure 1.13. Image au microscope optique des contacts ohmiques après un recuit à (a) 860 °C (b) 800 °C et (c) 750 °C. Image au microscope électronique à balayage des contacts ohmiques après un recuit à (d) 860 °C (e) 800 °C et (f) 750 °C. [47]

Pour pallier ce phénomène, des études de recuit à plus basse température ont été menées dans un premier temps par J. Lee *et al.* en 2011.[48] L'empilement métallique Mo/Al/Mo/Au proposé sur une hétérostructure InAlN/AlN/GaN ne contient plus de titane, remplacé par une couche de molybdène (Mo), un métal réfractaire. Leur procédé de fabrication consiste en un prétraitement plasma afin de créer des lacunes en azote ce qui leur permet de réduire le budget thermique à 650 °C afin d'obtenir une résistance de contact très faible à 0,15 Ω .mm tout en évitant le fluage des métaux. Dans le même contexte, le laboratoire de Chalmers a développé des contacts ohmiques avec un empilement Ta/Al/Ta/Au couplé d'un recuit à 550°C.[49] Leur structure InAlN/AlN/GaN a ainsi pu bénéficier de contact ohmique avec une résistance de 0,14 Ω .mm.

Récemment, l'équipe de Y. Kumazaki *et al.* a travaillé sur une géométrie de contact ohmique avec une suite de microstructure de métal dans la barrière d'AlGaN.[50] Ce procédé permet d'augmenter la surface du Ti en contact avec le semiconducteur. Par ailleurs, la diffusion latérale des métaux est contrôlée grâce à un recuit à 600°C et la résistance de contact ohmique obtenue était de 0,29 Ω .mm. Toutefois, l'empilement Ti/Al ne dispose pas d'une protection contre l'oxydation de ses métaux et risque de souffrir d'une réduction de la résistance de contact dans le temps.

La solution optimale serait de ne pas utiliser d'alliage pour fabriquer les contacts ohmiques afin d'améliorer le contrôle des dimensions du transistor. Pour ce faire, l'ingénierie du matériau doit être réalisée sous les métaux de contact de sorte à remplacer le pseudo-dopage dû aux lacunes d'azote. Le dopage est nécessaire pour réduire la barrière de potentiel afin que le transfert d'électron s'effectue par effet tunnel. Les atomes Si et Ge de la colonne IV du tableau de Mendeleïev peuvent ainsi être implantés dans le GaN à des énergies de l'ordre de quelques centaines de keV. Puis, les dopants s'insèrent sur les sites de gallium grâce à une étape de recuit à haute température, ils sont alors activés. L'efficacité du dopage par implantation dépend principalement de cette température

d'activation. La participation de tous les atomes de Si au dopage n a été atteint pour des recuits allant de 1000 à 1300 °C.[51], [52] Récemment, une équipe a publié une faible résistance de 0,03 Ω.mm entre un métal de contact Ti/Au et une couche de GaN dopée par implantation en Si et recuite à 1100°C.[53] Dans le cas d'un dopage en Ge, cette même équipe a obtenu une résistance élevée de 0,6 Ω.mm à l'interface métal/semiconducteur.[54] L'application aux contacts ohmiques d'un transistor nécessite la protection des régions d'accès, entre la source et le drain. L'implantation des régions de contacts ohmiques est utilisée en combinaison du procédé de lithographie, une technique de micro-ingénierie permettant de définir les régions à implanter. Récemment, la structure AlGaIn/GaN d'un transistor HEMT a été implantée localement en Si par le CEA Leti.[55] Ils ont publié une résistance de 0,4 Ω.mm de leur contact ohmique sans étape de recuit des métaux. Dans cette publication, les dopants ont été activés par une température d'activation fixée à 1050 °C. Bien que cette technique soit prometteuse, le recuit nécessaire n'est pas applicable à des échantillons sensibles à ces niveaux de température ou pour de larges surfaces de wafer.

Des solutions existent donc pour répondre au besoin de réduction des paramètres physiques des HEMTs dans un contexte d'accélération des transferts de données. Ce ne sont pourtant pas les procédés favorisés par les équipes de recherches et par l'industrie. Ces derniers travaillent avec la technique de reprise de croissance sélective de semiconducteur dopé sous les contacts ohmiques.

4. État de l'art de la reprise de croissance des contacts ohmiques

L'épitaxie sélective (ou SAG, Selective Area Growth) est la croissance de semiconducteur dans des régions définies par un masque solide sur un substrat. La reprise de croissance sélective suit la même définition mais sur un substrat où des couches de semiconducteurs ont déjà été épitaxiées. De même que pour l'implantation ionique, les régions d'accès source-drain sont protégées par un masque qui est retiré une fois la croissance terminée. Toutefois, le dopage par épitaxie ne requiert pas systématiquement une étape de recuit pour insérer les dopants sur les sites de substitutions contrairement à l'implantation ionique. Dans le cas d'un dopage GaN:Si, les atomes de silicium substituent aisément ceux de gallium comme expliqué dans la partie sur le dopage plus tôt dans ce chapitre. Bien que le dopage in-situ GaN:Si n'ait pas besoin d'un recuit pour activer les dopants, les échantillons sont exposés à la température de croissance pouvant varier de 600 °C à 1200 °C selon la technique de croissance choisie. La croissance sélective à 1200 °C n'est pas adaptée pour des hétérostructure dont le budget thermique est limité.

La croissance sélective de GaN dopé sous les contacts ohmiques est réalisée après la gravure de l'hétérostructure dans ces mêmes régions. Le schéma de HEMT devient alors le suivant :

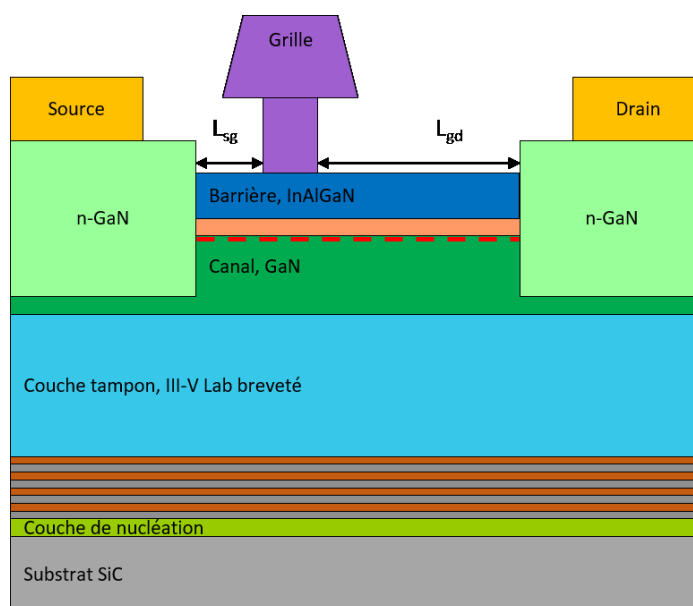


Figure 1.14. Vue en coupe du transistor HEMT avec reprise de croissance sous les contacts ohmiques.

L'épitaxie par jet moléculaire (ou MBE, *Molecular Beam Epitaxy*) est une technique de croissance sous très haut vide. Comme son nom l'indique, elle emploie un à plusieurs jets moléculaires vers le substrat. Les pressions utilisées sont de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-12} Torr afin d'avoir un milieu le plus pure possible ce qui permet de croître une couche de GaN à 600 °C avec peu de défauts. Dans ces conditions, la croissance sélective du GaN n'a de nom que l'utilisation du masque solide protégeant les régions d'accès. En effet, du dépôt de matériau est obtenu sur la surface masque. Les dépôts sur le masque ne perturbent pas la croissance ou le dopage dans les régions de contacts ohmiques. Ils sont enlevés lors de l'étape de retrait du masque solide. La SAG par MBE a démontré les meilleurs résultats de résistances de contacts ohmiques qui ont été conçus à basse température (Tableau 1.5). Parmi eux, on retrouve les résultats de Nadia El Bondry dont l'étude portait sur la croissance sélective par MBE de GaN fortement dopé n pour l'application de contacts ohmiques des HEMTs. [56] Ses travaux ont permis de réduire la dimension de la région active des HEMTs à 1 μm . Cette distance peut encore être réduite, comme on peut le voir avec la publication de A. Hickman *et al.* qui utilisent la SAG par MBE sur un transistor HEMT dont la distance séparant les deux électrodes est de 0,6 μm . [57]

L'épitaxie en phase vapeur des organométalliques (ou MOVPE, *Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) est une technique de croissance à basse pression. Comme son nom l'indique, elle emploie des précurseurs organométalliques transportés en phase vapeur par un gaz plus léger vers la surface chauffée du substrat. Les pressions utilisées varient entre 10 et 760 Torr qui est la pression atmosphérique. La croissance par MOVPE d'une couche de GaN de haute qualité est obtenue entre 1000 et 1200 °C. Dans ces conditions, les précurseurs réagissent peu à la surface d'un masque solide, d'où le nom de croissance sélective. Les précurseurs sont transportés à la fois en phase vapeur et à la surface du masque vers ses ouvertures. Le masque a un double rôle de protection des régions d'accès et d'apport de matière dans les régions où le semiconducteur est exposé. Toutefois, des dépôts de matière sur le masque sont observés en plus ou moins grande quantité en fonction de la nature du masque, de sa géométrie et des conditions de croissance en MOVPE. Ces facteurs complexifient la

croissance sélective en phase vapeur. La fabrication de contacts ohmiques non alliés a été publiée sur des hétérostructures AlGa_n/Ga_n grâce à la SAG par MOVPE (Tableau 1.5). Les résultats de résistance de contacts ohmiques ne sont pas aussi faibles que ceux de la MBE car plus de paramètres sont à prendre en compte pour la technique de SAG par MOVPE. Nadia El Bondry a mené une étude sur la SAG de Ga_n:Si à 1000°C par MOVPE au cours de sa thèse. Malheureusement, les résistances de contact obtenues n'ont pas atteint les valeurs requises pour l'application hyperfréquence des HEMTs. Il est donc nécessaire de poursuivre les recherches dans ce domaine pour améliorer la fabrication des contacts ohmiques par MOVPE.

Bien que la SAG par MBE présentent les meilleurs résultats, la MOVPE est une technique de croissance moins coûteuse et elle demande un entretien moins contraignant. Sa présence dans l'industrie du semiconducteur est très importante. Par ailleurs, le III-V Lab possède un réacteur d'épitaxie MOVPE dédié aux nitrures que nous présentons dans le chapitre 2. L'intérêt de cette thèse est d'utiliser la technique de SAG en phase vapeur pour la fabrication des contacts ohmiques des transistors conçus au III-V Lab dans un contexte d'accélération du transfert de donné.

Les HEMTs du laboratoire sont composés d'une couche barrière quaternaire InAlGa_n dont la température de croissance ne peut pas dépasser 850 °C. L'indium est un élément très volatile et les températures de croissance supérieures empêchent l'incorporation du métal dans la couche. Cette limitation s'applique aussi à la SAG des contacts ohmiques sur l'hétérostructure InAlGa_n/AlN/Ga_n : la température ne doit pas excéder celle utilisée pour la croissance de la barrière. Dans le cas contraire, l'Indium se désorbe ou des clusters se forment dans la barrière ce qui impact directement la densité de porteur dans le gaz d'électron 2D. La croissance par MBE a l'avantage d'obtenir facilement de très bonnes qualités cristallines du Ga_n à cette température contrairement à la MOVPE. Peu d'étude dans la littérature rapporte des résultats satisfaisant de contacts ohmiques non alliés sur une hétérostructure contenant de l'Indium. La complexité de cette étude est d'appliquer un procédé de fabrication des contacts dans des conditions non-optimales pour la montée en fréquence des transistors. Le tableau suivant présente les résistances de contacts obtenues par reprise de croissance MBE et MOVPE en littérature ainsi que les températures associées.

	Hétérojonction	Température de recroissance °C	R _c Ω.mm	Ref
MBE	InAlN/GaN	630	0,26	[58], [59]
	InAlGaN/GaN	/	0,09	[60]
	InAlN/GaN	700	0,25	[61]
	AlGaN/GaN	660	0,1	[62]
	AlGaN/GaN	660	0,1	[63]
	AlN/GaN	/	0,13	[57]
	InAlN/GaN	750	/	[64]
	InAlN/GaN	/	0,13	[65]
	InAlGaN/GaN	740	0,17	[56]
MOVPE	AlN/GaN	1090	0,27	[66]
	AlGaN/GaN	1060	1	[67]
	AlGaN/GaN	/	0,12	[68]
	AlGaN/GaN	/	0,45	[69]
	AlGaN/GaN	/	0,38	[70]
	/	1000	0,1	[71]
	AlGaN/GaN	/	0,3	[72]
	AlGaN/GaN	700	0,07	[73]
	InAlN/GaN	950	0,43	[74]
	InAlGaN/GaN	1080	0,7	[56]

Tableau 1.5. Résistances de contacts ohmiques obtenues par reprise de croissance sélective de nitrure fortement appliquée à différentes hétérostructures.

H. Qie *et al.* ont récemment publié 0,07 Ω.mm de résistance de contact grâce au procédé de SAG en phase vapeur à 700 °C sur une structure AlGaN/GaN.[73] Leur résultat est la plus faible résistance de contact publié à ce jour ce qui très encourageant pour atteindre l'objectif de thèse.

Conclusion du chapitre 1

Les propriétés physiques du nitrure de gallium en font le matériau de premier choix pour les systèmes d'amplification dans le domaine des hyperfréquences de puissance. Par ailleurs, les phénomènes de polarisations propres aux nitrures ont été présentés car ils sont à l'origine de la formation de gaz d'électron bidimensionnel qui est à la base du fonctionnement des HEMTs. L'examen des grandeurs caractérisant ces composants démontrent l'intérêt que la miniaturisation des HEMTs a pour l'amélioration de leurs performances RF. Cependant, le recuit des métaux de contacts ohmiques limite le contrôle des dimensions du transistor dû au mouvement latéral des alliages à haute température. L'étape de recuit permet la formation d'un pseudodopage n ce qui confère le caractère ohmique aux contacts. Des solutions existent pour éviter cette étape. L'une d'elle concerne la reprise de croissance de GaN fortement dopé n sous les contacts ohmiques. Cette technique permet à la fois de réduire les dimensions du transistor et de réduire la résistance de contact ohmique ce qui est aussi un axe d'amélioration des performances RF. Toutefois, les conditions optimales de reprise de croissances par MOVPE du GaN:Si ne peuvent pas être appliquées pour les transistors du III-V Lab en raison de la composition en indium dans la barrière quaternaire InAlGaN. L'intérêt de la thèse est de développer un procédé de SAG pour ce type de transistor et pouvant être ajouté au procédé de fabrication déjà existant du III-V Lab.

Chapitre 2 - Croissance MOVPE de GaN fortement dopée en silicium

Ce chapitre présente dans un premier temps l'épitaxie en phase et le réacteur d'épitaxie de type *Close-Coupled Showerhead*. Les techniques de caractérisations des couches minces utilisées sont ensuite décrites. La deuxième partie de ce chapitre est une discussion sur les objectifs à atteindre en terme de résistance de contact et de dopage et le choix des dimensions du contact recrût. Enfin, l'optimisation des paramètres de croissance est étudiée pour atteindre un haut niveau de dopage à $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Toutefois, on se limite à une température de croissance de 850 °C pour ne pas dégrader la barrière quaternaire InAlGaN.

I. Technique de croissance en phase vapeur et caractérisations

1. Principe de l'épitaxie en phase vapeur

Les prémisses de la croissance par MOVPE apparaissent dans les années 1960 et la première croissance est publiée en 1969 par Manasevit [75]. Cette technique est aujourd'hui indispensable dans l'industrie du semiconducteur pour la production de masse à bas coût. Le principe de la MOVPE est d'envoyer des précurseurs en phase vapeur à la surface d'un substrat chauffé afin qu'ils réagissent et participent à la croissance d'une couche cristalline. Les précurseurs sont des composés organométalliques, des métaux reliés à des composés tri-alkyl (méthyle, éthyle) : TMGa, TMAI, TEGa, etc., tandis que l'élément V provient de l'ammoniac (NH_3).

La croissance MOVPE consiste à déposer des couches atomiques et met en jeu de nombreuses réactions en phase gazeuse et en surface. La compréhension des mécanismes de ces réactions est difficile en raison de leur complexité et de la température élevée de croissance. Cependant, on peut schématiser le processus de croissance comme représenté dans la Figure 2.1. Les précurseurs réagissent en phase vapeur par pyrolyse pour ensuite être adsorbés à la surface du substrat chauffé. Les sous-espèces diffusent avant de réagir et de former une nouvelle couche atomique. Une partie des sous-espèces en surface du substrat est désorbée vers la phase vapeur et qui sont ensuite susceptibles d'être adsorbées de nouveau. Les sous-produits de la réactions désorbent de la surface et ne participent pas au dépôt de couche mince.

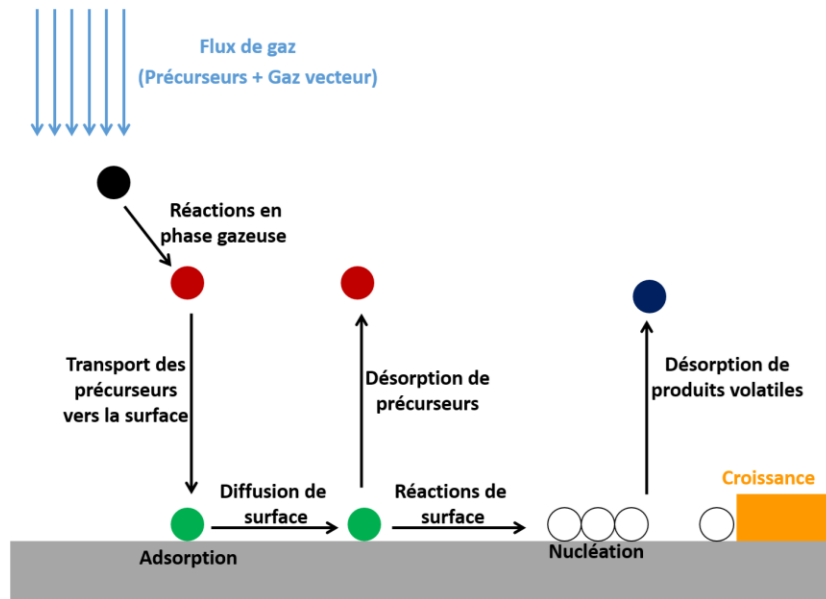


Figure 2.1. Schéma des principales réactions de croissance en phase vapeur.

Il existe trois régimes de croissance en MOVPE, identifiés par la dépendance de la vitesse de croissance avec la température. L'exemple de l'arséniure de gallium (GaAs) est fourni dans la Figure 2.2 à différentes pressions. À relativement faible température, la pyrolyse des précurseurs en phase vapeur limite la croissance. Celle-ci dépend en effet de la température d'après la loi d'Arrhenius :

$$k = A \cdot e^{\frac{-E_a}{R \cdot T}} \quad (2.1)$$

Avec k le taux de réaction, E_a l'énergie d'activation, R le coefficient des gaz parfaits et A le coefficient pré-exponentiel dépendant de la température. La vitesse de croissance augmente donc avec la température, on parle de régime cinétiquement limité. Ensuite, à plus haute température, le système a suffisamment d'énergie pour ne plus être limité par la décomposition des précurseurs. La vitesse de croissance varie peu avec la température et est limitée par le transport des éléments en phase gazeuse, ce qui correspond à la région n°2 de la Figure 2.2. On parle de régime limité par le transport de masse. Enfin, dans le troisième régime, le taux de désorption des éléments devient prédominant. La vitesse de croissance décroît avec la température.

Dans le cas du GaN, la pyrolyse du TMGa est complétée à partir de 500 °C. Toutefois, l'ammoniac est trop peu décomposé à faible température ce qui limite la croissance dans ces conditions. On peut situer entre 800 °C et 1200 °C le second régime de croissance. Usuellement, les couches de GaN sont épitaxiées entre 1000 °C et 1200 °C pour obtenir une haute qualité cristalline. Le troisième régime apparaît au-dessus de ces températures. La croissance MOVPE est réalisée à basse pression, jusqu'à 10 Torr, afin de réduire l'énergie nécessaire à fournir aux gaz pour que le phénomène de pyrolyse ait lieu. Cette technique a été mise en place par Jean-Pascal Duchemin. [76] Un autre avantage est la réduction des réactions parasites pouvant perturber le rendement de croissance. Par

ailleurs, la pression influe sur l'incorporation d'impuretés et la formation de défauts pouvant dégrader la qualité cristalline des couches. Typiquement, la croissance de nos couches tampons de GaN est réalisée à des pressions inférieures à 100 Torr.

Dans le cas de la croissance en phase vapeur de matériau III-N, le rapport en élément V/III est un paramètre important. En effet, l'ammoniac est un précurseur dont le taux de craquage est très faible et atteint 26% à 1200 °C. [77] Il est donc apporté en très grande proportion comparé aux éléments III de sorte à avoir suffisamment d'élément V participant à la croissance. Le rapport molaire en élément V/III est généralement supérieur à 2000.

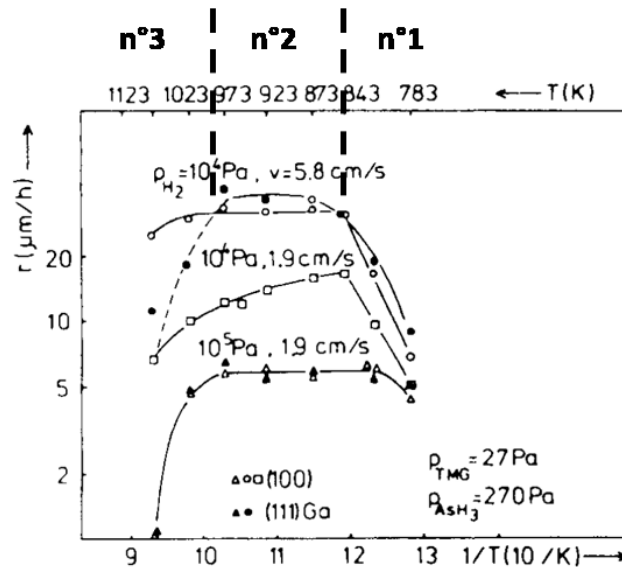


Figure 2.2. Vitesse de croissance de GaAs en fonction de la température à différentes pressions. Les régimes de croissance (1, 2, 3) sont renseignés. [78]

2. Réacteur d'épitaxie: Close-Coupled Showerhead

La croissance en phase vapeur de structures complexes est réalisée dans des réacteurs d'épitaxie industriels pluri-technologique. Un réacteur d'épitaxie comporte une chambre de croissance, un panneau de gaz et un système de vide et d'évacuation. Un logiciel permet de contrôler les différents paramètres de croissance et de programmer une suite de commandes pour l'élaboration de structures complexes. Le III-V Lab possède un réacteur MOVPE *Close-Coupled Showerhead* (CCS) de chez Aixtron dédié à la croissance des matériaux III-N. Ce réacteur de type vertical a été conçu afin de répondre au cahier des charges des laboratoires et des industriels, et peut accueillir 19 substrats de 2 pouces et jusqu'à un substrat de 6 pouces.



Figure 2.3. Photo du réacteur d'épitaxie Close-Coupled Showerhead.

i. Chambre de croissance

La croissance en phase vapeur est fortement dépendante de la géométrie de la chambre de croissance. L'écoulement des gaz dans la chambre de croissance peut être laminaire ou turbulent en fonction de la géométrie de celle-ci. Si non gérés correctement, les précurseurs peuvent atteindre la surface du substrat à plusieurs reprises ou ne pas l'atteindre du tout. Une mauvaise circulation des éléments accroît le risque d'inhomogénéité et détériore les interfaces entre les couches. Un autre point de vigilance provient du mélange des précurseurs en phase gazeuse et de leur pyrolyse prématurée contribuant aux réactions parasites, ce qui a pour conséquence de réduire le rendement de croissance. La géométrie du réacteur CCS permet de mélanger les précurseurs au plus proche de la surface des échantillons à travers des orifices en grande densité (15 orifices/cm², Figure 2.4). La moitié de ces trous est consacrée aux éléments III et l'autre moitié à l'élément V. Les gaz se rencontrent uniquement au moment de leur injection dans la chambre de croissance, à environ 2 cm du suscepteur rotatif en graphite recouvert de SiC. Cette géométrie assure un bon écoulement des gaz dans la chambre ce qui permet d'améliorer l'uniformité des couches déposées et un meilleur rendement. De plus, le réacteur CCS possède six ports optiques répartie sur le showerhead (Figure 2.4) qui sont utilisés pour des outils de suivi *in situ* de la croissance.

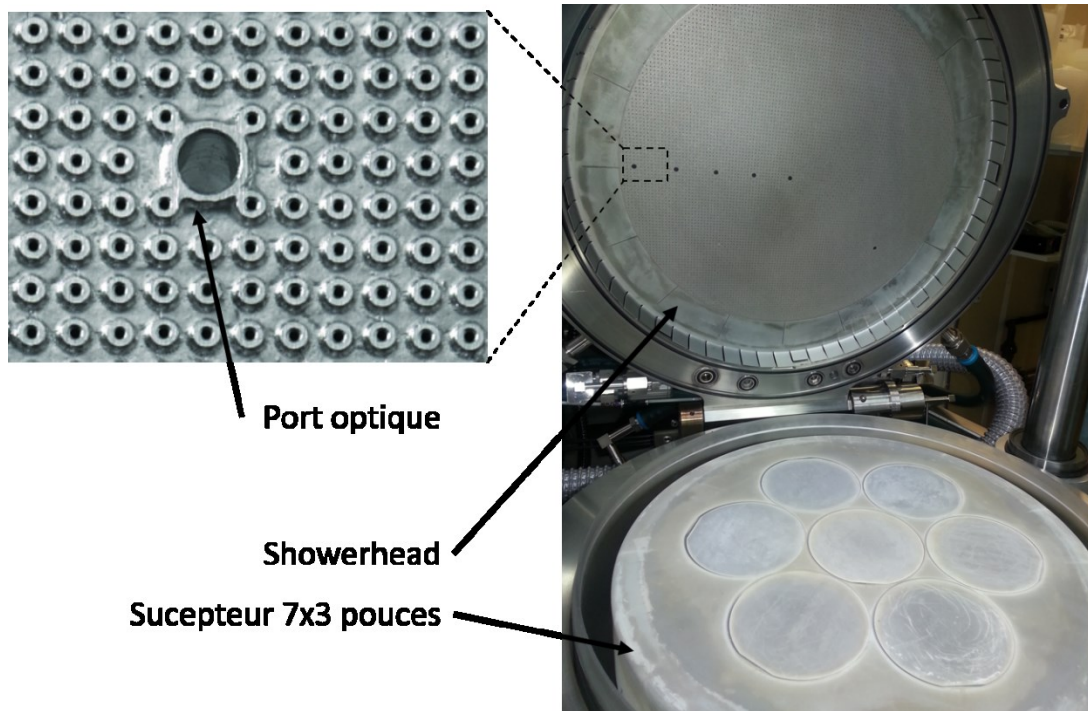


Figure 2.4. *Photo de la chambre de croissance du réacteur CCS. Un grossissement des entrées de gaz dans la chambre et d'un port optique est présenté.*

La température de croissance est assurée à l'aide de trois résistances en tungstène-rhénium, un matériau permettant d'atteindre jusqu'à 1300 °C. Elles sont situées à l'arrière du suscepteur et la température est contrôlée par un thermocouple, lui aussi en face arrière. La bonne répartition de la température sur chacune des trois résistances permet d'obtenir une croissance uniforme. S'il y a un gradient de température au-dessus du substrat, il peut engendrer une recirculation par la dilatation des gaz au voisinage de la surface.

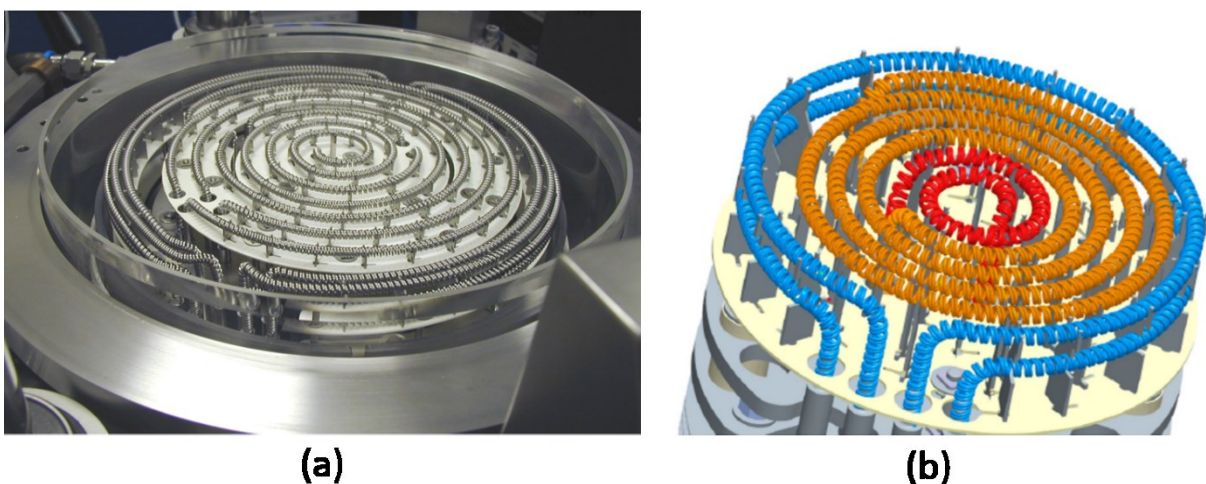


Figure 2.5. *(a) Résistances chauffantes en tungstène-rhénium dans le réacteur CCS. (b) Indication des trois résistances en couleur.*

ii. Panneau de gaz

Le stockage et le système de distribution des gaz est assuré dans le panneau de gaz. Les précurseurs d'organométalliques sont stockés sous forme liquide ou solide dans des bulleurs : un contenant métallique composé d'une entrée et d'une sortie tubulaire. Les bulleurs sont gardés à température constante de sorte à toujours fournir la même pression de vapeur saturante. L'entrée tubulaire plonge directement dans le précurseur afin d'injecter un gaz porteur, généralement du dihydrogène (H₂) ou du diazote (N₂), qui entraîne ensuite le précurseur en phase gazeuse dans les lignes de gaz vers la chambre de croissance. Le débit molaire d'organométallique en mol.min⁻¹ est précisément contrôlé par des débitmètres et il s'exprime comme suit :

$$Q_{MO} = \frac{P_{MO} \cdot Q_{GP}}{P_{totale}} \quad (2.2)$$

Avec Q_{GP} le débit de gaz porteur en mol.min⁻¹, P_{MO} la pression de vapeur saturante du précurseur en Torr et P_{totale} la pression totale du bulleur en Torr. L'ammoniac est stocké sous forme gazeuse sous pression en dehors du réacteur d'épithaxie contrairement aux bulleurs pour des raisons de sécurité. L'élément V est aussi transporté par le gaz porteur vers la chambre du réacteur. Les différents flux sont assurés par des contrôleurs de débit et de pression. Le temps de réponse de ces éléments et des vannes associées doit être rapide afin d'obtenir notamment des interfaces de couches abruptes.

iii. Système de vide et d'évacuation

Les conditions de basse pression nécessaires à la croissance MOVPE sont assurées par une vanne papillon couplée à une pompe sèche. La pression peut descendre jusqu'à 10 Torr. Les éléments III qui ne réagissent pas sortent de la chambre de croissance et sont captés par un filtre. L'ammoniac est décomposé en N₂ et H₂ dans un purificateur appelé « scrubber ».

3. Caractérisations *in-situ* : vitesse de croissance, température et déformation/contraintes

Le contrôle de la croissance des couches minces de semiconducteur est primordial afin d'assurer la fiabilité en industrie. Deux outils de l'entreprise Laytec, l'EpiTT et l'EpiCurve, sont installés sur la chambre de croissance. Ils sont utiles au contrôle *in situ* de la température en surface de l'échantillon, de paramètres physiques du dépôt des couches minces et de la déformation du substrat.

i. Mesure de réflectance et de pyrométrie : EpiTT

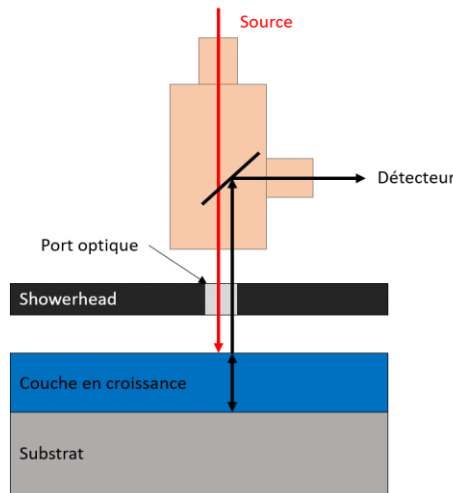


Figure 2.6. Schéma du fonctionnement de l'EpiTT.

L'EpiTT est un outil aux multiples applications basé sur la réflexion d'une LED ($\lambda_{LED} = 633 \text{ nm}$) dans une couche mince (Figure 2.6). La lumière est envoyée à la surface de l'échantillon en incidence normale, qui est alors partiellement réfléchi dans le cas d'un matériau transparent. L'autre partie du signal est transmise dans la couche mince où il sera réfléchi à l'interface entre la couche et le substrat. Le même phénomène se répète à l'interface couche/air jusqu'à être transmis vers un photodétecteur. Le rapport des intensités réfléchies et de l'intensité incidente est la réflectance du signal nommé R :

$$R = \frac{I_{réfléchi}}{I_{incidente}} = \frac{(n - 1)^2 + k^2}{(n + 1)^2 + k^2} \quad (2.3)$$

Les indices de réfraction et d'extinction de la couche en croissance, respectivement n et k, dépendent de la composition du matériau, de la température et de la longueur d'onde incidente. La réflectance évolue dans le temps lors de la croissance d'une couche tel que représenté sur la Figure 2.7. La vitesse de croissance est extraite par la mesure de la période d'après la formule :

$$P = \frac{\lambda}{2n \cdot r} \quad (2.4)$$

Avec P la période en seconde, n l'indice de réfraction, λ la longueur d'onde en nm et r la vitesse de croissance en $\text{nm} \cdot \text{s}^{-1}$. L'indice de réfraction dépend de la longueur d'onde utilisé et de la température de croissance. Une base de donnée est utilisée lors de l'exploitation des mesures.

L'évolution du signal peut aussi renseigner sur la qualité de la couche en surface. En effet, une perte progressive de l'amplitude est caractéristique de l'ondulation de la surface (Figure 2.7.b) tandis qu'une perte d'intensité du signal indique une augmentation de la rugosité (Figure 2.7.c). Le signal est complètement perdu si la rugosité est comparable ou supérieure à la longueur d'onde.

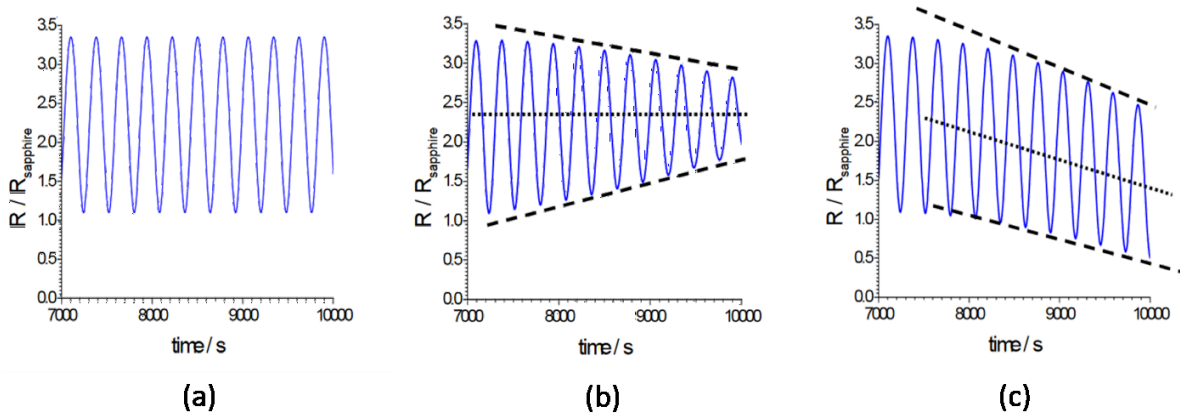


Figure 2.7. (a) Evolution du signal EpiTT idéal pour l'extraction de la vitesse de croissance. (b) Evolutions du signal lors d'un changement de composition et (c) lors d'une augmentation de la rugosité. [79]

La seconde fonction de l'EpiTT installée sur notre réacteur d'épitaxie est la mesure de la température en surface des échantillons par la technique de pyrométrie. Une correction de la valeur d'émissivités est réalisée grâce à une seconde longueur d'onde à 950 nm. Cet outil nous permet de connaître avec précision la température et de comparer les valeurs entre différents types de substrat.

ii. Mesure de la déformation du substrat : EpiCurve

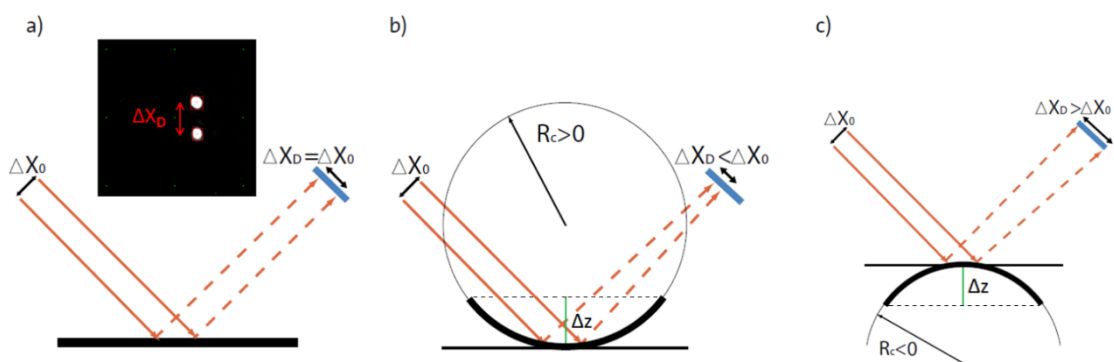


Figure 2.8. Principe de mesure in-situ de la déformation du substrat par l'EpiCurve.[80]

L'EpiCurve permet de mesurer l'évolution de la déformation du substrat. Deux lasers parallèles sont espacés d'une distance connue ΔX_0 . Ils sont envoyés à travers le même port optique, puis ils sont réfléchis à la surface de l'échantillon vers un photodétecteur. Ils sont alors espacés d'une distance ΔX_D . On obtient ainsi une valeur du rayon de courbure R_C (km^{-1}). Celui-ci évolue au cours de la croissance

en raison du gradient de température entre la face arrière et la face avant de l'échantillon, et de la différence de coefficient de dilation thermique entre les couches épitaxiées et le substrat. De plus, la différence de paramètre de maille génère des contraintes qui participent à la déformation. La maîtrise de la déformation est primordiale pour assurer un bon contact entre l'intégralité du substrat et le susceptible chauffé. Les contraintes, et donc le rayon de courbure, sont d'autant plus importantes que le diamètre de l'échantillon est grand.

On parle aussi de *bow*, la hauteur entre un plan de référence et le plus haut point de courbure de l'échantillon. Au laboratoire il peut être mesuré avec un profilomètre à pointe, ou bien calculé à partir du rayon de courbure et du diamètre de l'échantillon. Une grande déformation ($Bow > 25 \mu\text{m}$) est à éviter pour les étapes de fabrication du transistor.

4. Mesures Van der Pauw et effet Hall : caractérisation électrique et physique

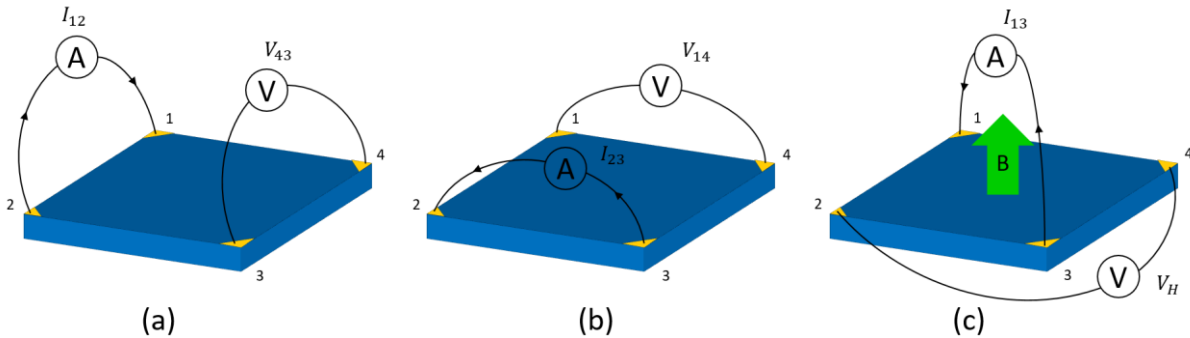


Figure 2.9. Principe de mesure des propriétés électriques et physique d'un matériau par (a et b) la technique de Van der Pauw et par (c) la technique d'effet Hall.

Les techniques de Van der Pauw et d'effet Hall permettent d'extraire les caractéristiques électriques du 2DEG ou d'une couche de GaN fortement dopée. Ces techniques nécessitent un échantillon carré avec quatre contacts à chacun de ses sommets, et sont des mesures destructives. La méthode de Van der Pauw est représentée dans les deux premiers cas de la Figure 2.9 (a et b): un courant I_{ij} est injecté le long d'un des côtés (par exemple de 1 à 2 : I_{12}) du carré et une tension est mesurée sur le côté opposé (par exemple de 3 à 4 : V_{34}). Les résistances R_A et R_B associées aux mesures sont liées à la résistance de feuille de la couche conductrice par l'équation de Van der Pauw :

$$e^{-\left(\frac{R_A}{R_{\square}}\right)} + e^{-\left(\frac{R_B}{R_{\square}}\right)} = 1 \quad (2.5)$$

Une fois cette grandeur déterminée, la concentration surfacique de porteur n_s est extraite à partir de l'équation (2.6) par la technique de l'effet Hall représentée dans la Figure 2.9.c. Un champ magnétique B est appliqué pendant que le courant I est injecté entre deux sommets opposés du carré.

La tension mesurée V_H , appelée tension de Hall, est mesurée entre les deux contacts restants, eux aussi opposés.

$$n_s = \frac{I \cdot B}{q \cdot |V_H|} \quad (2.6)$$

Le signe de la tension de Hall permet de désigner le type de porteur (n ou p) participant à la conduction. La concentration de porteur surfacique permet d'extraire la mobilité des porteurs par l'expression suivante :

$$\mu = \frac{1}{q \cdot n_s \cdot R_{\square}} \quad (2.7)$$

Les mesures que nous venons de présenter peuvent être réalisées en fonction de la température ce qui peut mettre en évidence des problèmes de qualité de matériau et, dans le cas du n-GaN, si notre matériau est dégénéré.

5. Courant de Foucault : cartographie de la résistance de feuille

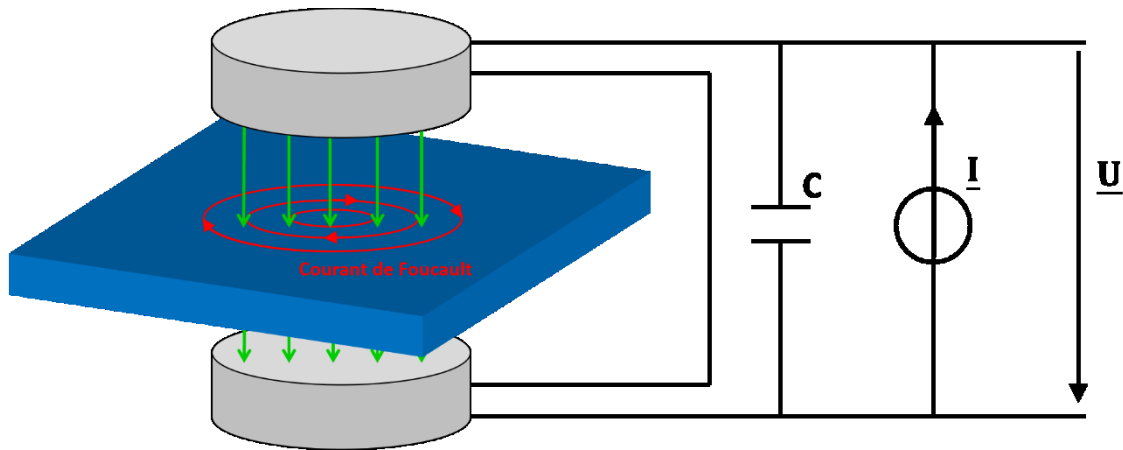


Figure 2.10. Principe de mesure de la résistance de feuille d'un matériau par courant de Foucault.

La résistance de feuille des structures HEMT est analysée en routine de manière non destructive et rapide. L'outil LEI-1510E utilise le principe du courant de Foucault grâce à l'injection d'un courant alternatif entre deux bobines encapsulées tel que représenté sur la Figure 2.10. Un champ électromagnétique primaire est généré et il induit un courant de Foucault dans un échantillon placé à équidistance des bobines encapsulées. Le courant de Foucault induit à son tour un champ électromagnétique secondaire opposé au champ primaire. La perturbation de ce dernier indique la résistance de feuille de l'échantillon.

Le LEI-1500E est motorisé de sorte à déplacer l'échantillon entre les deux bobines. De plus, un mouvement de rotation est appliqué au support ce qui permet de programmer des mesures en plusieurs points de l'échantillon. A noter que la mesure ne s'effectue pas en point précis mais sur une surface correspondant à la taille des sondes soit un cercle de 14 mm de diamètre.

6. Interférométrie en lumière blanche : mesure de l'épaisseur totale

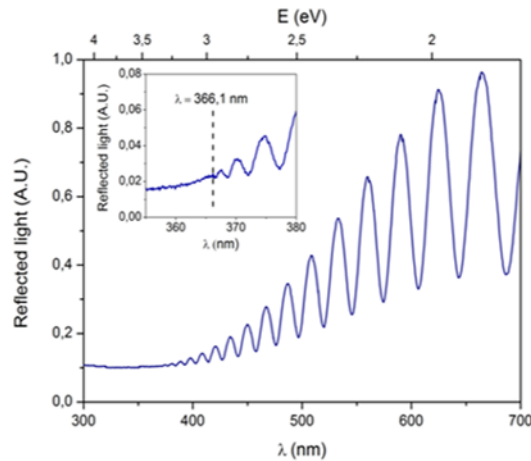


Figure 2.11. Profil du signal réfléchi en fonction de la longueur d'onde pour une couche de GaN sur saphir. L'encadré montre le signal réfléchi à 365 nm correspondant à l'énergie de bande interdite du GaN. [80]

L'interférométrie en lumière blanche sert à mesurer l'épaisseur d'une couche ou d'un empilement de semiconducteurs. Cette mesure est réalisée avec un RPM2000 qui est composé d'une source en lumière blanche à incidence normale, d'une lentille, d'un réseau de diffraction et d'un capteur *charge coupled device* (CDD). La méthode est basée sur la mesure d'interférences constructives et destructives de la lumière réfléchie aux interfaces de la couche mince. Les longueurs d'onde correspondant à des énergies inférieures à E_g sont absorbées et participent aux interférences renvoyées par l'échantillon. La différence de phase $\Delta \varphi$ permet d'extraire l'épaisseur aux maxima et minima des oscillations :

$$\Delta \varphi = \frac{4\pi \cdot n(\lambda) \cdot e}{\lambda} \quad (2.8)$$

n et e sont respectivement les indices de réfraction et l'épaisseur de la couche. Dans le cas des petites longueurs d'onde ($> E_g$), la lumière est transmise à travers l'échantillon. La mesure de réflectance reste constante et il est possible de déterminer la largeur de bande interdite au début des oscillations (encadré de la Figure 2.11). Les structures HEMT sont composées de plusieurs couches de nitrure comme présenté dans le chapitre 1. On considère que la différence d'indice de réfraction est suffisamment faible entre chaque couche en comparaison à l'indice de l'air. Dans cette approximation,

seules les réflexions en surface et à l'interface avec le substrat sont prises en compte ce qui permet d'évaluer l'épaisseur totale déposée. Une simulation numérique devrait être appliquée dans le cas contraire.

II. Définitions des objectifs pour la résistance de contact

La montée en fréquence des transistors requiert une réduction des dimensions de ce dernier. S'affranchir du recuit des métaux de contact ohmique permet d'améliorer le contrôle des dimensions ce qui est réalisable par reprise de croissance de GaN fortement dopée. De plus, cette technique réduit davantage la résistance des contacts ohmiques qui participent aussi à la montée en fréquence. Trois résistances en série caractérisent les contacts ohmiques avec reprise de croissance. Une optimisation est à apporter à chacune d'entre elles afin d'atteindre de très faibles valeurs R_c sans l'utilisation d'une étape de recuit. Dans cette optique, une discussion sur le niveau de dopage est proposée. La définition des dimensions du contact recrût permet aussi de définir les caractéristiques électriques du dopage. Ces objectifs serviront à orienter les efforts vers des conditions de croissance spécifiques que nous étudierons dans la partie suivante.

1. Résistances en série

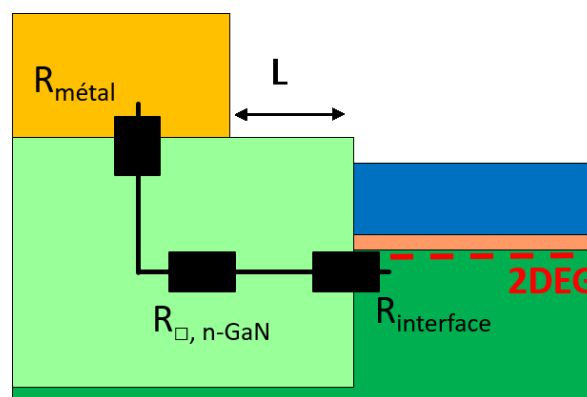


Figure 2.12. *Vue en coupe du contact avec reprise de croissance et répartition des composantes de la résistance de contact ohmique.*

Le contact ohmique avec reprise de croissance est défini comme la mise en série de trois résistances (Figure 2.12). La première composante est localisée à l'interface métal/semiconducteur et elle est notée $R_{m\acute{e}tal}$. Elle dépend de la barrière de potentiel et du niveau de dopage du matériau dopé. Puis, la deuxième résistance est le produit de la distance de recul du métal de contact par rapport au bord de la reprise de croissance (L) et de la résistance du matériau dopé ($R_{\square, n-GaN}$). La résistance à l'interface avec le 2DEG est nommée $R_{interface}$, elle dépend de plusieurs paramètres notamment le dopage et la qualité de l'interface 2DEG/n-GaN. La résistance de contact totale est liée à ces trois résistances par la formule :

$$R_c = R_{\text{m\u00e9tal}} + L \cdot R_{\square, n\text{-GaN}} + R_{\text{interface}} \quad (2.9)$$

Nous souhaitons r\u00e9duire chacune des composantes aux plus petites valeurs possibles. Toutefois, la complexit\u00e9 du proc\u00e9d\u00e9 mis en jeu ne permet pas de r\u00e9duire les trois r\u00e9sistances \u00e0 la fois. En effet, le peu de r\u00e9sultats d\u00e9taillant leurs valeurs mettent en \u00e9vidence qu'une seule des trois r\u00e9sistances peut fortement d\u00e9grader R_c (Figure 2.13). Chakmak *et al.* pr\u00e9sentent un contact ohmique non recuit par reprise de croissance MOVPE avec une r\u00e9sistance $R_c = 0,3 \Omega \cdot \text{mm}$ en raison d'une r\u00e9sistance \u00e0 l'interface avec le 2DEG de $0,22 \Omega \cdot \text{mm}$ (triangle orange). [72] Dans le cas de Zhang *et al.*, la composante $L \cdot R_{\square, n\text{-GaN}}$ est tr\u00e8s \u00e9lev\u00e9e devant les deux autres r\u00e9sistances en raison du tr\u00e8s grand recul du m\u00e9tal \u00e0 $L = 2 \mu\text{m}$ (triangle noir). [74] Ils obtiennent ainsi une valeur relativement \u00e9lev\u00e9e de $R_c = 0,43 \Omega \cdot \text{mm}$. La r\u00e9sistance \u00e0 l'interface avec le m\u00e9tal peut elle aussi rehausser la valeur de R_c comme le montre le r\u00e9sultat de Huang *et al.*. [81] Les meilleures r\u00e9sistances de contact ohmique par MOVPE mais aussi par MBE d\u00e9montrent qu'il est possible d'atteindre des valeurs de R_c inf\u00e9rieures \u00e0 $0,10 \Omega \cdot \text{mm}$ gr\u00e2ce \u00e0 un travail sur les trois composantes (triangle rouge et vert respectivement). [60], [73]

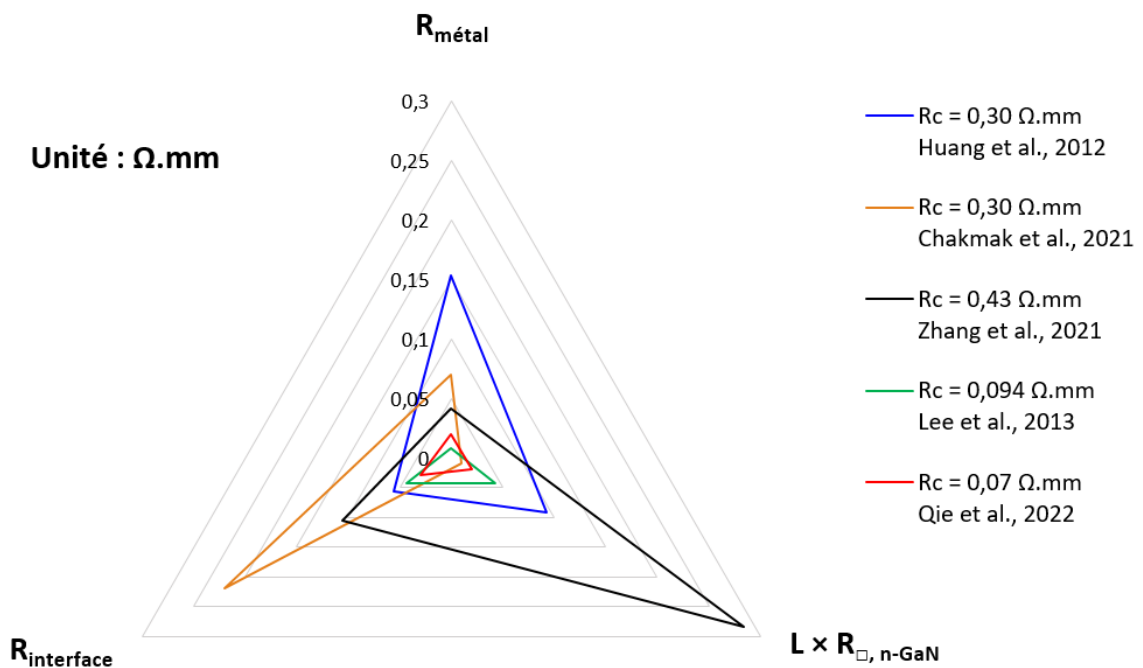


Figure 2.13. Graphique radar des r\u00e9sistances en s\u00e9rie en litt\u00e9rature. [60], [72]–[74], [81]

Le laboratoire III-V Lab utilise actuellement une technologie de contact ohmique recuit dont la r\u00e9sistance est en moyenne de $0,5 \Omega \cdot \text{mm}$. Les meilleurs r\u00e9sultats atteints sont de $0,3 \Omega \cdot \text{mm}$ avec une forte inhomog\u00e9nit\u00e9 sur une plaque 4 pouces. Dans le cadre de mont\u00e9e en fr\u00e9quence des composants HEMT, il est n\u00e9cessaire de r\u00e9duire ces valeurs. Nous nous fixons $0,15 \Omega \cdot \text{mm}$ comme objectif de sorte \u00e0 r\u00e9duire de moiti\u00e9 les meilleurs r\u00e9sultats obtenus au laboratoire. De plus, cela nous rapproche des meilleurs r\u00e9sultats

2. Niveaux de dopage

La fabrication classique des contacts ohmiques utilise une étape de recuit pour former des lacunes en azote sous les métaux. Le niveau de dopage est alors suffisamment élevé pour favoriser le transfert d'électrons à travers la barrière de potentiel. Bien que nous ne connaissons pas la valeur de ce niveau de dopage, il est possible de prévoir la potentialité de transfert des électrons à l'interface métal/semiconducteur par l'étude du paramètre E_{00} (eV) [82]–[84]:

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \cdot \sqrt{\frac{N_D}{m_e \varepsilon_s}} \quad (2.10)$$

Avec h la constante de Planck en J.s, m_e la masse effective d'un électron en kg et ε_s l'indice diélectrique du semiconducteur . Le paramètre E_{00} est comparé à la valeur $k_B T$, avec k_B la constante de Boltzmann et T la température.

À $E_{00} < k_B T$, le niveau de dopage est considéré comme étant faible ce qui induit un transfert d'électrons dominé par l'effet thermoionique. La résistance spécifique de contact est définie par :

$$\rho_c \propto e^{\left(\frac{q\varphi_B}{k_B T}\right)} \quad (2.11)$$

Avec φ_B la hauteur de barrière de potentiel. La résistance de contact spécifique diminue avec à température croissante car les électrons ont suffisamment d'énergie pour traverser la barrière de potentiel.

À $E_{00} \approx k_B T$, le niveau de dopage est considéré comme étant intermédiaire et représente les transferts par effet thermoionique assisté par effet de champ. La résistance spécifique de contact dépend à la fois de la température et du paramètre E_{00} :

$$\rho_c \propto \exp \left[\frac{q\varphi_b}{E_{00} \cdot \coth \left(\frac{E_{00}}{k_B T} \right)} \right] \quad (2.12)$$

À $E_{00} > k_B T$, le niveau de dopage est considéré comme étant très élevé ce qui indique un transfert d'électrons dominé par l'effet tunnel. La résistance spécifique dépend fortement du potentiel E_{00} et par extension du niveau de dopage :

$$\rho_c \propto e^{\left(\frac{q\phi_B}{E_{00}}\right)} \quad (2.13)$$

On souhaite ainsi obtenir le plus haut niveau de dopage possible afin de minimiser la résistance des contacts ohmiques. Les résultats en littérature présentant une faible résistance de contact utilisent des niveaux de dopages en silicium ou germanium proches de $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Le potentiel de transfert $E_{00} = 139 \text{ meV}$ calculé est largement suffisant pour favoriser l'effet tunnel. Cependant, la croissance en phase vapeur de GaN dopée Si est connue pour la forte dégradation du cristal à ce niveau de dopage en raison du caractère anti-surfactant de ce dopant. [85] Ce phénomène n'est pas observé dans le cas du dopage Ge et une bonne qualité cristalline est obtenue ce qui peut être attribuée au rayon atomique proche de celui du Ga. Des plus hauts niveaux de dopage peuvent alors être atteints. Konczewicz et al. ont rassemblé les résultats provenant de plusieurs articles dans un graphique (Figure 2.14). [86] L'évolution de la mobilité en fonction du niveau de dopage est ainsi mise en évidence. Ces résultats concernent différentes techniques de croissances. La mobilité décroît de manière logarithmique avec le niveau de dopage en raison de l'augmentation des interactions électrons impuretés ionisées. Elle est comprise entre 50 et $100 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ au plus haut niveau de dopage en Si ($1,5.10^{20} \text{ cm}^{-3}$) puis elle chute drastiquement suite à la détérioration du cristal et d'un phénomène d'auto-compensation. [87] Le graphique illustre clairement que le germanium permet d'atteindre un plus haut niveau de dopage. Cependant aucune source en germanium n'est installée sur le réacteur CCS du III-V Lab mais nous disposons d'une source de silane (SiH_4) qui peut être utilisée comme précurseur pour le dopage en Si. Dans le cadre de cette thèse nous étudions donc le dopage en silicium et avec une concentration maximale visée de l'ordre de $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$.

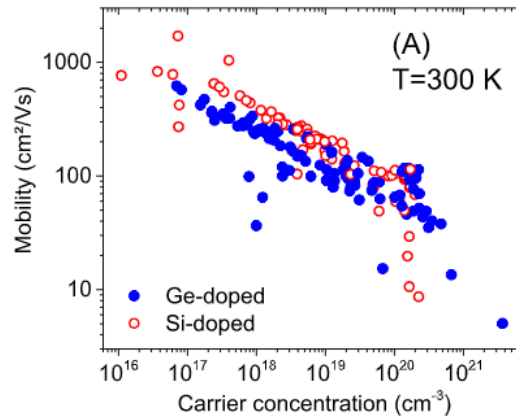


Figure 2.14. Données bibliographiques sur la mobilité des porteurs dans un dopage en Si et Ge de type n du GaN par différentes techniques de croissance.[86]

Définir une limite basse du niveau de dopage permettrait de proposer un compromis entre les hautes concentrations en électrons et une bonne qualité cristalline. Faiza Afroz *et al.* ont étudié l'évolution de la résistance de contact en fonction de la concentration en porteurs de $2.10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ grâce à une reprise de croissance sélective de GaN dopée en Si par MBE.[88] La Figure 2.15 présente l'impact du niveau de dopage sur $R_{\text{métal}}$ la résistance à l'interface entre le métal de contact

et le GaN fortement dopé. La résistance à l'interface avec le métal est très faible pour toutes les valeurs de N_D à partir de $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. On ne s'attend pas à obtenir le même résultat par croissance MOVPE en raison d'une moins bonne qualité cristalline supposée, mais il nous servira de point de repère en tant que minimum de dopage à atteindre dans le cadre de cette thèse. À ce niveau de dopage, le potentiel de transfert E_{00} d'électrons est de 98 meV ce qui est largement supérieur à $k_B T$ à température ambiante. L'effet tunnel domine le transfert des électrons à travers la barrière de potentiel.

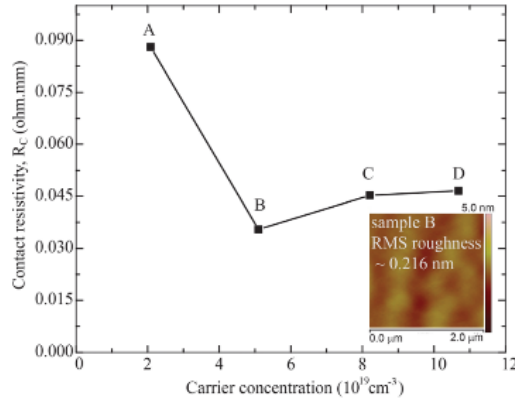


Figure 2.15. Evolution de la résistance à l'interface métal/semiconducteur en fonction de la concentration en électron N_D . [88]

3. Dimensions du contact ohmique

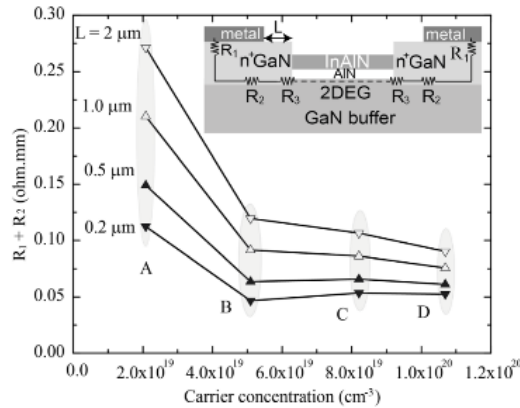


Figure 2.16. Evolution de $R_{\text{métal}} + L \cdot R_{\square, n\text{-GaN}}$ en fonction du niveau de dopage et pour différents reculs L du métal par rapport à la reprise de croissance. [88]

La résistance de contact dépend du recul L du métal par rapport à la reprise de croissance (2.9). Les électrons ont un plus grand parcours lorsque L augmente. Le graphique de la Figure 2.16 met en évidence l'augmentation de la somme $R_{\text{métal}} + L \cdot R_{\square, n\text{-GaN}}$ en fonction de la concentration en porteur et pour différentes valeurs du recul L . La différence de valeur entre les courbes s'explique par le plus grand trajet des électrons dans le n-GaN. Cette différence est d'autant plus marquée que le niveau de dopage est faible, tandis que l'impact du recul L est réduit à très haut niveau de dopage et les valeurs convergent. De plus, les plus petites dimensions à $L = 0,2 \mu\text{m}$ et $L = 0,5 \mu\text{m}$ ont une faible

dépendance par rapport à N_D . Ainsi, un compromis peut être réalisé pour minimiser la composante $L \cdot R_{\square, n-GaN}$. Ces résultats concernent une reprise de croissance de Si:GaN par MBE qui présente une meilleure qualité cristalline. On s'attend à observer une dépendance plus prononcée lors de la reprise par MOVPE en raison de la plus faible qualité du réseau cristallin. Différentes valeurs de L seront étudiées durant l'extraction des résistances de contact et le recul $L = 400$ nm est utilisé comme référence puisqu'il a fait preuve des meilleurs résultats au cours de la thèse de Nadia El Bondry. [56]

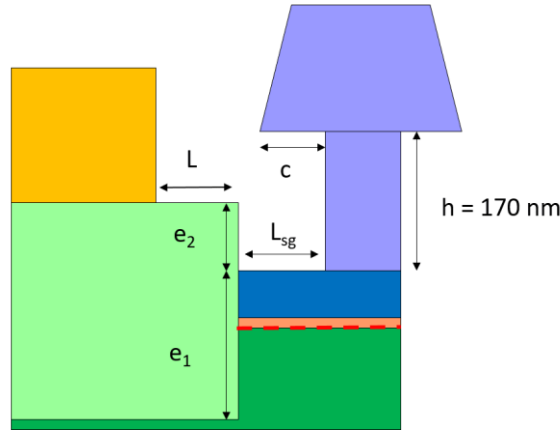


Figure 2.17. Vue en coupe d'un contact ohmique avec reprise de croissance.

La composante $L \cdot R_{\square, n-GaN}$ dépend aussi de la résistivité de notre matériau dopé. On souhaite aussi obtenir la plus petite valeur possible. Celle-ci dépend de la mobilité des porteurs μ , du niveau de dopage N_D ainsi que de l'épaisseur de reprise e d'après l'expression :

$$R_{\square, n-GaN} = \frac{1}{q \cdot \mu \cdot N_D \cdot e} \quad (2.14)$$

Un haut niveau de dopage à $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ permet ainsi de minimiser cette seconde composante. À noter que la mobilité décroît de manière logarithmique et ne détériore pas la résistivité de notre matériau en raison de l'augmentation des interactions électron – impureté ionisée. On comprend avec cette expression qu'il est possible de moduler $R_{\square, n-GaN}$ via l'épaisseur de reprise. Ainsi, dans le cas d'un plus faible niveau de dopage, tel que $5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, on pourrait souhaiter une plus grande épaisseur de reprise afin de minimiser la résistance de feuille. L'épaisseur de reprise est répartie entre celle qui est enterré e_2 et l'épaisseur dépassant la structure HEMT e_1 (Figure 2.17). Dans le cas de e_1 , un maximum d'épaisseur est à établir car il faut prendre en compte la réduction des dimensions du transistor dans le cadre de la montée en fréquence. En effet, aux plus faibles distances L_{sg} , le chapeau de grille chevauche la reprise de croissance ce qui risque de créer un contact. La hauteur sous le chapeau $h = 170$ nm limite ainsi le maximum d'épaisseur de reprise de croissance. On définit l'épaisseur maximum dépassant de la structure HEMT à $e_{1, \max} = 100$ nm de sorte à anticiper des écarts éventuels. Dans le cas de e_2 , nous avons choisi une épaisseur de 50 nm dans le cadre de cette thèse afin d'assurer le contact n-GaN/2DEG.[89]Un optimum est à trouver car elle impacte la résistance à l'interface n-

GaN/2DEG. [56] L'épaisseur visée de reprise de croissance est donc $e = 150$ nm dans le but de minimiser $R_{\square, n-GaN}$.

III. Optimisation du dopage à 850 °C

Nous décrivons ici l'impact des paramètres de croissance pour l'optimisation du dopage. L'objectif est de définir les conditions optimales pour la reprise de croissance des contacts ohmiques d'une structure InAlGaN/AlN/GaN.

1. Température de croissance

La température impose le régime et le mode de croissance des couches minces. La pyrolyse du TMGa est complète au-dessus de 500 °C mais l'ammoniac est difficilement craqué : il n'est seulement que de quelques pourcents à 1000 °C. La température optimale de croissance du GaN se situe entre 1000 °C et 1200 °C et l'ammoniac est amené en excès. Par ailleurs, la croissance à haute température permet aux précurseurs de diffuser sur de plus longues distances, le processus s'effectue alors en deux dimensions. Toutefois, les travaux menés au cours de cette thèse portent sur les structures contenant de l'indium qui est très volatile en raison de sa très grande pression de vapeur. [90] L'incorporation d'In est très difficile à haute température et se réalise habituellement entre 500 °C et 900 °C. Les couches InAlGaN sont métastables à plus haute température ce qui entraîne la ségrégation de l'In et de nombreux problèmes lors de la croissance tels que la séparation de phase et des inhomogénéités en composition. [91]–[93] Ces mécanismes peuvent aussi se produire lors de la reprise de croissance des contacts ohmiques à haute température, or il est crucial de ne pas dégrader le 2DEG afin de maintenir les performances du transistor.

Une étude de la tenue en température de structures HEMT InAlGaN/AlN/GaN sur substrat saphir est mise en place. Quatre échantillons sont recuits à 800, 850, 900 et 1000 °C dans le réacteur d'épitaxie durant 24 minutes¹. Cette étude se déroule sous flux d'ammoniac ($20 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$) apporté par le gaz porteur N_2 ce qui permet de ne pas décomposer le nitrure. La pression utilisée est de 200 Torr. La tenue en température est évaluée par la mesure de la résistance de feuille des hétérostructures. La technique de mesure par courant de Foucault est appliquée avant et après le recuit sur chaque échantillon et les valeurs de résistance sont reportées dans le Tableau 2.1. La Figure 2.18 présente une aide visuelle de l'évolution de $R_{\square, 2\text{DEG}}$.

¹ Ces conditions de croissance correspondent à celles utilisées pour la reprise des contacts ohmiques.

Echantillon	Température de recuit °C	$R_{\square,2DEG}$ avant recuit Ω/\square	$R_{\square,2DEG}$ après recuit Ω/\square
TS1293 A	1000	442	6893
TS1293 B	900	446	1611
TS990	850	349	492
TS986	800	441	524

Tableau 2.1. Résistances de feuilles mesurées par courant de Foucault avant et après recuit à différentes températures sous flux N_2 et NH_3 .

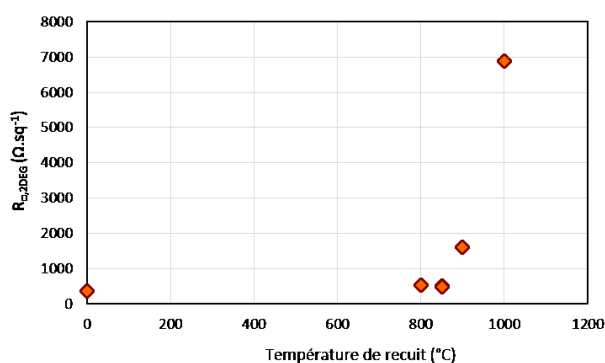


Figure 2.18. Résistance de feuille du 2DEG en fonction de la température de recuit sous flux N_2 et NH_3 .

La résistance de feuille augmente sur chaque échantillon après le recuit sous flux de NH_3 et N_2 . L'augmentation est très prononcée à 900 °C et 1000 °C ce qu'on peut attribuer à une dégradation du 2DEG par les phénomènes de désorption et de ségrégation d'In dans la couche barrière. On suppose que la dégradation de la barrière a entraîné une réduction de la densité et/ou de la mobilité des porteurs dans le 2DEG. Les résistances de feuille sont trop élevées pour des applications hyperfréquences. A 800 °C et 850 °C, les résistances de feuille augmentent respectivement de 83 Ω/\square et 142 Ω/\square . On considère que ces augmentations sont acceptables en comparaison de celles obtenues lors du procédé de fabrication des HEMT actuellement utilisé au III-V Lab. On suppose donc qu'à 850 °C les structures sont suffisamment stables pour des applications hyperfréquences. Suite à cette étude, on définit la température croissance du n-GaN à 850 °C pour l'application aux contacts ohmiques. Cependant cette température est une contrainte car les éléments précurseurs diffusent alors sur de plus courtes distances entraînant la croissance 3D de couche mince. [94] De plus, l'incorporation de carbone provenant de la pyrolyse du TMGa augmente à plus basse température or le carbone est un élément compensateur du dopage n en silicium via son caractère amphotère. [95]

2. Pression de croissance

La croissance MOVPE de couches minces est réalisée à des pressions allant de 10 Torr à la pression atmosphérique. C'est un paramètre important car il participe à la décomposition et à l'adsorption des éléments. [96] L'incorporation de silicium augmente à plus haute pression d'après des

précédents résultats. [56], [95], [96] De plus, la concentration en carbone augmente aux plus basses pressions. [56], [95] Le carbone est un élément compensateur du dopage n dans le GaN. Nous souhaitons minimiser sa concentration afin d'assurer un dopage maximal. Une étude est menée afin de mettre en évidence la concentration en carbone incorporée dans le GaN. Dans cette optique, plusieurs couches de GaN sont déposées à différentes pressions allant de 80 à 300 Torr sur un substrat SiC. La température de croissance est constante à 1190 °C. La croissance n'est pas faite à 850 °C en raison de la mauvaise qualité du GaN dans ces conditions ce qui pourrait perturber les mesures et interprétations. La structure est représentée dans le Figure 2.19.a. L'analyse de la concentration en carbone est réalisée par l'entreprise PROBION par spectroscopie de masse des ions secondaires (SIMS, *Secondary Ion Mass Spectroscopy*). Les résultats sont présentés dans le graphique de la Figure 2.19. La concentration en carbone à 50 Torr est de $9 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ce qui est trop élevé pour optimiser la croissance d'une couche de nitrure conductrice. Elle passe en dessous de $1 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ à partir de 125 Torr², et le minimum de concentration en carbone est obtenu à partir 200 Torr : $4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Dans le cadre de cette thèse, nous avons donc favorisé une pression de croissance supérieure à 125 Torr durant les différentes études afin de minimiser l'incorporation de carbone.

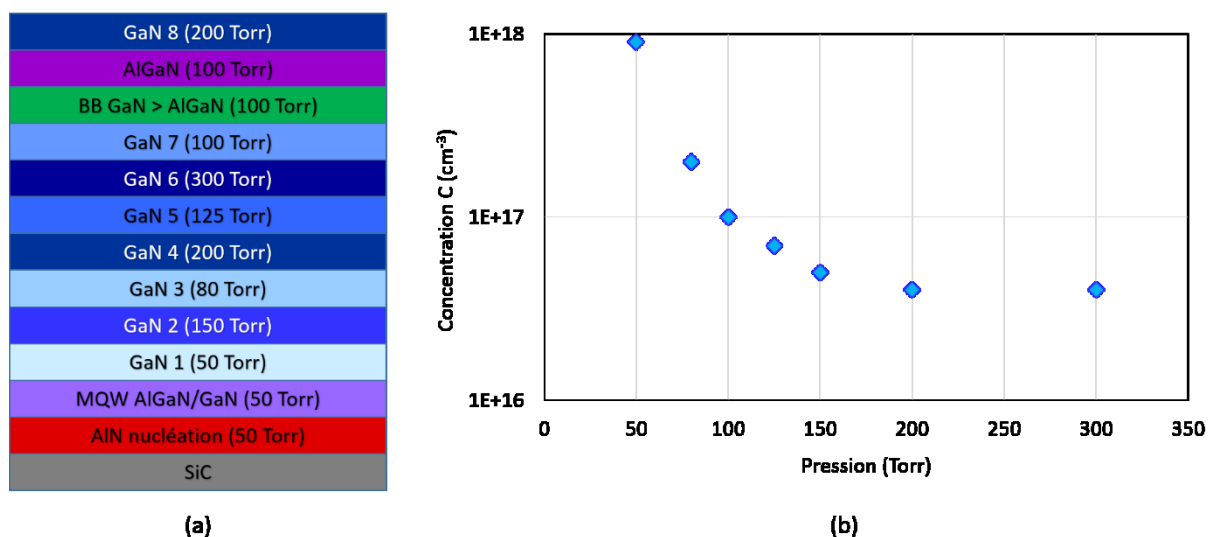


Figure 2.19. (a) Structure multicouche de GaN déposée à différentes pressions. (b) Evolution de la concentration en carbone en fonction de la pression. Mesures réalisés au

3. Débit de TMGa

Le TMGa est apporté en faible quantité dans la chambre de croissance comparé à l'élément V. Son débit contrôle la vitesse de croissance or c'est un facteur déterminant pour la qualité de croissance du GaN. La vitesse de croissance typique d'une couche tampon de GaN dans nos structures HEMT est de $2 \mu\text{m} \cdot \text{h}^{-1}$ à 1190 °C. Dans le cas d'un dopage n, le silicium et le gallium sont en compétition pour s'incorporer dans la maille cristalline. On souhaite donc réduire l'apport en élément III afin de viser les plus hauts niveaux de dopage. Une étude interne au III-V Lab a été menée sur la dépendance de la

² L'impact d'une telle concentration de carbone est négligeable face à un niveau de dopage $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ en Si.

résistivité des couches n-GaN en fonction du débit de TMGa (Figure 2.20).[56] Les croissances des couches de GaN ont été réalisées à la suite d'un dépôt d'une couche de nucléation et d'une couche tampon sur un substrat saphir. La température et la pression de croissance du n-GaN étaient respectivement 850 °C et 200 Torr. Ainsi, les plus faibles résistivités sont obtenues aux plus faibles apports en élément III dans la chambre de croissance. Les mesures SIMS ont confirmé que la concentration en C et Si diminue et augmente respectivement. Donc un plus grand débit de TMGa participe à l'incorporation de carbone provenant du groupe méthyl du précurseur.[78] Nous en concluons qu'il est préférable d'utiliser un débit de TMGa faible afin de favoriser les hauts niveaux de dopage lors des reprises de croissances des contacts ohmiques. Dans un premier temps, le débit de TMGa est défini à 20 sccm afin de maximiser l'incorporation de Si.

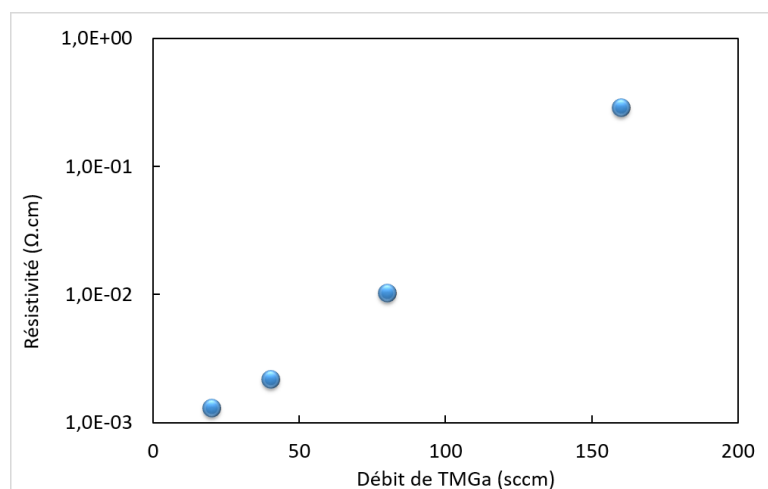


Figure 2.20. Evolution de la résistivité de couche de n-GaN en fonction du débit de TMGa.[56]

4. Couches de GaN fortement dopées à 850 °C

L'objectif d'atteindre un haut niveau de dopage combiné à une bonne mobilité des porteurs est recherché dans cette sous partie. Pour cela, une campagne de croissance de couche de n-GaN est mise en place afin d'optimiser le dopage dans les conditions qui seront appliquées à la reprise de croissance des contacts ohmiques. Le dépôt d'une couche de nucléation et d'une couche épaisse de GaN non-intentionnellement dopée précèdent la croissance du GaN dopée. La température et la pression de croissance du n-GaN sont respectivement 850 °C et 200 Torr et le débit de NH₃ est fixé à 20 L.min⁻¹. L'étude porte sur la variation du débit de silane, du débit de TMGa, du gaz porteur et de l'épaisseur de n-GaN. La croissance d'InGaN dopée est aussi étudiée dans cette partie. Les variations des paramètres sont résumés dans Tableau 2.2. La qualité de surface des échantillons est étudiée par microscope à force atomique (AFM, *Atomic Force Microscope*). La rugosité permet d'évaluer la qualité de surface des couches de semiconducteurs. Elle est calculée par la valeur de Root Means Square (RMS) sur les images AFM. Les caractéristiques électriques sont mesurées par courant de Foucault, par effet Hall et par la mesure Van der Pauw. La mesure imprécise de l'épaisseur des couches de n-GaN les plus minces entraîne une grande incertitude lors de l'extraction du niveau de dopage.

Croissance	Matériau étudié	Débit SiH ₄ μmol.min ⁻¹	Gaz porteur	Débit de TMGa nm.min ⁻¹	Vitesse de croissance nm.s ⁻¹	Epaisseur nm
TS1470	GaN:Si	0,16	N ₂	20	0,08	270
TS1471	GaN:Si	0,22	N ₂	20	0,08	270
TS1472	GaN:Si	0,44	N ₂	36	0,12	430
TS1473	GaN:Si	0,44	N ₂	20	0,08	135
TS1474	GaN:Si	0,44	H ₂	20	0,12	220
TS1475	GaN:Si	0,44	H ₂	20	0,12	80
TS1476	GaN:Si	0,44	N ₂ + H ₂	20	0,08	55
TS1517	InGaN:Si	0,44	N ₂ + H ₂	20	0,12	80
TS1518	InGaN:Si	0,44	N ₂	20	0,09	60
TS1519	InGaN:Si	0,44	H ₂	20	0,12	80

Tableau 2.2. Paramètres étudiés pour l'optimisation des couches de GaN dopées.

L'épaisseur totale des couches déposées sont homogènes d'après la cartographie des échantillons en lumière blanche : moins de 1,5 % d'écart-type systématiquement. La résistance de feuille est aussi homogène pour chaque échantillon : environ 3 % d'inhomogénéité. Les cartographies de l'échantillon TS1470 sont présentées dans la Figure 2.21.

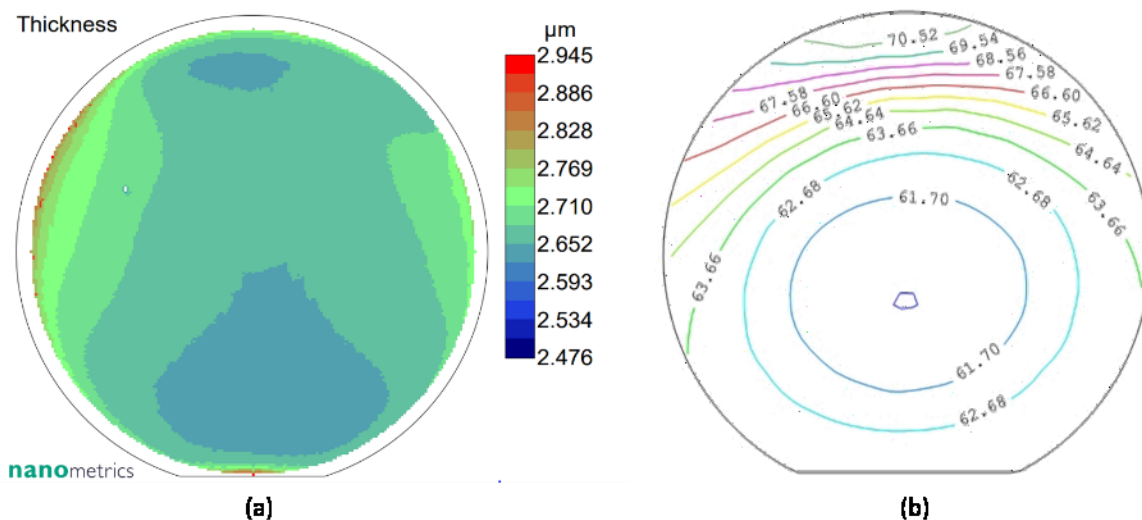


Figure 2.21. (a) Cartographie par réflectométrie en lumière blanche de l'épaisseur totale déposée de l'échantillon TS1470. (b) Cartographie de la résistance de feuille mesurée par courant de Foucault.

i. Etude de l'impact du débit de silane

Un débit de silane entre $0,16 \mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$ et $0,44 \mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$ est appliqué sur les échantillons TS1470, TS1471 et TS1473 dans les mêmes conditions de croissance. Les résultats de mesures sont présentés dans le Tableau 2.6. Une morphologie 3D en forme de « serpentín » est mise en évidence par les mesures AFM présentées dans la Figure 2.22. Les valeurs de RMS reportées dans le tableau soulignent la mauvaise qualité de croissance des couches n-GaN en raison de la croissance 3D. A ce stade, nous ne sommes pas en mesure de déterminer avec certitude si ce résultat est causé par la faible température, par le haut niveau de dopage ou par la combinaison de ces deux facteurs. La croissance 3D est beaucoup moins prononcée sur l'échantillon TS1473 et elle correspond à une rugosité plus faible à 14 nm. Par la suite, une étude montrera que ce résultat provient de la plus faible épaisseur de couche de n-GaN sur cet échantillon.

Croissance	Débit SiH ₄ $\mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$	R _{□,Foucault} Ω/\square	R _{□,Hall} Ω/\square	μ $\text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$	N _D cm^{-3}	RMS nm
TS1470	0,16	63	57	66	$6,1\cdot 10^{19}$	27
TS1471	0,22	50	47	70	$7,1\cdot 10^{19}$	27
TS1473	0,44	96	82	36	$1,6\cdot 10^{20}$	14

Tableau 2.3. Valeurs physiques et électriques mesurées des couches de n-GaN à différents flux de silane.

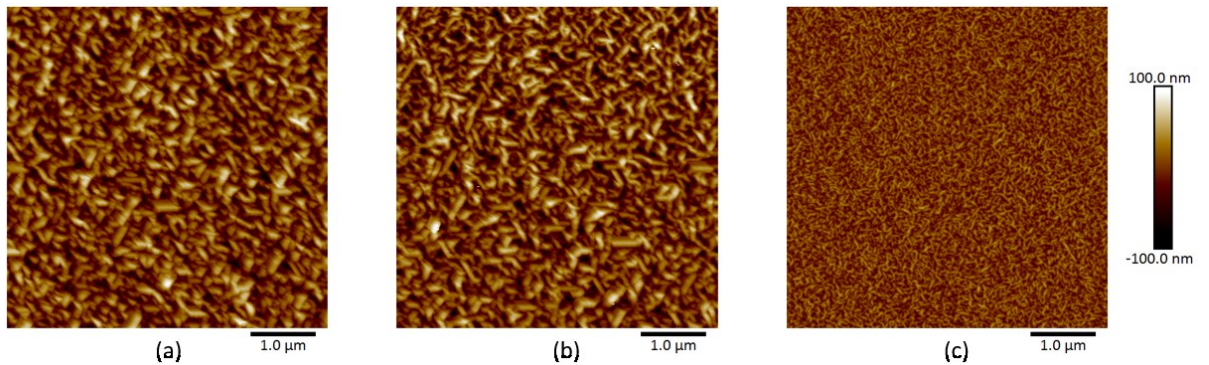


Figure 2.22. Images AFM $5\times 5 \mu\text{m}^2$ des couches de n-GaN déposées avec un débit de silane à (a) $0,14 \mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$, (b) $0,22 \mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$ et (c) $0,44 \mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$. L'épaisseur est deux fois plus faible l'échantillon TS1473 (c).

De très hauts niveaux de dopage sont atteints sur les trois échantillons. En particulier, un débit de silane à $0,44 \mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$ (TS1473) permet d'obtenir une concentration N_D supérieur à $1\cdot 10^{20} \text{cm}^{-3}$. Toutefois, ce résultat est associé à la plus faible mobilité des porteurs à $36 \text{cm}^2\cdot\text{V}^{-1}\cdot\text{s}^{-1}$. Cette valeur se place parmi les plus faibles mobilités observées en littérature (Figure 2.14). Bien que la mobilité soit plus élevée sur les échantillons TS1470 et TS1471, elle reste relativement faible pour les niveaux de dopage associés. On suppose que le phénomène d'auto-compensation a lieu dans les couches de GaN

en raison de la formation de défauts liés à une forte concentration en Si. [87] Les niveaux de dopages obtenus au cours de cette étude sont suffisamment élevés pour l'application aux contacts ohmiques et une optimisation supplémentaire serait nécessaire afin d'améliorer la mobilité des porteurs puisqu'elle peut nuire aux contacts ohmiques.

ii. Etude de l'impact du débit de TMGa

Les conditions de croissance de l'échantillon TS1473 sont appliquées à l'échantillon TS1472 mais avec un débit de TMGa augmenté à 36 sccm. La mesure in-situ de réflectance permet d'observer une augmentation de la vitesse de croissance de 50 %. La morphologie 3D de la couche n-GaN est plus prononcée sur l'échantillon TS1472 et la rugosité atteint une valeur de 37 nm. Toutefois, nous ne pouvons pas directement conclure avec ces résultats l'impact d'un plus grand débit de TMGa sur la morphologie des couches de GaN car l'épaisseur est différente d'un facteur 4 ce qui sera vérifié par la suite dans ce manuscrit.

Croissance	Débit TMGa sccm	$R_{\square, \text{Foucault}}$ Ω/\square	$R_{\square, \text{Hall}}$ Ω/\square	μ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	N_D cm^{-3}	Epaisseur nm	RMS nm
TS1472	36	33	31	76	$9,2 \cdot 10^{19}$	430	37
TS1473	20	96	82	36	$1,6 \cdot 10^{20}$	135	14

Tableau 2.4. Valeurs physiques et électriques mesurées des couches de n-GaN pour deux débits de TMGa.

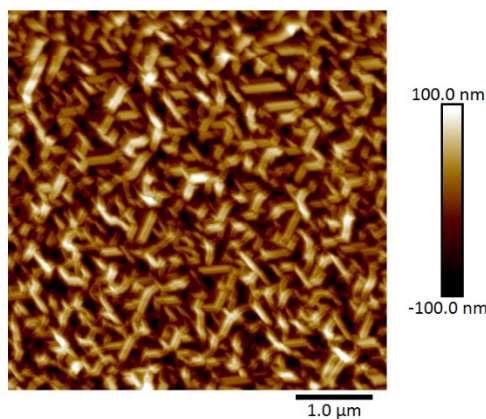


Figure 2.23. Image AFM $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de l'échantillon TS1473.

La concentration en porteur extraite par effet Hall est plus faible lorsque le débit de TMGa est augmenté ce qui était attendu. Par ailleurs, la mobilité est rehaussée à $76 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ sur l'échantillon TS1472 bien que la rugosité de surface soit plus que doublée. On suppose que cette mobilité est liée à une plus faible incorporation de silicium ce qui devrait réduire les interactions électron – impureté et le phénomène d'auto-compensation. A noter que la résistance de feuille est très faible sur l'échantillon TS1472 à cause de la grande épaisseur de n-GaN. Cette caractéristique est importante pour la réduction de la résistance de contact mais notre degré de liberté est faible sur ce paramètre comme

décrit précédemment dans les objectifs. Par cette étude, nous justifions le choix d'un plus faible débit de TMGa (TS1473) dans le but de favoriser les hauts niveaux de dopage bien que la mobilité soit plus faible puisque nous ne sommes pas certains de l'impact de celle-ci sur le contact ohmique au contraire du niveau de dopage.

iii. Etude du gaz porteur

Les conditions de croissance de l'échantillon TS1473 (sous N₂) ont été appliquées lors de la croissance TS1475 (sous H₂) et TS1476 (sous N₂:H₂) pour lequel le mélange de gaz porteur est apporté dans une proportion 1:1. La vitesse de croissance est plus grande sous H₂, et diminue dès qu'on introduit de l'azote, ce qu'on identifie comme étant la conséquence d'une meilleure diffusion des porteurs en présence d'H₂. [97] Les morphologies de surface avec de l'hydrogène sont différentes puisque qu'elles présentent une grande densité de défauts hexagonaux contrairement à l'échantillon TS1473. La rugosité est plus faible dans le cas d'un environnement N₂:H₂ ce qu'on ne peut actuellement pas attribuer ni au dopage ni à la vitesse de croissance mais plutôt à l'épaisseur plus faible dans ce cas (55 nm).

Croissance	Gaz porteur	R _{□, Foucault}	R _{□, Hall}	μ	N _D	Vitesse de croissance	Epaisseur	RMS
	-	Ω/□	Ω/□	cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹	cm ⁻³	nm.s ⁻¹	nm	nm
TS1473	N ₂	96	82	36	1,6.10 ²⁰	0,08	135	14
TS1475	H ₂	80	74	61	1,7.10 ²⁰	0,12	80	19
TS1476	N ₂ :H ₂	104	98	66	1,8.10 ²⁰	0,08	55	9

Tableau 2.5. Valeurs physiques et électriques mesurées des couches de n-GaN en fonction du gaz porteur.

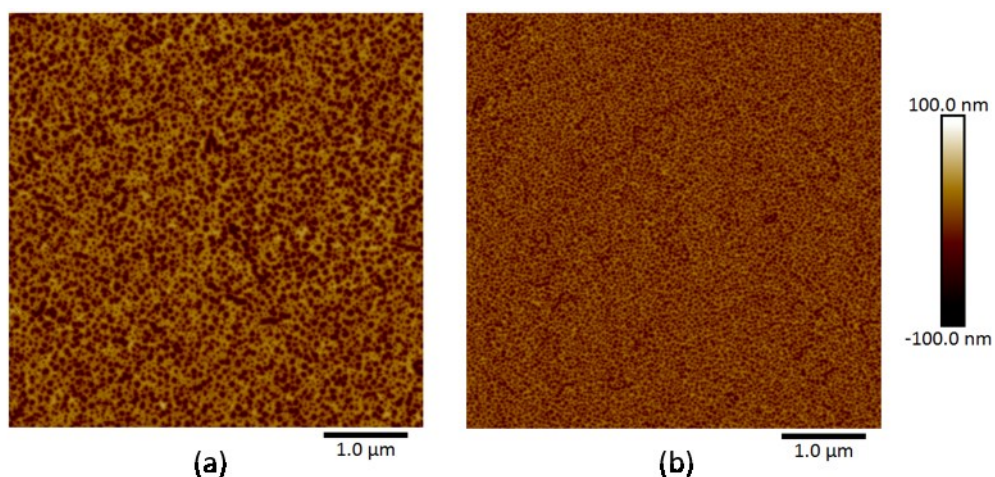


Figure 2.24. Images AFM 5x5 μm² d'une couche n-GaN déposée dans un environnement (a) H₂ et (b) N₂:H₂ (1 :1).

Les niveaux de dopage sont tous élevés et supérieurs à $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ cependant on observe que la mobilité est quasiment deux fois plus faible sous N_2 . Une hypothèse serait que la meilleure diffusion des atomes sous H_2 permet de réduire les défauts liés à l'incorporation de Si et compensant le dopage. [87] Les valeurs de mobilité sont inférieures aux meilleurs résultats en littérature ($>100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) ce qui indique qu'une amélioration est toujours possible. A noter que la rugosité ne semble pas impacter la mobilité, comme en témoigne les valeurs similaires de μ pour les échantillons TS1475 (19 nm) et TS1476 (9 nm). A partir de cette étude, nous décidons d'utiliser l'hydrogène comme gaz porteur pour la croissance de la croissance de contact ohmique n-GaN.

iv. Etude de l'épaisseur de reprise de croissance

La couche de GaN dopée de l'échantillon TS1474 est déposée dans les mêmes conditions de croissance que l'échantillon TS1475 mais une épaisseur plus grande est visée à 220 nm. La morphologie est dégradée avec des défauts hexagonaux plus prononcés comme le montre l'image AFM (Figure 2.25). Cette plus grande épaisseur engendre aussi une augmentation de la rugosité : $\text{RMS} = 47 \text{ nm}$.

Croissance	Epaisseur nm	$R_{\square, \text{Foucault}}$ Ω/\square	$R_{\square, \text{Hall}}$ Ω/\square	μ $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	N_D cm^{-3}	RMS nm
TS1474	220	30	28	55	$1,9 \cdot 10^{20}$	47
TS1475	80	80	74	61	$1,7 \cdot 10^{20}$	19

Tableau 2.6. Valeurs physiques et électriques mesurées des couches de n-GaN à deux épaisseurs différentes.

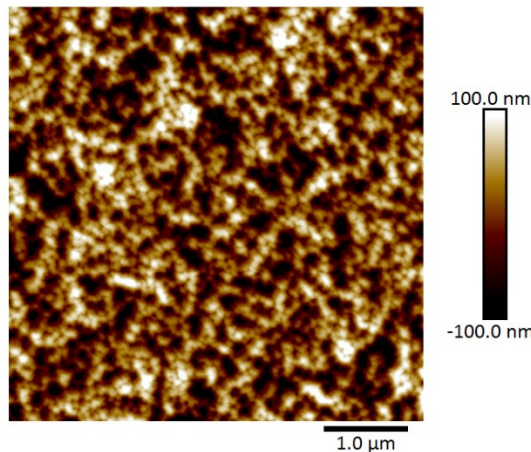


Figure 2.25. Image AFM $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de l'échantillon TS1474.

Le dopage et la mobilité des deux échantillons sont similaires, l'épaisseur et la rugosité n'ont donc pas d'impact sur les caractéristiques électriques des couches de GaN dopées dans ces conditions. La résistance de feuille est plus faible dans le cas d'une couche de n-GaN épaisse ce qui est attendu d'après l'équation (2.14). La composante $L \cdot R_{\square, n\text{-GaN}}$ de la résistance de contact R_c peut donc être

modulée avec l'épaisseur du n-GaN. Il serait préférable de favoriser les plus faibles épaisseurs de n-GaN dans le cas où la plus grande rugosité dégraderait la résistance des contacts ohmiques.

v. Injection d'indium en tant que surfactant

Le GaN dopé en silicium devient rugueux à trop haut niveau de dopage. [98], [99] Ce phénomène proviendrait du caractère anti-surfactant du silicium lors de la croissance de GaN.[100], [101] Des composés Si_yN_x se forment et bloquent localement la croissance du GaN ce qui se traduit par un mode 3D.[85], [102], [103]A l'inverse, un surfactant est un promoteur de croissance dit « step-flow ».[104]Les atomes adsorbés diffusent plus facilement à la surface du cristal favorisant alors le mode de croissance 2D. L'indium peut avoir le rôle de surfactant afin de favoriser la croissance de GaN dopée.[100], [105]–[107]Ce mécanisme a été reproduit par Qie *et al.* lors de la reprise de croissance d'InGaN fortement dopée pour l'application aux contacts ohmiques. Ils ont obtenu un dopage de $2,8.10^{20} \text{cm}^{-3}$ associé à une faible rugosité de reprise de croissance. [73] Par ailleurs, ils ont obtenu la plus faible résistance de contact ohmique observé en littérature par reprise de croissance en phase vapeur avec $R_c = 0,07 \Omega.\text{mm}$.

Afin de vérifier ce phénomène, trois croissances d'InGaN dopées sont réalisées avec différents gaz porteurs (Tableau 2.7). Les échantillons TS1517, TS1518 et TS1519 reprennent respectivement les conditions des couches n-GaN TS1476, TS1473 et TS1475 avec en plus un débit d'indium de 400 sccm. L'injection d'indium dans la chambre ne modifie pas les morphologies dans un environnement H_2 et $N_2:H_2$. De nombreux défauts hexagonaux sont présents ce qui entraîne une grande rugosité de surface avec des valeurs de RMS de l'ordre de 10 nm. La morphologie est largement améliorée sur l'échantillon TS1518 (N_2) où des marches atomiques peuvent être observées. La valeur RMS = 1,25 nm est très petite devant tous les résultats précédents, malgré la présence de quelques défauts et contaminations. La concentration en indium est nulle dans la couche dopée des échantillons TS1517($N_2:H_2$) et TS1519 d'après les mesures de diffraction de rayons X. Seul l'échantillon TS1518 (N_2) présente une couche d'InGaN avec un taux d'indium à 5% ce qui peut expliquer les différences de morphologie des couches dopées. La présence d'hydrogène, même infime, rend difficile l'incorporation d'indium. [108], [109] La croissance d'InGaN semble donc limitée à l'environnement N_2 .

Echantillon	Gaz porteur	$R_{\square, \text{Foucault}}$	$R_{\square, \text{Hall}}$	μ	N_D	RMS
	-	Ω/\square	Ω/\square	$\text{cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$	cm^{-3}	nm
TS1517	$N_2:H_2$	59	70	59	$3,5.10^{20}$	10,5
TS1518	N_2	81	86	72	$1,8.10^{20}$	1,25
TS1519	H_2	69	70	65	$1,9.10^{20}$	9,5

Tableau 2.7. Valeurs physiques et électriques mesurées des couches de n-InGaN.

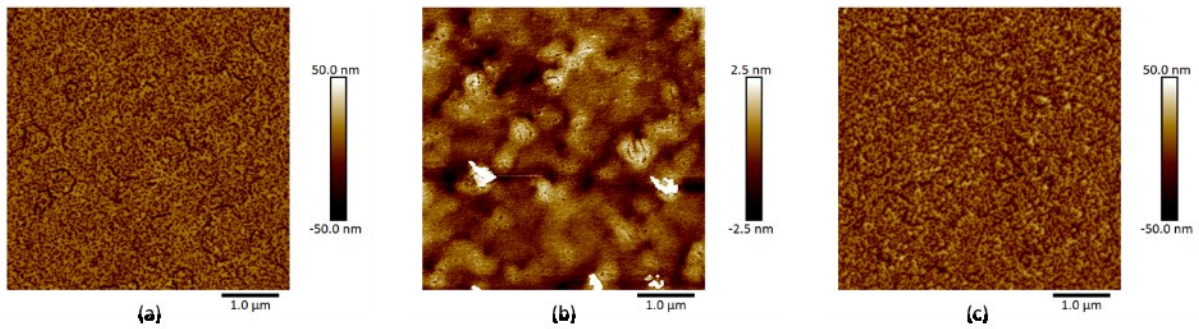


Figure 2.26. Images AFM $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ d'une couche de GaN dopée avec un débit d'indium sous (a) $\text{N}_2:\text{H}_2$ (1:1), (b) N_2 et (c) H_2 .

Les caractérisations révèlent que les trois couches sont fortement dopées. Le niveau de dopage mesurée sur l'échantillon TS1517 est trop élevé pour être réel ce que nous attribuons à l'incertitude de mesure de l'épaisseur. L'échantillon TS1518 présente la plus haute mobilité à $72 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ce qui ne représente pas une augmentation significative malgré l'amélioration de la rugosité. L'amélioration de la morphologie en injectant de l'indium dans la chambre de croissance ne permet donc pas d'accroître la mobilité dans notre cas. Nous n'utiliserons pas des couches d'InGa_N pour la reprise des contacts ohmiques mais cela reste une solution envisageable dans le cas où la rugosité dégraderait R_c .

Conclusion du chapitre 2

Au cours de ce chapitre nous avons présenté la croissance en phase vapeur et les équipements utiles à l'épitaxie et à la caractérisation de semiconducteurs III-N. Les objectifs de réduction de la résistance de contact ont été définis dans la seconde partie et les paramètres de croissance de n-GaN ont été étudiés dans le but d'atteindre ces objectifs. Ainsi, nous allons réaliser la croissance des contacts ohmiques dans un réacteur MOVPE de type CCS. Les résistances de contact recrûes sont constituées de trois résistances en série : $R_{\text{métal}}$, $R_{\text{interface}}$ et $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$. Il est important d'effectuer un travail sur chacune d'entre elles afin de réduire R_c à $0,15 \Omega \cdot \text{mm}$ ou moins. De ce fait, les plus hauts niveaux de dopage en Si sont recherchés afin de favoriser le transfert par effet tunnel sans l'aide d'une étape de recuit des métaux de contact. Aussi, le recul du métal L et l'épaisseur de n-GaN e , et donc la résistivité $R_{\square, \text{n-GaN}}$, doivent être définis en amont pour respecter les dimensions du transistor et réduire la résistance de contact. Ceci conditionne les caractéristiques électriques à atteindre pour réduire $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$. Pour nos études, nous avons fixé un maximum d'épaisseur $e = 150 \text{ nm}$ et un recul $L = 400 \text{ nm}$ comme référence. La croissance du n-GaN est contraint d'être réalisée à $850 \text{ }^\circ\text{C}$ afin de préserver le gaz d'électron bidimensionnel des structures InAlGa_N/AlN/GaN. L'optimisation des autres paramètres de croissance, tels que la pression dans la chambre de croissance et les débits de précurseurs, ont permis d'atteindre un dopage en Si élevé supérieur à $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ pour les épaisseurs recherchées. La mobilité des porteurs est suffisamment élevée pour une application aux contacts ohmiques et des améliorations futures pourront être menée afin d'augmenter μ davantage. Nous souhaitons

maintenant appliquer les conditions de croissance des couches de n-GaN qui ont été développées dans ce chapitre à la reprise de croissance sélective des contacts ohmiques.

Chapitre 3 - Reprise de croissance sélective optimisée à 850 °C pour les contacts ohmiques

Nous souhaitons que le GaN fortement dopé (n-GaN) soit localisé sous les métaux de contact ohmique. La technique de croissance sélective semble être le candidat idéal pour une telle application. Cependant, elle nécessite d'être adaptée à la technologie HEMT du III-V Lab. Ce chapitre présente dans un premier temps le principe de la croissance sélective. Les trois géométries de masque utilisées au cours de cette thèse sont décrites ainsi que les étapes de structuration nécessaire à la croissance sélective. La seconde partie de ce chapitre traite de l'optimisation de la croissance sélective à 850 °C par une étude paramétrique. L'objectif est d'obtenir un procédé de reprise de croissance pouvant être intégré dans la fabrication actuelle des HEMTs.

I. Croissance sélective, géométrie de masque et structuration

1. Principe de la SAG

La croissance sélective est une technique d'épitanie qui consiste à faire pousser des couches cristallines sur un substrat partiellement recouvert d'un masque solide, généralement un diélectrique. Les coefficients de collage des espèces réactives sont très faibles sur les régions masquées en raison de la nature amorphe du diélectrique ce qui empêche la cristallisation de la couche mince. La croissance se produit ainsi préférentiellement dans les ouvertures du masque préalablement définies par photolithographie et gravure sèche et/ou humide. Cette technique permet de développer des structures complexes. Deux modes de diffusion des précurseurs sont représentés dans la Figure 3.1 : la diffusion en phase vapeur et la diffusion surfacique. Ces phénomènes existent déjà en croissance MOVPE sur substrat non structuré. La présence du masque exacerbe localement les diffusions ce qui crée des variations en quantité de précurseur voisinage des ouvertures. Les longueurs de diffusion en phase vapeur et surfacique sont dépendantes de la géométrie du réacteur et des conditions de croissance.

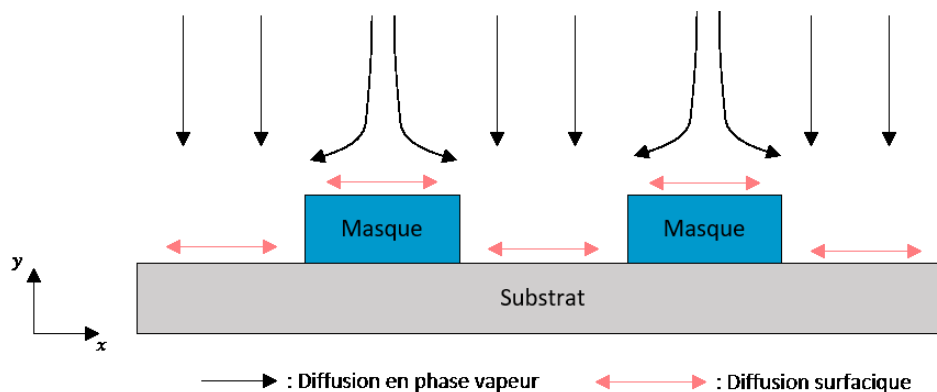


Figure 3.1. *Principe de la croissance sélective en phase vapeur.*

La longueur de diffusion en phase vapeur est d'un ordre de grandeur plus grand que la diffusion surfacique. [97] Les éléments diffusent sur des distances de l'ordre de la centaine de micromètres en phase vapeur tandis que la diffusion surfacique se déroule sur quelques micromètres jusqu'à ce que la réaction de croissance ou un phénomène de désorption ait lieu. Dans le cas de la SAG, la diffusion surfacique participe uniquement à la croissance au proche voisinage du masque tandis que la diffusion en phase vapeur participe également à la croissance sur de plus longues distances par rapport au masque. Ainsi un excès plus important de matériau est amené au proche voisinage du masque, de fait la géométrie du masque impact la reprise d'épitaxie. Deux profils d'épaisseurs principaux émergent de la SAG en fonction de la prépondérance d'un des deux modes de diffusion. Nous illustrons ces deux profils sur la (Figure 3.2), dans laquelle deux bandes de masque solide supposées infinies en z sont utilisées pour simplifier la compréhension. Lorsque la dimension du masque est plus grande que la longueur de diffusion surfacique, alors la diffusion en phase vapeur prédomine l'excès de précurseur apporter au voisinage du masque ce qui engendre une surépaisseur à l'interface cristal/masque (Figure 3.2.a). Dans le second cas, les dimensions du masque sont suffisamment petites pour que la diffusion surfacique domine l'apport en précurseur au proche voisinage du masque. La surépaisseur n'est plus présente et un facettage apparaît (Figure 3.2.b). Dans le cadre de cette thèse, le second profil est plus adapté à la reprise de croissance des contacts ohmiques pour des contraintes technologiques. De plus, la vitesse de croissance au abords du masque (surépaisseurs) pourrait être synonyme de variation de l'incorporation des dopants. La résistivité de notre matériau risque d'être inhomogène ce qui perturberait la fiabilité du contact ohmique. La géométrie du masque peut être adaptés afin de favoriser un profil par rapport à l'autre.

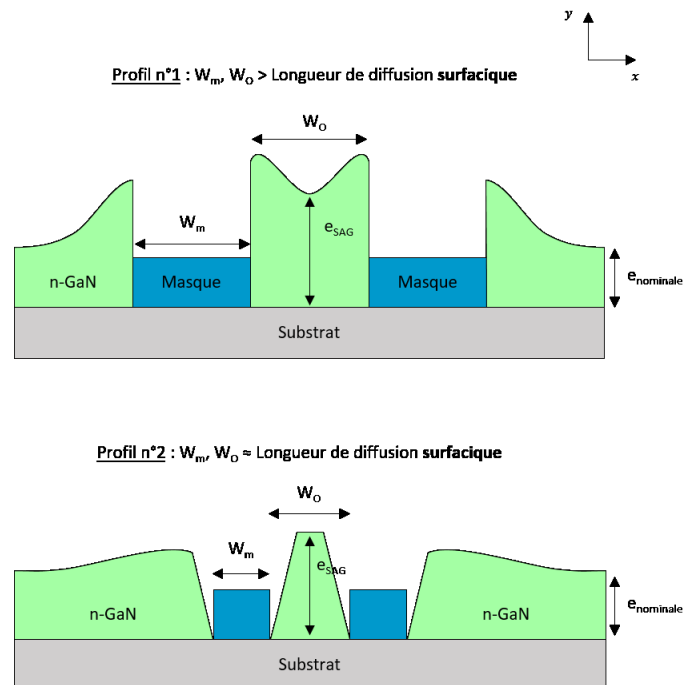


Figure 3.2. *Profils d'épaisseurs observés en croissance sélective. Le profil dépend de la longueur de diffusion des précurseurs et de la géométrie du masque. Ici le masque consiste en deux bandes de masques solides de largeur W_m , séparées d'une distance W_o et considérées infinies en z .*

Il est possible d'extraire les valeurs de longueurs de diffusion surfacique et en phase vapeur à travers le modèle VPD (*Vapor Phase Diffusion*) de Gibbon *et al.* ce que nous ne ferons pas dans cette thèse. [97], [110]–[112] Des études ont été menées au III-V Lab sur d'autre équipement d'épitaxie et pour d'autres matériaux semiconducteurs. [110]–[112] En phase vapeur, la longueur sur laquelle diffuse les précurseurs avant d'être adsorbés est définie comme le rapport entre le coefficient de diffusion D et le coefficient de collage k_s . Les paramètres de croissance impacte la longueur de diffusion tel que $\frac{D}{k_s} \propto \frac{T}{P}$. La longueur de diffusion doit être déterminée expérimentalement et avec un masque dédié puisque celle-ci est dépendante des conditions de croissance et du réacteur d'épitaxie. Les deux profils d'épaisseurs peuvent donc être obtenus à géométrie de masque fixe. Dans les deux cas, la vitesse de croissance est localement augmentée et une épaisseur e_{SAG} plus grand que $e_{nominale}$ (sans impact du masque) est obtenue dans l'ouverture du masque. Dans le cadre de cette thèse, nous souhaitons réduire le rapport entre ces deux épaisseurs de sorte à optimiser le niveau de dopage du n-GaN et à réduire les inhomogénéités de croissance engendrées par les différentes géométries de masque étudiées. La géométrie de masque et les conditions de croissance doivent donc être optimisées pour l'application aux contacts ohmiques.

2. Géométries de masques

Trois jeux de masques ont été utilisés au cours de la thèse : le masque POWERGAN, POWERGAN V2 et le masque REGAIN. Les deux premiers masques ont servi à l'étude de la reprise de croissance et à l'optimisation de ses paramètres. Le masque REGAIN a été développé spécifiquement pour les besoins de l'étude et utilisé afin d'extraire les résistances de contacts et les performances statiques et dynamiques des transistors. Les masques sont répartis en une matrice de 16x16 réticules d'une taille de 6x6 mm², eux-mêmes découpés en cellules de 1,2x1,5 μm². Une cellule peut contenir jusqu'à 4 transistors à deux doigts de grille ou bien 2 transistors à quatre doigts de grille que l'on nommera respectivement NT et TR. Les études se concentrent sur ces deux motifs car ils représentent les caractérisations finales de cette thèse. Le taux d'ouverture du masque pour chacune des deux cellules de motif NT et TR est regroupé dans le tableau suivant :

Masque	Motif de la cellule	Taux d'ouverture de la cellule
POWERGAN	TR_K	1%
POWERGAN	TR_E	13%
POWERGAN V2	TR	53%
POWERGAN V2	NT	45%
REGAIN	TR	84%
REGAIN	NT	82%

Tableau 3.1. Taux d'ouverture du masque des cellules des motifs TR et NT étudiés sur chaque géométrie de masque.

i. Masque POWERGAN

Cette thèse fait suite aux travaux de Nadia El Bondry qui a principalement travaillé sur la reprise de croissance par MBE. [56] Au cours de son étude, le masque POWERGAN a été dessiné puis utilisé pour l'application à la reprise de contacts ohmiques. La 0 présente les deux géométries de contacts ohmiques que nous étudions sur ce masque. Les dimensions de ces transistors et des autres motifs (non présentées ici) sont détaillées dans le manuscrit de thèse de Nadia El Bondry.

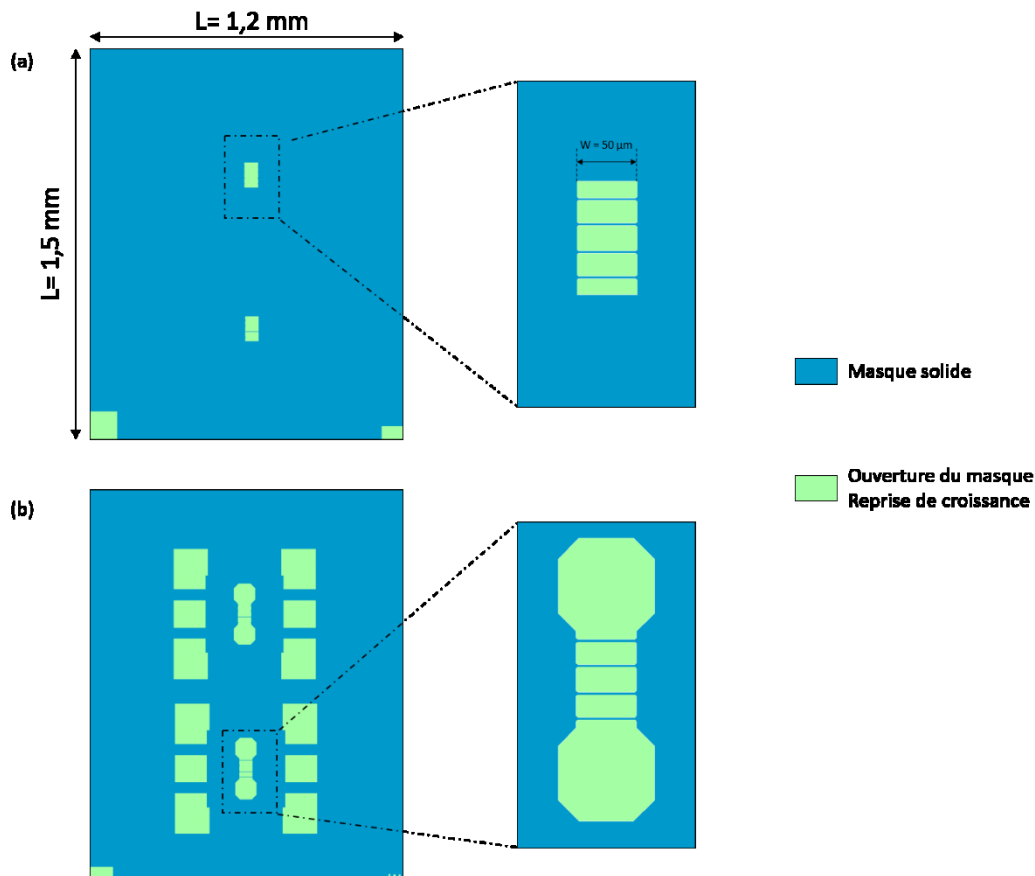


Figure 3.3. Cellules $1,5 \times 1,2 \mu\text{m}^2$ du masque POWERGAN pour la reprise de croissance des motifs (a) TR_K et (b) TR_E. Les régions des contacts ohmiques sont indiquées par l'encadré en pointillé et présentées dans le grossissement.

Le premier motif est un transistor à quatre doigts de grille nommé TR_K (0.a). La reprise de croissance (en vert) est localisée sous les contacts ohmiques ce qui représente une zone de cinq rectangles de longueur $W = 50 \mu\text{m}$ et de 13 à 20 μm de large (encadré). Les deux motifs TR K de la cellule sont séparés par 500 μm de masque et il n'existe pas de région de croissance plus proche (même en dehors de la cellule). Le second motif est un transistor à quatre doigts de grille nommé TR_E (0.b). La reprise de croissance est localisée sous les contacts ohmiques de mêmes dimensions que TR_K. A la différence de la cellule précédente, d'autres ouvertures sont présentes et encadrent les régions des contacts ohmiques. En effet, la reprise de croissance a aussi lieu sous les plots carrés de dimensions $120 \times 100 \mu\text{m}^2$ et $150 \times 130 \mu\text{m}^2$. Une largeur de 130 μm de masque solide les sépare des

contacts ohmiques. Les deux cellules sont côte à côte sur le masque (Figure 3.4). À noter que la périodicité du niveau de reprise de croissance se limite à celle des réticules.

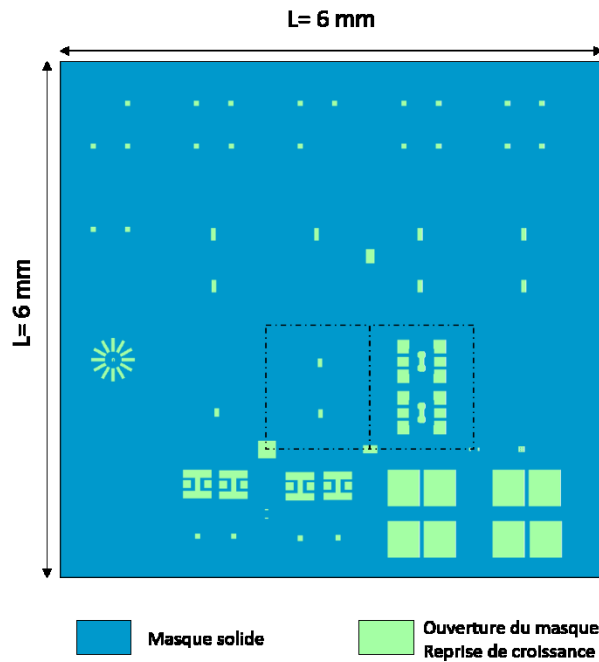


Figure 3.4. Réticule $6 \times 6 \text{ mm}^2$ du masque POWERGAN pour la reprise de croissance comprenant les cellules des motifs TR_K et TR_E (encadré en pointillé).

ii. Masque POWERGAN V2

Le masque POWERGAN V2 combine deux niveaux de photolithographie du procédé de fabrication des HEMTs pour définir les régions de reprise de croissances : l'interconnexion et l'ouverture passivation (Figure 3.5). Le premier but de cette géométrie est de diminuer les dimensions du masque entourant les contacts ohmiques afin de réduire l'excès de précurseur apporté. Le niveau d'interconnexion relie les différents plots métalliques et les contacts ohmiques des transistors, il représente ainsi une plus grande surface de reprise qu'utilisé sur le masque POWERGAN. Le niveau d'ouverture passivation permet d'accroître le taux d'ouverture autour des contacts ohmiques. De plus, le masque solide est retiré dans les régions encadrant les cellules sur $100 \mu\text{m}$ de largeur de sorte à atteindre un taux d'ouverture à environ 50 %. L'encadrement réel est de $200 \mu\text{m}$ de large autour de ces cellules puisque le masque se répète. Le second objectif est d'harmoniser la géométrie des motifs de sorte à ce que la périodicité des régions de reprises de croissance soit à l'échelle des cellules (Figure 3.6). On souhaite ainsi homogénéiser la SAG entre chaque motif. A noter que le taux d'ouverture des cellules de motif NT (Figure 3.5.b) est inférieur de 8 % à celle des motifs TR (Figure 3.5.a). Ce masque n'a pas été pensé pour l'étude complète des paramètres électriques des transistors mais pour obtenir facilement une variation significative du taux d'ouverture du masque par rapport au dessin initial de POWERGAN.

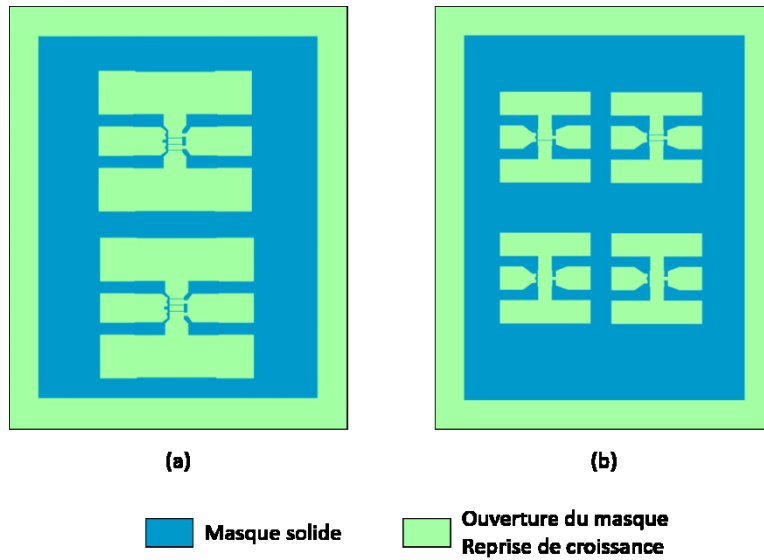


Figure 3.5. Cellules $1,6 \times 1,2 \mu\text{m}^2$ du masque POWERGAN V2 pour la reprise de croissance des motifs (a) TR et (b) NT.

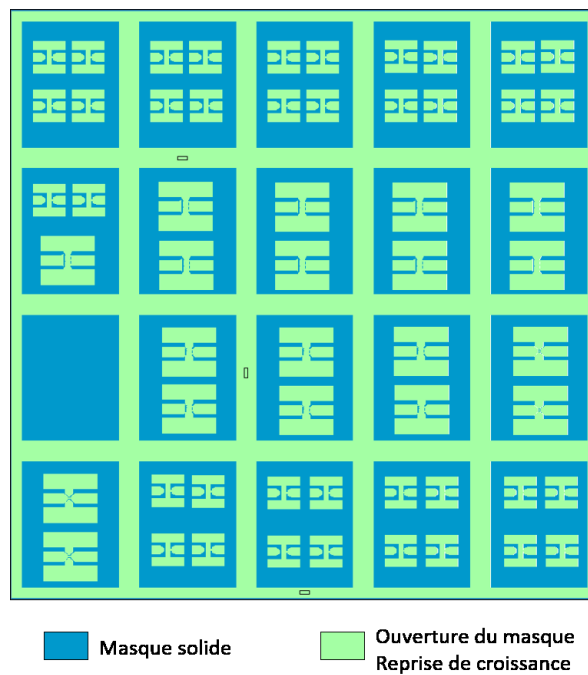


Figure 3.6. Réticule $6 \times 6 \text{ mm}^2$ du masque POWERGAN V2 pour la reprise de croissance.

iii. Masque REGAIN

Le masque REGAIN est pensé pour être l'opposé du masque POWERGAN car le taux d'ouverture est augmenté à environ 80 % sur chaque cellule. Tout d'abord, les régions de reprise de croissance sont localisées sous les contacts ohmiques, les plots de contacts ohmiques et une partie des interconnexions. Puis chaque motif est encadré d'un masque de 30 à 50 μm , que ça soit des motifs pour la reprise de croissance des contacts ohmiques d'un transistor ou d'une structure de

caractérisation (Figure 3.7). Cet espace conserve la barrière et le canal de GaN qui seront plus tard implantés afin de les rendre électriquement inactif ce qui permet l'isolation des composants. On évite ainsi le développement d'une étape d'isolation de la reprise de croissance. Le plus proche voisin de chaque motif est alors situé à 30 μm de distance. De par le taux d'ouverture élevé sur ce masque, on s'attend à obtenir la même vitesse de croissance dans les régions des contacts ohmiques des motifs NT et TR. Ce masque contient tous les niveaux de technologie nécessaires à la réalisation de transistors HEMTs avec reprise de croissance sélective des contacts ohmiques.

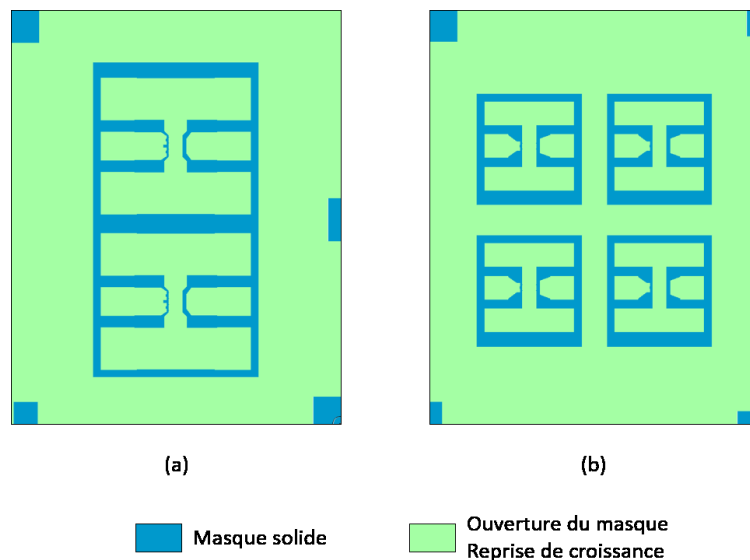


Figure 3.7. Cellules $1,5 \times 1,2 \mu\text{m}^2$ du masque REGAIN pour la reprise de croissance des motifs (a) TR et (b) NT.

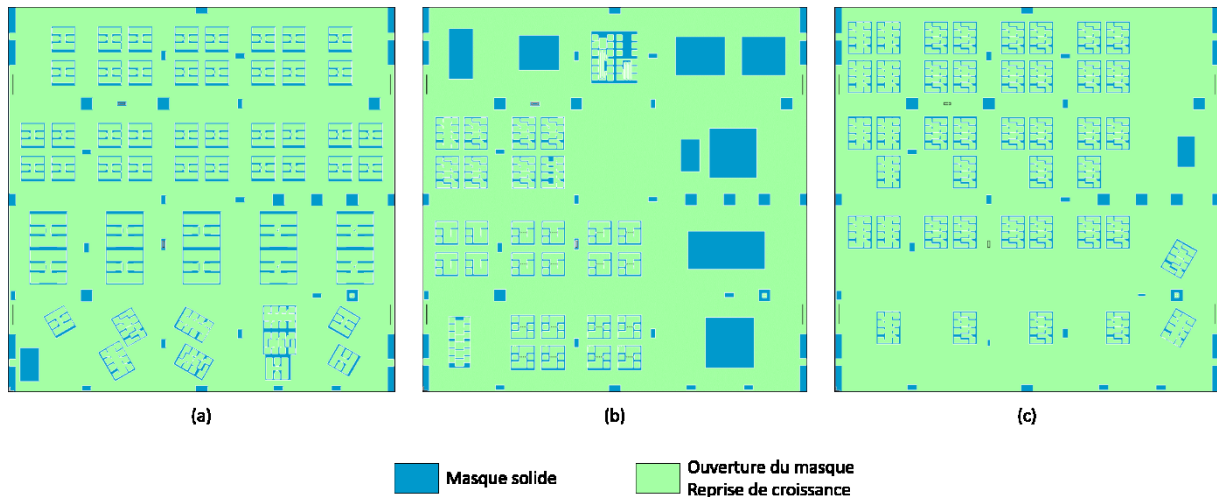


Figure 3.8. Réticules $6 \times 6 \text{ mm}^2$ du masque REGAIN pour la reprise de croissance. (a) Réticule de transistor RET_1, (b) réticule de contrôle RET_2, (c) réticule d'étude de TLM RET_3.

La Figure 3.8 présente trois réticules du masque REGAIN et met ainsi en avant le très grand taux d'ouverture de cette géométrie. Tous les transistors à deux et quatre doigts de grille sont localisés sur le réticules 1, nommé RET_1 (Figure 3.8.a). Le réticule 2 (RET_2) contient les motifs utiles à

l'extractions et au contrôle des paramètres des transistors (Figure 3.8.b). Notamment les motifs de *Transmission Line Measurement* (TLM) que l'on décrit dans le chapitre 4 pour l'extraction de la résistance totale et de ses composantes (Figure 3.9.a). A noter que des structures TLM sont orientées sur plusieurs axes cristallographique afin d'étudier leur impact sur la résistance de contact. Ces derniers sont répartis sur divers réticules. Un second motif intéressant à mentionner est le PHIL modifié (Figure 3.9.b). Il a été inspiré par le motif du même nom provenant de la thèse de Nadia El Bondry. [56] L'intérêt de ce motif est de réduire au minimum possible l'utilisation du masque et amener les premières fondations de l'auto-alignement de la grille. En effet, le masque prend la forme d'une bande de largeur L_{sd} correspond à l'espace source-drain. Les plots de grilles sont aussi rajoutés. Le réticule 3 (RET_3), a pour objet l'étude de l'impact des proches voisins sur la résistance de contact par l'incrémentation du nombre de structure TLM sur l'axe y. Enfin, un dernier réticule (non présenté ici) correspond à une région de $6 \times 6 \text{ mm}^2$ sans masque de diélectrique. Il sert à l'extraction des caractéristiques électriques et physiques de la couche de n-GaN par les mesures d'effet Hall et de Van der Pauw.

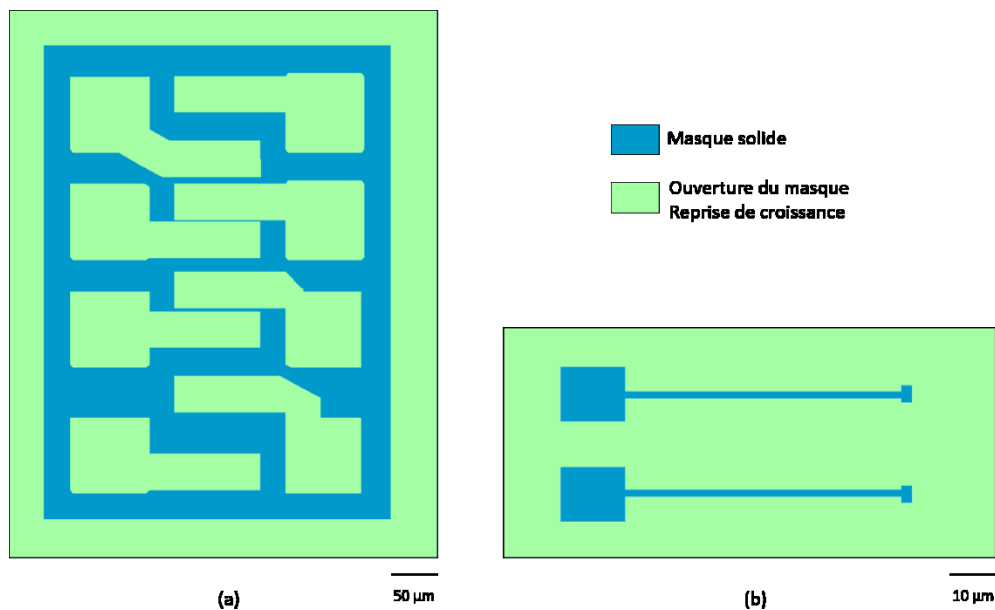


Figure 3.9. Géométrie du masque de reprise de croissance d'un motif (a) TLM et d'un motif (b) PHIL.

3. Structuration des échantillons

La croissance sélective nécessite une préparation complexe des échantillons. Plusieurs procédés de nano fabrication sont mis en œuvre dans cette thèse. La Figure 3.10 résume les étapes par lesquelles passe chaque échantillon.

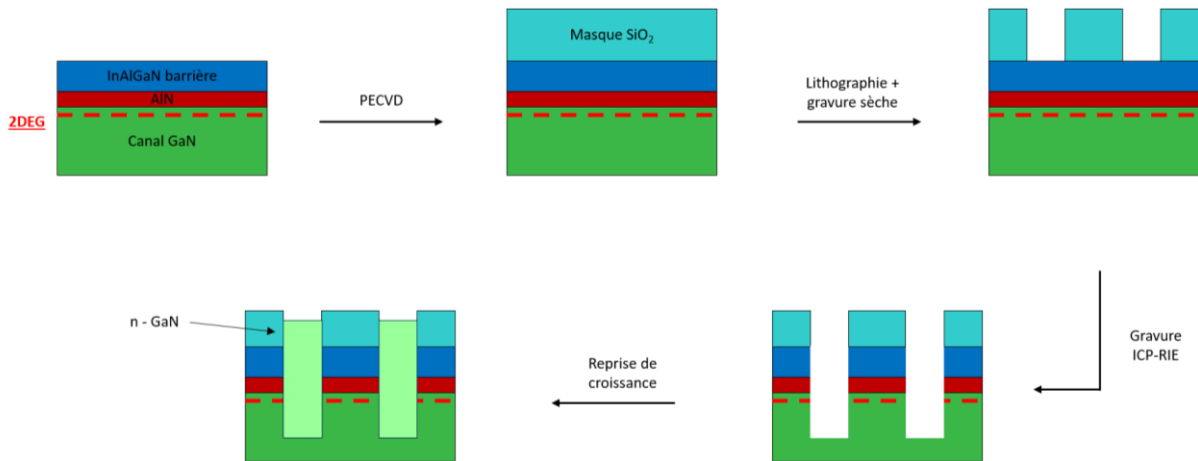


Figure 3.10. Etapes de préparation à la SAG.

Nettoyage³ : Les échantillons sont préalablement nettoyés par acétone dans un bain à ultrasons durant une heure. Les contaminations pouvant être présentes en surface sont alors retirées. Puis les échantillons sont rincés au pistolet acétone sous une pression de 2 bars avant d'être nettoyés dans une solution d'isopropanol (IPA).

Dépôt du masque solide : Le masque de silice (SiO₂) est déposé par voie chimique en phase vapeur assisté par plasma (PECVD, *Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Une recette déjà définie par les équipes du III-V Lab a été utilisée pour en déposer 130 nm. Nous avons vérifié l'épaisseur déposée par mesure d'ellipsométrie sur un substrat en silicium.

Ouverture du masque solide : Une étape de photolithographie est utilisée pour définir les régions de reprise de croissance dans le masque solide. Cette technique est largement implantée en recherche et en industrie dans le domaine des nanosciences. Elle comprend plusieurs étapes que nous ne décrivons pas ici. Le III-V Lab possède plusieurs machines de photolithographie dont celle de type « stepper » qui a été choisie pour l'étape de SAG. La précision de réaligement de cette machine industrielle est de +/- 100 nm. Une seule couche de résine positive suffit à la définition des motifs. Toutefois, un promoteur d'adhérence est ajouté au préalable afin d'aider à fixer la résine au masque de silice. Le masque est gravé dans les ouvertures de la résine par gravure ionique réactive (RIE, *Reactive Ionic Etching*). La gravure sèche permet de contrôler les dimensions des motifs contrairement à la gravure humide, par traitement chimique.

Gravure de la structure HEMT⁴ : L'optimisation de cette étape est primordiale pour la réduction des résistances de contacts. La profondeur de gravure et l'inclinaison des flancs de gravure impactent la résistance de contact.[47], [56] Nous souhaitons obtenir le moins d'angle possible afin de minimiser la densité de liaison pendante de sorte à ne pas rehausser la bande de conduction au-dessus du niveau

³ Dans le cas d'échantillon avec un substrat saphir, un second méplat a dû être défini par découpe à la scie diamant. Les échantillons ont été revêtus d'une résine pour les protéger des projections de la découpe. L'étape de nettoyage s'effectue lors du retrait de cette résine. Les échantillons avec un substrat SiC possèdent déjà un second méplat. Ils sont directement nettoyés avant la prochaine étape.

⁴ La sélectivité de gravure de la structure HEMT par rapport à la silice est relativement faible (3:1) d'où la nécessité d'un masque de SiO₂ épais.

Fermi à l'interface n-GaN/2DEG. Ainsi, la gravure du semiconducteur jusque dans le canal de GaN est réalisée par RIE avec plasma couplé par induction (ICP, *Inductively Coupled Plasma*). Un plasma Cl₂:Ar est utilisé à haute puissance RF de sorte à garantir un angle le plus droit possible. La profondeur de gravure est difficilement reproductible en raison de l'auto-échauffement de l'échantillon et de la présence d'un oxyde en surface de la couche InAlGaN, ce qui peut induire un délai de gravure. [47] Dans ce chapitre, le temps de gravure est fixé à 2 min 30 s ce qui correspond à une profondeur entre 50 et 65 nm. Une fois gravés, les échantillons sont rincés à l'eau « électrodéionisée » (EDI) pendant 3 minutes de sorte à retirer les composés GaCl formés par les plasmas chlorés en surface de l'échantillon. La Figure 3.11 présente les images AFM avant et après gravure ICP-RIE d'un échantillon InAlGaN/AlN/GaN sur saphir. La rugosité de 1 nm en moyenne varie peu entre les différentes étapes du procédé de fabrication. On note que la morphologie de surface évolue après les étapes de structures puisque les dislocations présentes dans la couche tampon sont exposées en surface. On les repère par les points noirs sur la Figure 3.11. Un faible taux de dislocations est primordial pour les contacts ohmiques puisque celles-ci sont des régions dans lesquelles la reprise de croissance n'aura localement pas lieu.

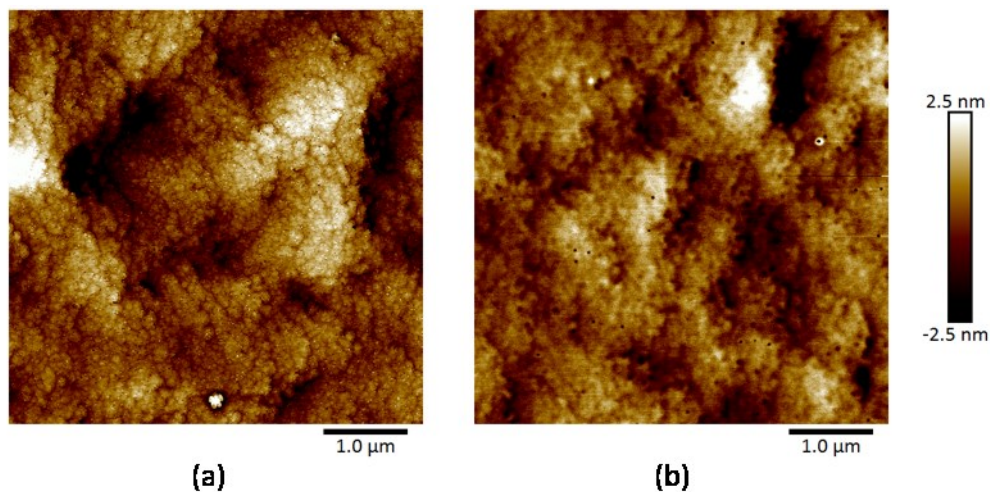


Figure 3.11. Image AFM $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ (a) de la surface d'une structure InAlGaN/AlN/GaN sur substrat saphir après épitaxie et (b) après l'étape de gravure ICP-RIE chloré.

Préparation de surface : Il est essentiel que la qualité de surface du fond de gravure du GaN soit préservée de sorte à ne pas impacter la reprise de croissance. Un traitement KOH pendant 3 minutes est mis en place à température ambiante afin de retirer les cristaux de GaN pouvant apparaître après l'étape de gravure plasma. [56] A noter que le KOH ne grave pas le GaN à polarisation métallique.[113] Les échantillons sont ensuite rincés à l'EDI pendant 3 minutes. Puis, les échantillons sont nettoyés dans une solution HCl pendant 3 minutes et ils sont rincés à l'EDI afin de s'assurer qu'il n'y a pas d'oxyde en surface. Enfin, un recuit *in-situ* à haute température, supérieure à 800 °C et sous flux NH₃ est primordiale pour initier la reprise de croissance comme le montre de précédentes études menées au laboratoire.[REF] En plus de cela, les composés carbonés en surface seraient aussi retirés

grâce à cette étape.[114] Ce nettoyage *in situ* est la première étape que nous réalisons sur chaque échantillon avant la reprise de croissance.

II. Vers l'optimisation de la SAG à 850 °C

Dans cette partie nous présentons l'optimisation des paramètres de SAG. L'objectif est de réaliser une reprise de croissance des contacts ohmiques fortement dopés, hautement sélective, homogène et reproductible à 850 °C. Dans cette optique, le contrôle de la vitesse de croissance est indispensable puisqu'elle influence l'incorporation de Si dans la maille. Les échantillons étudiés ici sont uniquement des hétérostructures InAlGaN/AlN/GaN sur saphir. La structuration des échantillons est un processus long et complexe, et nous disposons en outre d'un nombre limité d'échantillons. Pour maximiser le nombre d'études possibles sans avoir à réaliser des préparations supplémentaires, nous avons choisi de les cliver en deux. Un substrat saphir sans couche épitaxiée est aussi clivé en deux pour combler les emplacements du suscepteur et ainsi éviter les dépôts de matériau. La reprise de croissance se déroule en quatre étapes :

- augmentation de la température et abaissement de la pression
- nettoyage *in situ* des échantillons à haute température et sous un flux NH_3
- reprise de croissance sélective (SAG)
- retour aux conditions ambiantes

1. Impact de la température

La température est un paramètre clé de la croissance en phase vapeur ce qui est davantage le cas pour la croissance sélective : la longueur de diffusion des éléments réactifs dépend de ce paramètre physique et par extension le profil d'épaisseur aussi. Nous souhaitons nous affranchir des effets SAG qui sont exacerbés à très hautes températures et très haut débit de TMGa. Deux reprises de croissances sélectives, TS1306 et TS1307 sont réalisées à 1200 °C et 1000 °C respectivement. Les précurseurs TMGa et NH_3 sont apportés dans la chambre de croissance par le gaz porteur H_2 avec des débits respectifs de 160 sccm et 20 L.min⁻¹. La pression de la chambre de croissance est fixée à 175 Torr. L'étape de SAG dure 3 minutes de sorte à viser une épaisseur de 100 nm dans les conditions de dépôt d'une couche mince de GaN classique. La géométrie de masque POWERGAN est utilisée pour cette étude.

La Figure 3.12 présente deux images au microscope optique de la reprise de croissance dans les motifs TR_E et TR_K. Les régions bleues correspondent au masque de SiO_2 et la reprise de croissance est localisée dans les ouvertures. L'échantillon TS1306, réalisé à 1200 °C, présente quelques dépôts et contaminations (provenant du clivage) sur le masque de SiO_2 (Figure 3.12.a). En comparaison, la densité de dépôts est très élevée sur l'échantillon TS1307 (Figure 3.12.b). Une image au microscope électronique à balayage (MEB) est proposée dans la Figure 3.13 pour observer la forme

des dépôts. La densité de ces derniers augmente à plus basse température en raison de la réduction du phénomène de désorption. De plus, la longueur de diffusion en phase vapeur est aussi réduite car elle est proportionnelle à la température. [110]–[112] La densité de dépôt diminue au proche voisinage des ouvertures, laissant un halo de masque distinct autour des motifs. Dans le cas des plus petits motifs (TR_K), les dépôts les plus proches sont localisés à moins de 10 μm des régions de contacts ohmiques. Une trop grande quantité de dépôt n'est pas souhaitable pour l'étape de retrait du SiO_2 . Dans le cas du motif TR_E aucun dépôt n'est observé entre les carrés de reprises de croissances et les régions des contacts ohmiques (zone d'intérêt). La température n'a donc pas d'impact entre 1000 $^\circ\text{C}$ et 1200 $^\circ\text{C}$ sur la sélectivité de SAG dans les motifs avec un taux d'ouverture plus grand.

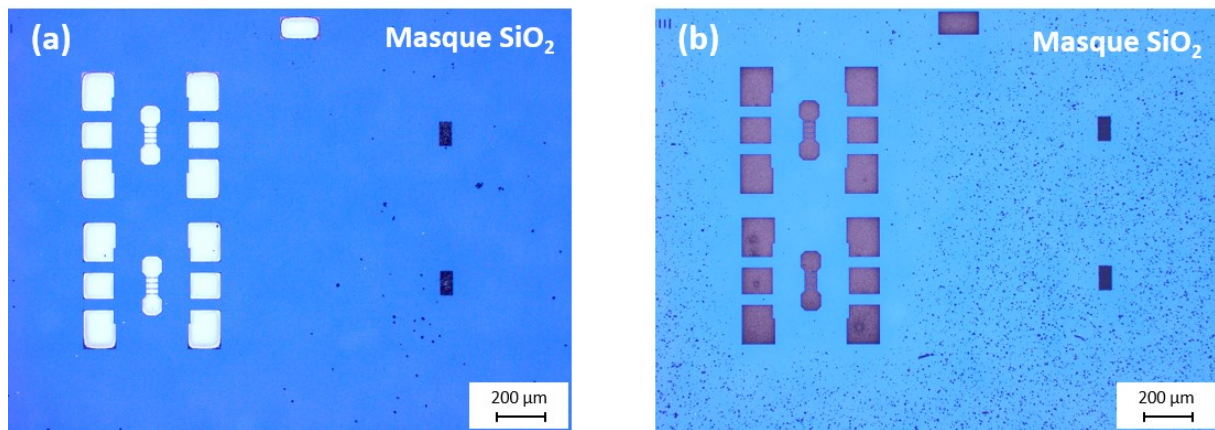


Figure 3.12. Images au microscope optique de la reprise de croissance à (a) 1200 $^\circ\text{C}$ et (b) 1000 $^\circ\text{C}$ dans des cellules de motif TR_E et TR_K.

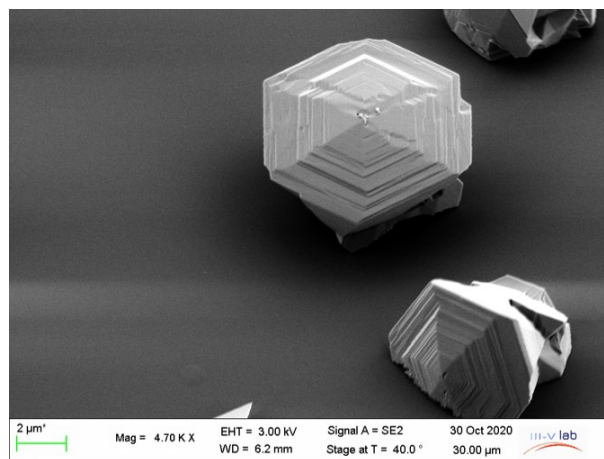


Figure 3.13. Image au MEB d'un dépôt sur le masque de SiO_2 à 1000 $^\circ\text{C}$.

i. Etude de la reprise de croissance : motif TR_K

Le motif TR_K possède la géométrie de reprise de croissance la plus simple utilisée durant cette thèse : l'ouverture du masque solide est située uniquement sous les contacts ohmiques. La Figure 3.14 est une image MEB de la reprise de croissance dans ces motifs sur les échantillons TS1306 (1200 $^\circ\text{C}$) et TS1307 (1000 $^\circ\text{C}$). À 1200 $^\circ\text{C}$, la reprise de croissance est de faible qualité, notamment aux extrémités

des ouvertures (Figure 3.14.a et c). La croissance n'est pas homogène à 1200 °C, on observe des îlots aux bords du motif, notamment aux sommets du rectangle. Dans le cas de la croissance à 1000 °C, des excroissances sont cette fois observées aux mêmes endroits et la croissance semble homogène d'après les observations au MEB (Figure 3.14.b et d). Les excroissances s'apparentent aux dépôts observés sur le masque (Figure 3.13).

Une explication à ce phénomène de bord serait qu'une trop grande quantité de précurseur est apporté dans ces motifs, notamment à ses extrémités ce qui résultent à l'apparition d'excroissance à 1000 °C. Au vu de la localisation de ce phénomène, on suppose qu'il est lié à un trop grand apport en précurseur. Nous n'avons pas observé ce phénomène dans les motifs avec un taux d'ouverture plus grand comme nous allons le voir sur l'étude du motif TR_E.

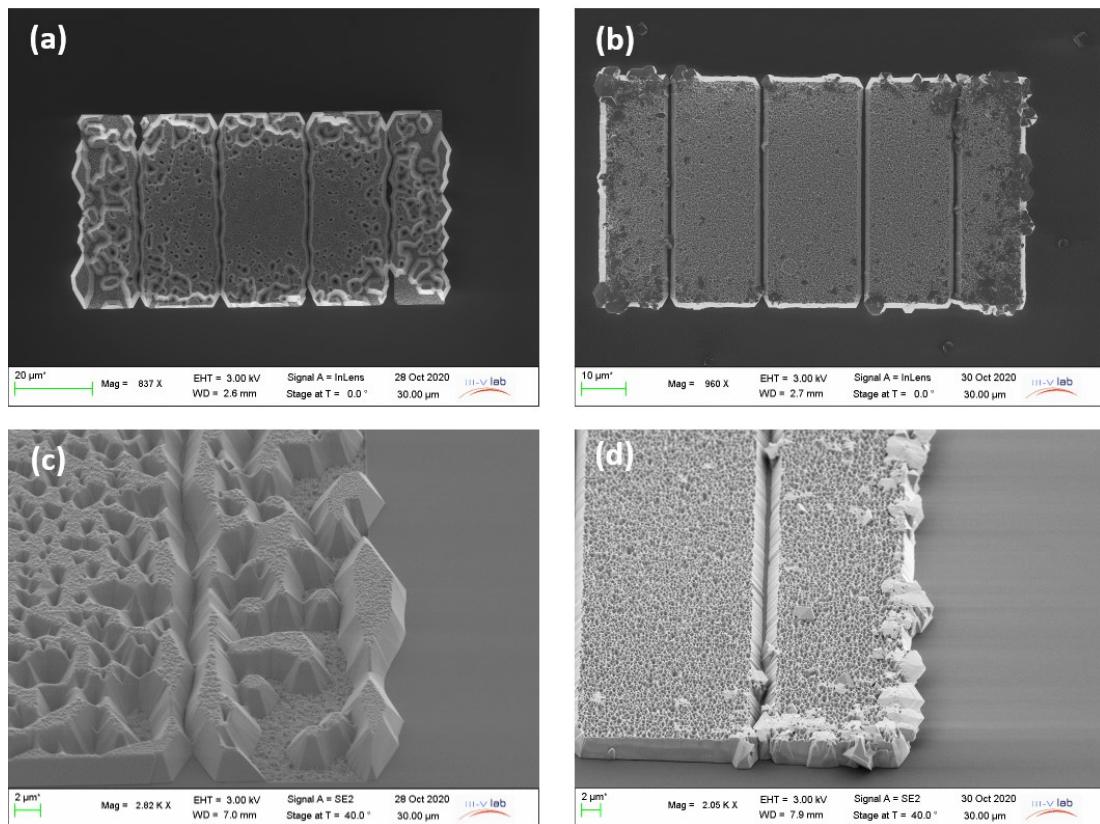


Figure 3.14. Image au MEB de la reprise de croissance dans un motif TR_K à (a et c) 1200 °C et (b et d) 1000 °C.

Les distances entre chaque caisson correspondent à l'espace source-drain des transistors dont la valeur théorique est $L_{sd} = 2,4 \mu\text{m}$. Le masque de SiO_2 protégeant ces espaces n'est quasiment pas discernable à une température de 1200 °C (Figure 3.15.a et c). La reprise de croissance a dépassé le masque solide puis elle s'est propagée latéralement, c'est le phénomène de surcroissance latérale (*Epitaxy Lateral Overgrowth*, ELO). La croissance latérale est réduite à 1000 °C et les distances source-drain sont observables (Figure 3.15.b et c). On estime ainsi $L_{sg} = 670 \text{ nm}$ dans les deux régions source-drain excentrées du motif, tandis que $L_{sg} = 970 \text{ nm}$ dans le cas des deux espaces internes du motif. La

température permet de réduire le phénomène ELO sur l'espace source-drain dans les motifs à faible taux d'ouverture (1%).

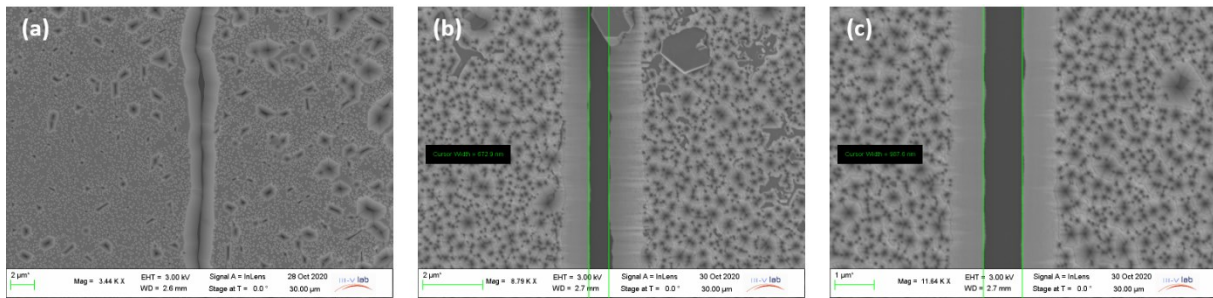


Figure 3.15. Image MEB de l'espace L_{sd} du motif TR_K lors de la reprise de croissance à (a) 1200 °C. Images MEB des espaces L_{sd} (b) extérieure et (c) intérieure du motif TR_K à 1000 °C.

La reprise de croissance dépasse le masque de plus de 2 µm à 1200 °C et 1000 °C comme le montre le profil d'épaisseur⁵ de la Figure 3.16. Ce résultat représente 20 fois l'épaisseur visée (100 nm) et les vitesses de croissance sont respectivement de 64 µm.h⁻¹ et 42µm.h⁻¹. Nous souhaitons réduire ces valeurs à 2 µm.h⁻¹ la vitesse de croissance d'une couche de GaN dans les mêmes conditions (à 1200 °C) d'un dépôt en pleine plaque. L'effet SAG est trop important dans cette géométrie de masque ce qui n'est pas désirable pour obtenir un dopage optimal et maîtrisé du GaN, il est donc important de réduire l'apport en précurseur dans les contacts ohmiques.

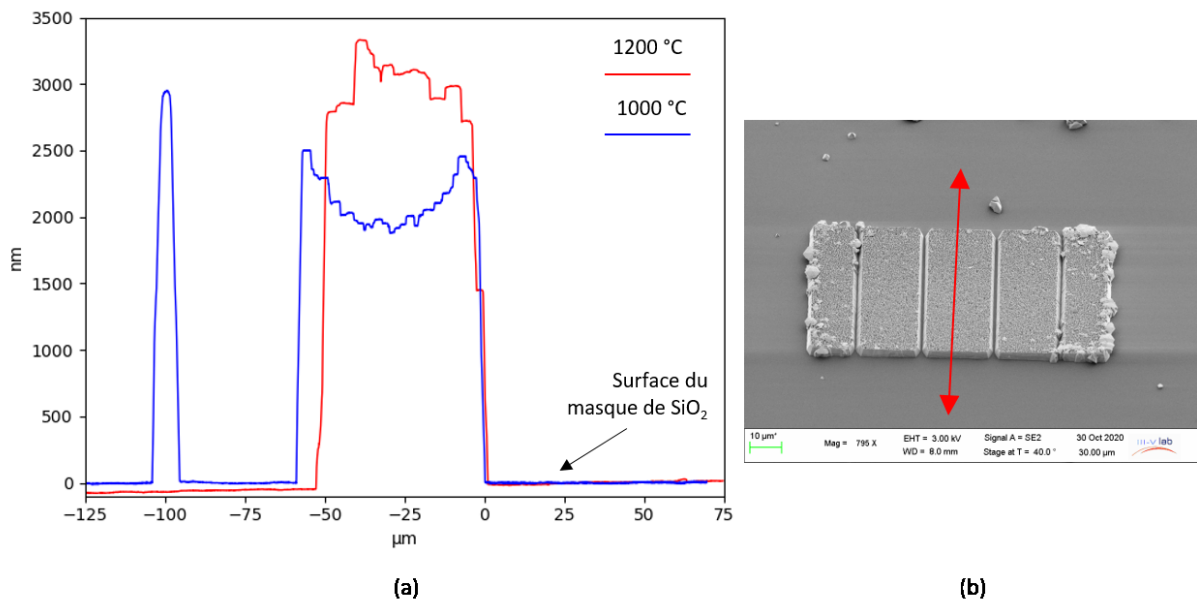


Figure 3.16. (a) Profils d'épaisseur de la reprise de croissance à 1200 °C et 1000 °C mesurés au profilomètre à pointe⁶ dans un motif TR_K. (b) Zone mesurée au profilomètre lors de la reprise de croissance d'un TR_K à 1000 °C (double flèche rouge sur une image MEB).

⁵ Le profil est réalisé par rapport à la surface du masque diélectrique qui n'a pas été retiré.

⁶ On notera qu'un dépôt sur le masque a été mesuré sur le profil d'épaisseur à 1000 °C. Il est localisé à environ 40 µm et mesure près de 3 µm. La taille des dépôts varie et est inhomogène.

ii. Etude de la reprise de croissance : motif TR_E

Le motif TR_E possède des régions de reprise de croissance plus larges et en plus grand nombre que le motif TR_K mais le transistor final est aussi une structure à quatre doigts de grille. Le taux d'ouverture augmente ainsi de 1% à 13%. La reprise de croissance est de meilleure qualité que dans le motif TR_K étudié précédemment aux deux températures de croissance (Figure 3.17). En effet, les effets de bords ne sont plus observés sur les régions des contacts ohmiques et l'état de la surface de la reprise de croissance semble homogène sur les images MEB.

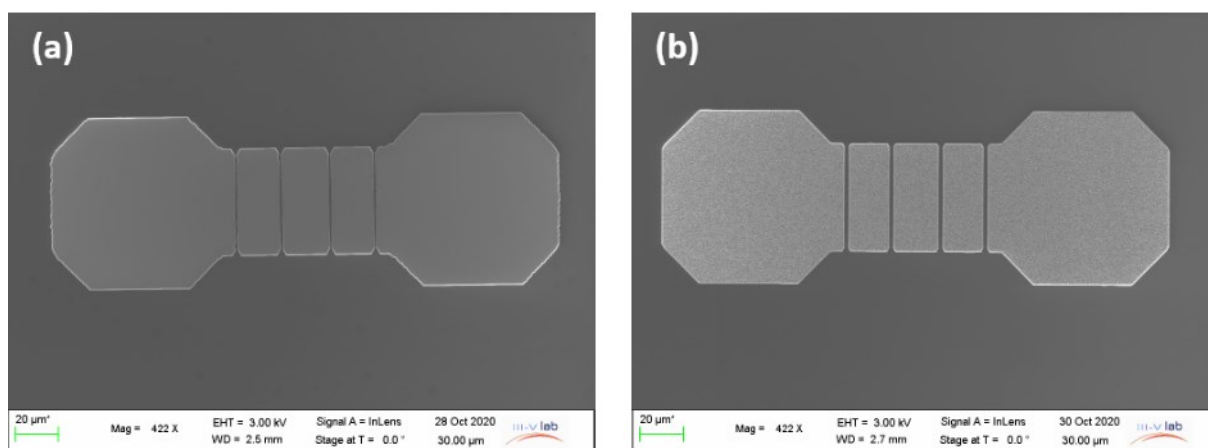


Figure 3.17. Images MEB de la reprise de croissance dans un motif TR_E à (a) 1200 °C et (b) 1000 °C.

Les espaces sources-drain sont mieux définis (Figure 3.18) et on estime $L_{sd} = 1,235 \mu\text{m}$ et $L_{sd} = 1,870 \mu\text{m}$ à 1200 et 1000 °C. La valeur théorique ($L_{sd} = 2,4 \mu\text{m}$) n'est donc pas obtenue et le phénomène ELO est toujours présent. Nous supposons donc que la vitesse de croissance latérale sera davantage réduite à 850 °C, notamment dans les régions de contacts ohmiques avec un taux d'ouverture plus élevé.

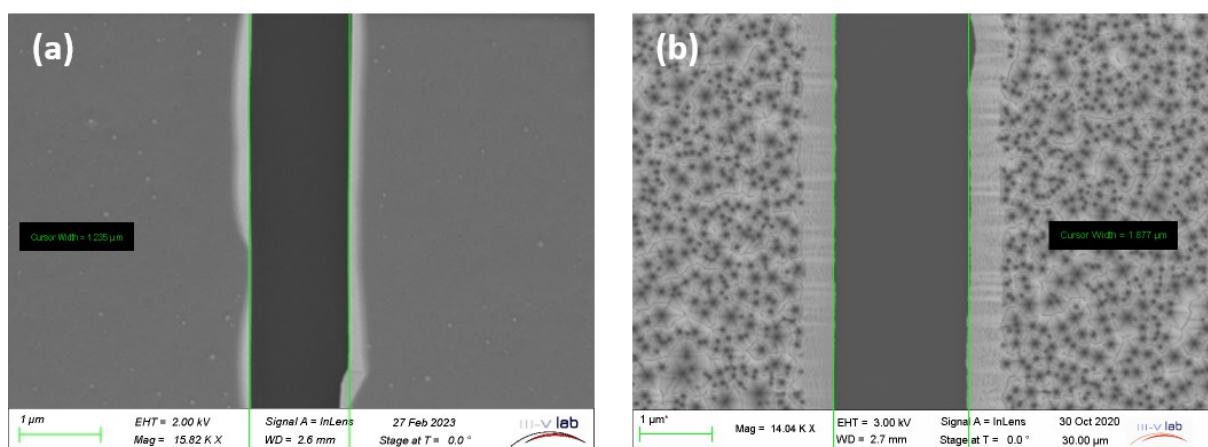


Figure 3.18. Image MEB de l'espace L_{sd} du motif TR_E après la reprise de croissance à (a) 1200 °C et (b) 1000 °C.

L'épaisseur de reprise de croissance dépasse le masque de diélectrique de plusieurs centaines de nm (Figure 3.19) et les vitesses de croissance sont de $20 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ et $28 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ à 1200 °C et 1000 °C

au bord des ouvertures. Les vitesses sont drastiquement réduites dans ce motif aux deux températures comparées à celles mesurées dans le motif TR_K. On attribue ce résultat à un plus faible effet SAG dans les contacts ohmiques lorsque le taux d'ouverture est augmenté de 1 à 13 %.[115] A l'inverse du motif TR_K, la vitesse de croissance est plus élevée à 1000 °C qu'à 1200 °C. Cela peut être dû à une longueur de diffusion plus faible à 1000 °C, ou bien un phénomène ELO accrue à 1200 °C. Toutefois, il est difficile d'identifier un phénomène prévalant et pouvant justifier des évolutions de la vitesse de croissance dans les motifs étudiés. Les vitesses de croissance sont toujours très élevées dans les deux cas en comparaison d'une croissance sur substrat non structuré ($2 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$).

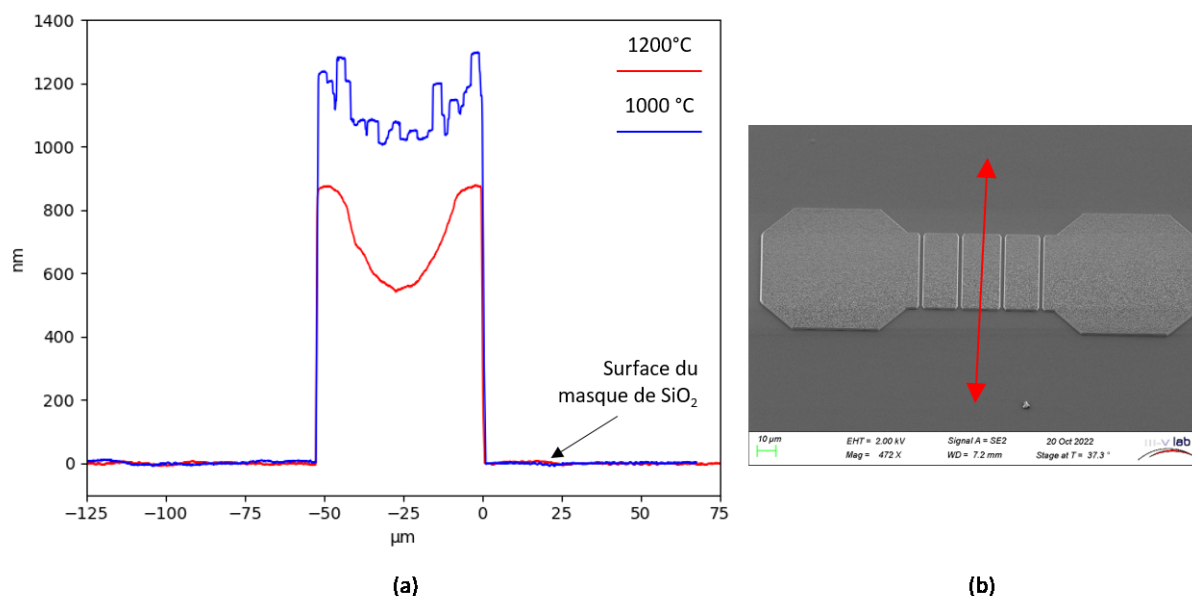


Figure 3.19. (a) Profils d'épaisseur de la reprise de croissance à 1200 °C et 1000 °C mesurés au profilomètre à pointe dans un motif TR_E. (b) Zone mesurée au profilomètre lors de la reprise de croissance d'un TR_E à 1000 °C (double flèche rouge sur une image MEB).

La vitesse de croissance au centre du caisson de GaN est de $14 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ et $24 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ à 1200 °C et 1000 °C respectivement, ce qui représente une réduction de 30 % et 14% par rapport au bord des ouvertures. Une plus faible température homogénéise la vitesse de croissance dans les régions de contacts ohmiques. Ce phénomène peut aussi être dû à la plus grande épaisseur du GaN recrût à 1000 °C. Un essai supplémentaire en visant la même épaisseur permettrait de confirmer cette observation mais à ce stade il est difficile de contrôler la vitesse de croissance. Le profil d'épaisseur à 1200 °C est mis en avant par les images AFM et au microscope optique en interférométrie à décalage latérale (Figure 3.20). Chaque région de reprise de croissance présente le même profil. L'inhomogénéité dans les régions des contacts ohmiques risque d'impacter la répartition du dopage. De plus, la topologie apparente dans les deux images pourrait nuire au bon déroulé de la fabrication du transistor.

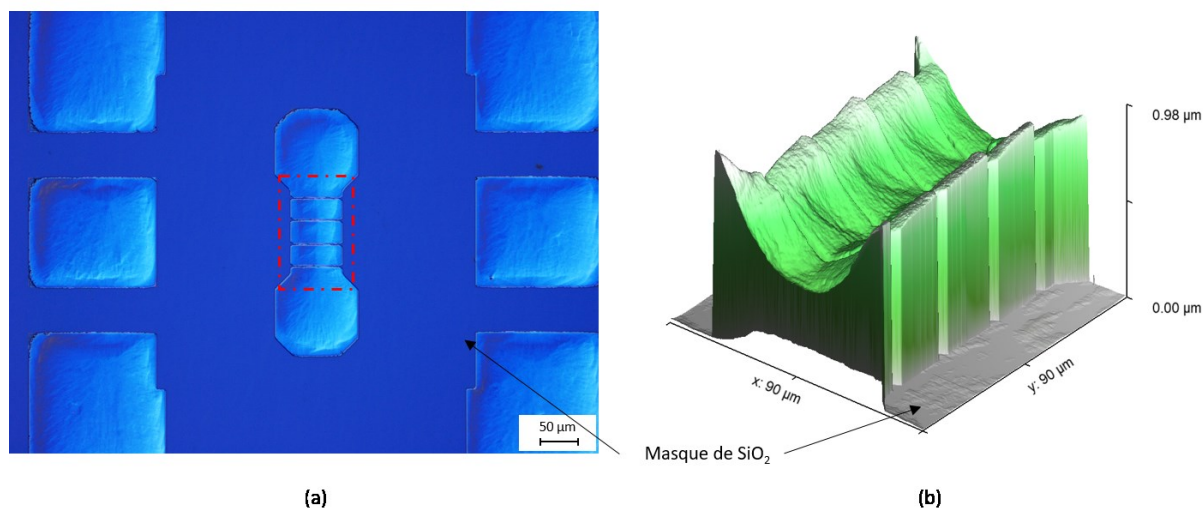


Figure 3.20. (a) Image au microscope optique en interférométrie à décalage de phase de la reprise de croissance à 1200 °C dans un motif TR_E. L'encadré indique la mesure de (b) l'image 3D à l'AFM.

Pour résumer, il est plus difficile d'être sélectif à plus basse température, mais les phénomènes ELO et de surépaisseurs sont réduits. De plus, un meilleur contrôle de la reprise de croissance est obtenu à 1000 °C dans un masque plus ouvert. La vitesse de croissance est cependant plus élevée ce qui risque d'être exacerbé à plus basse température, notamment 850 °C. Nous souhaitons donc réduire l'apport de précurseur dans les contacts ohmiques afin d'avoir un meilleur contrôle d'épaisseur. Pour ce faire deux possibilités s'offrent à nous : réduire le débit TMGa et/ou augmenter le taux d'ouverture du masque. Nous avons préféré la seconde solution pour assurer la sélectivité.

2. Impact du taux d'ouverture à 53 %

L'homogénéisation et le contrôle de la vitesse de reprise de croissance sont importants pour la réduction de la résistance de contact. L'étude précédente a montré l'intérêt de l'utilisation des géométries de masque très ouvertes afin de réduire l'apport de précurseur dans les régions de contacts ohmiques. Il est donc pertinent d'étudier la reprise de croissance avec le masque POWERGAN V2 qui présente un taux d'ouverture à 53 % pour les motifs TR. Deux reprises sont réalisées sur la géométrie de masque POWERGAN et POWERGAN V2, respectivement TS1323 et TS1324. La température et la pression de croissance sont établies à 1000 °C et 175 Torr. Les débits de TMGa et NH₃ sont de 160 sccm et 5 L.min⁻¹ et ils sont transportés par le gaz porteur H₂. Le temps de croissance est réduit à 30 secondes pour viser une épaisseur de 230 nm⁷.

La Figure 3.21 présente l'image au microscope optique de la reprise de croissance dans les motifs TR_E et TR. Les dépôts sur le masque ne sont pas visibles sur l'échantillon TS1323 mais une observation au MEB (non montrée ici) confirme qu'ils sont présents autour du motif TR_E de la même

⁷ Epaisseur visé en fonction du résultat de l'échantillon TS1307 avec une vitesse de croissance supérieur à 20 µm.h⁻¹.

manière que sur l'échantillon TS1307 étudié précédemment. Leur plus petite taille les rend difficile à être observés au microscope optique. En comparaison, aucun dépôt n'est observé au microscope optique et au MEB sur l'échantillon TS1324. L'augmentation du taux d'ouverture améliore donc la sélectivité de la reprise de croissance à 1000 °C.

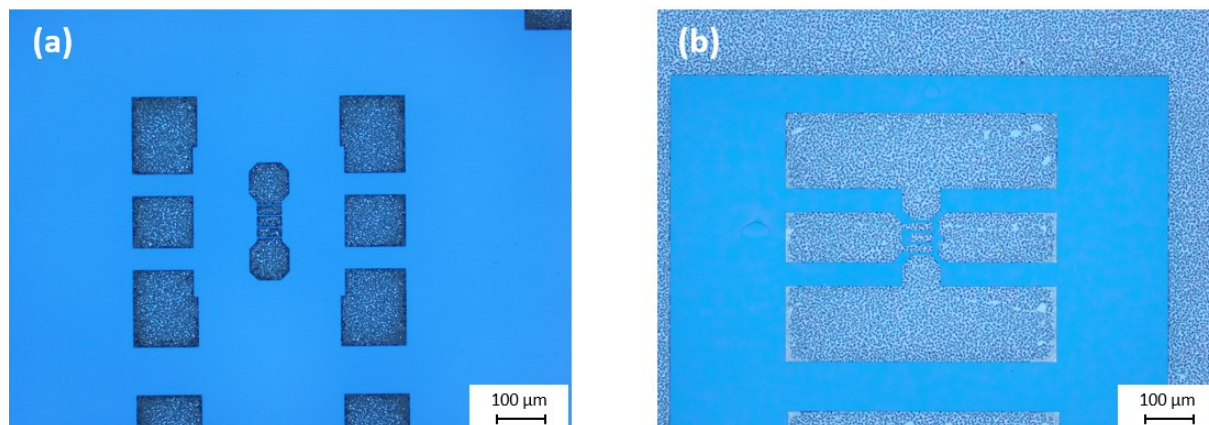


Figure 3.21. Images au microscope optique de reprise de croissance dans les motifs (a) TR_E et (b) TR respectivement des échantillons TS1323 et TS1324.

La reprise de croissance est très rugueuse sur les deux échantillons ce qui est mis en évidence par la mesure de profilométrie⁸ (Figure 3.22). L'épaisseur totale est difficilement exploitable à cause de la forte rugosité. Toutefois, il est à souligner que l'épaisseur maximale diminue de 1 µm à 500 nm. Des amas de matériau épais (entre 200 nm et 400 nm) sont à l'origine de la mauvaise qualité de la reprise de croissance (Figure 3.23). On attribue ce résultat aux gouttes de gallium présentes avant l'étape de SAG ce que nous étudierons par la suite dans ce chapitre. Par ailleurs, on observe que la couche de GaN recrût ne dépasse pas la surface du masque de manière ponctuelle sur l'échantillon TS1324 (53 % de taux d'ouverture) ce qui correspond à des régions entre les amas de matériau (Figure 3.23). Nous sommes donc parvenus, grâce à un taux d'ouverture du masque plus grand, à réduire l'apport de matériau dans les régions de contacts ohmiques et ainsi à diminuer la vitesse de croissance locale.

⁸ La mesure de profilométrie est réalisée dans le plot de contact ohmique car la pointe ne permet pas de mesurer le caisson central de manière précise. De plus, les mesures AFM ont échoué car la pointe casse en raison de la forte rugosité.

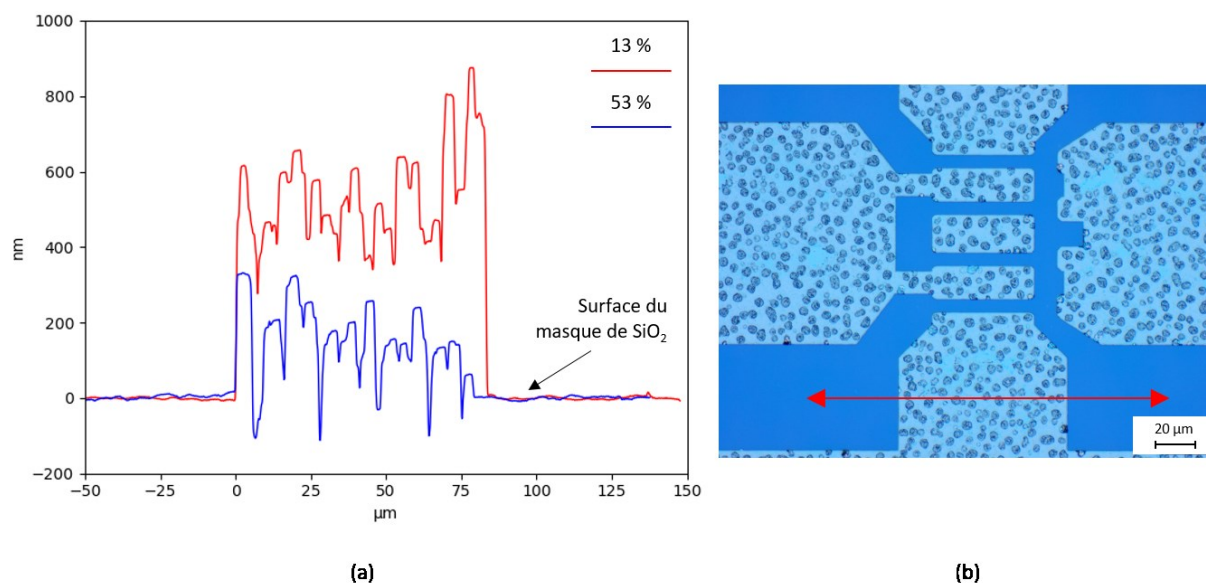


Figure 3.22. (a) Profils d'épaisseurs de la reprise de croissance à 1000 °C dans un motif avec un taux d'ouverture à 13 % et 53 %. (b) Zone mesurée au profilomètre lors de la reprise de croissance d'un TR à 1000 °C (double flèche rouge sur une image au microscope optique).

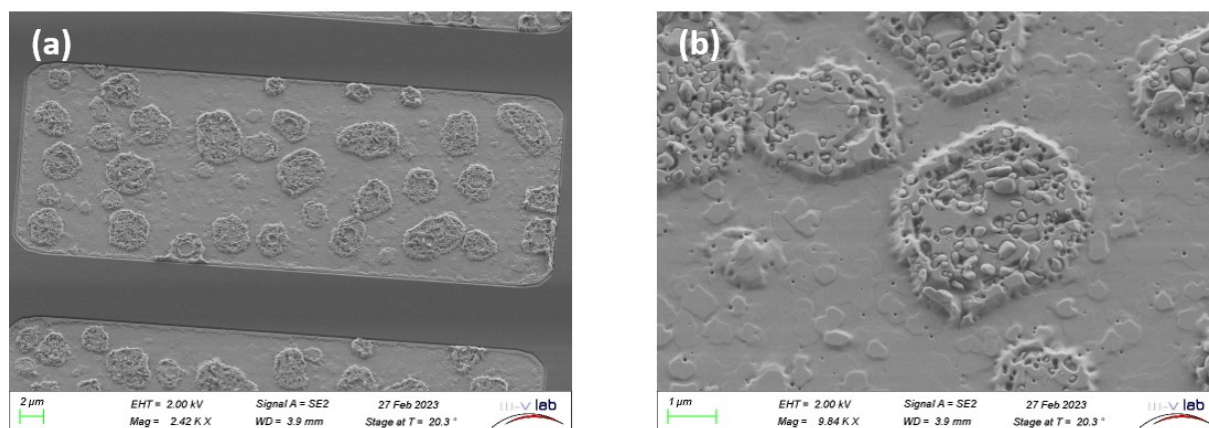


Figure 3.23. Images MEB de la reprise de croissance dans une région de source d'un motif TR à 1000 °C dans laquelle apparaît une densité importante d'amas.

3. Reprise de croissance sélective à 850 °C

La sélectivité étant atteinte à 1000 °C, nous souhaitons obtenir le même résultat à 850°C. Cette température de reprise de croissance est primordiale car la résistance de feuille du 2DEG augmente peu d'après l'étude de tenue en température que nous avons réalisé précédemment. La reprise de croissance TS1325 reprend les conditions d'épitaxie de l'échantillon TS1324 en appliquant une température à 850 °C. Le débit de TMGa (160 sccm) et de NH₃ (5 L.min⁻¹) est ainsi transporté par le gaz porteur H₂. La Figure 3.24 présente la reprise de croissance de l'échantillon TS1325 dans un motif TR. Les dépôts ne sont pas visibles à la surface du masque, ce qui est confirmé par un contrôle au MEB. L'utilisation du masque plus ouvert POWERGAN V2 a permis d'atteindre une haute sélectivité de

reprise de croissance, indépendamment de la température de croissance et malgré un très haut flux de TMGa. On s'attend à observer le même résultat lorsque le débit de TMGa est réduit à 20 sccm, c'est-à-dire en diminuant davantage l'apport de matériau dans le but d'optimiser le dopage en silicium.

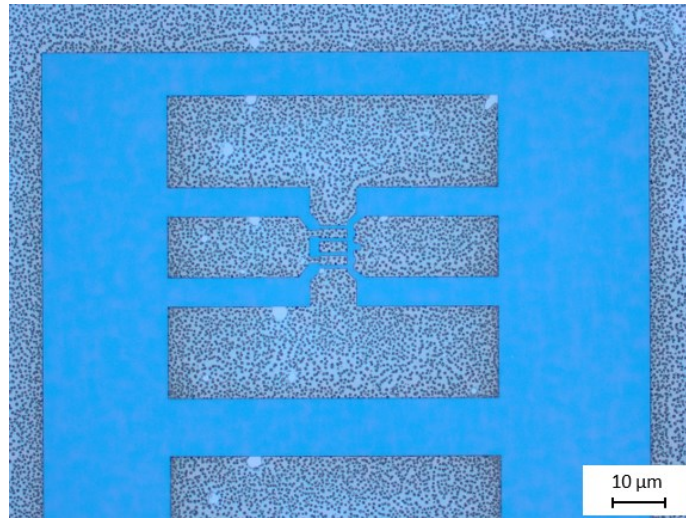


Figure 3.24. Image au microscope optique de la reprise de croissance de GaN à 850 °C dans un motif TR de l'échantillon TS1325.

Les amas de matériaux sont présents dans les régions de reprise de croissance, peu importe le motif étudié. La densité d'amas ne semble pas avoir diminuée avec la réduction de la température de croissance, et le profil d'épaisseur n'évolue quasiment pas avec la température (Figure 3.25). On note une augmentation de l'épaisseur maximale, à 700 nm, ce qui peut être due à la réduction de la désorption des espèces réactives à plus basse température. On observe, comme à 1000 °C, que l'épaisseur de matériau déposé entre les amas ne dépasse pas la surface du masque de SiO₂. Les images MEB de ces régions (Figure 3.26) mettent en évidence une évolution de la rugosité : à 850 °C l'état de surface est fortement dégradé et complètement différent de ce qui est observé à 1000 °C. Il n'est pas étonnant d'avoir une moins bonne qualité cristalline à 850 °C lorsque nous sommes très éloignés des conditions optimales de croissance du GaN. Il est possible que la reprise de croissance sélective exacerbe la dégradation du cristal. Aussi, on rappelle qu'il n'y a pas de dopage à ce stade de l'étude et cette faible qualité de matériau est uniquement attribué aux conditions de croissance de la SAG. La mesure par AFM de la valeur de RMS de rugosité n'a pas été réalisée afin d'éviter de casser la pointe si celle-ci rencontre un amas de matériau.

Le masque POWERGAN V2 permet d'être hautement sélectif à 850 °C. De plus, il semble que la vitesse de croissance entre les amas soit contrôlée. Nous pouvons maintenant ajuster les conditions de croissance, en particulier réduire le débit de TMGa à 20 sccm afin de viser un dopage optimal pour les contacts ohmiques. Néanmoins, le problème de qualité du matériau persiste sans être affecté par la température. Il est souhaitable de résoudre ce problème afin d'assurer un bon contact ohmique en améliorant l'étape de reprise de croissance.

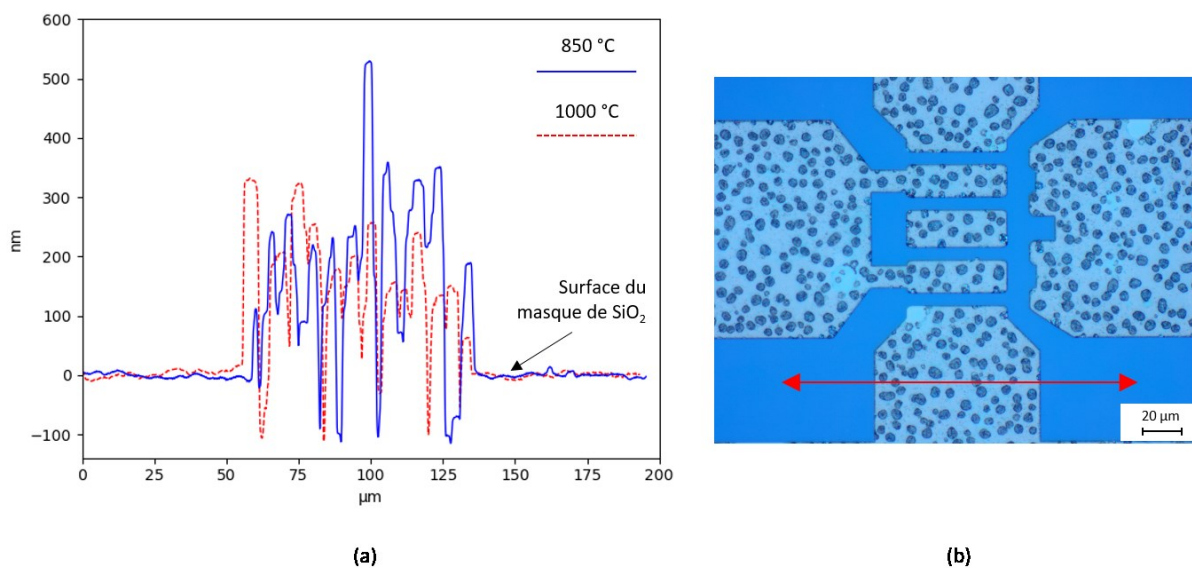


Figure 3.25. (a) Profils d'épaisseurs de la reprise de croissance à 1000 °C et 850 °C dans un motif TR. (b) Zone mesurée au profilomètre lors de la reprise de croissance d'un TR à 850 °C (double flèche rouge sur une image au microscope optique).

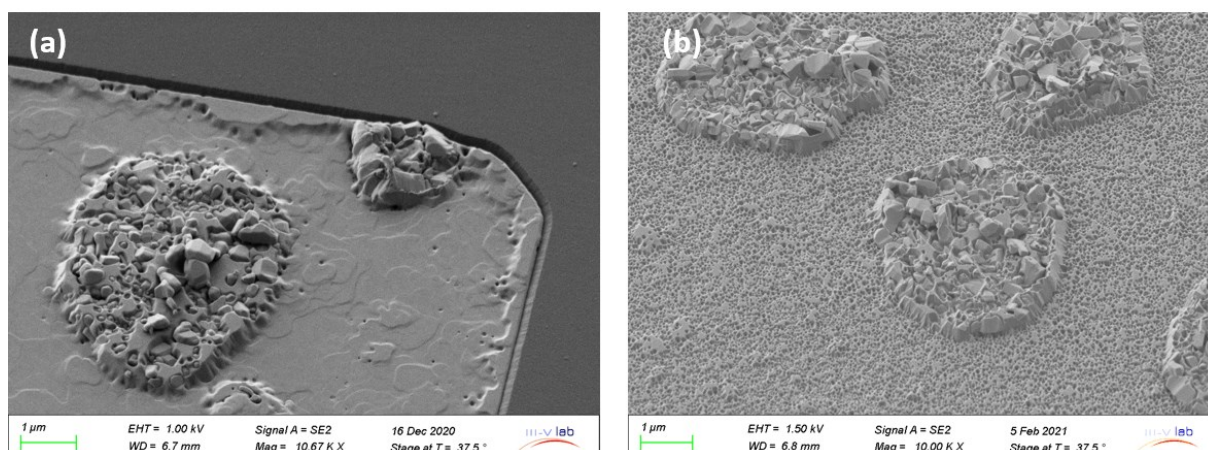


Figure 3.26. Images MEB des reprises de croissance à (a) 1000 °C et (b) 850 °C dans une région de contact ohmique du motif TR. Les amas de matériau sont visibles dans les deux cas.

4. Impact du gaz porteur

Nous souhaitons éviter la formation des amas de matériaux observés sur les échantillons précédents⁹. Ils sont à l'origine d'une forte rugosité de reprise de croissance à 850 °C et 1000 °C. Si les amas apparaissent durant l'étape de SAG, alors leur vitesse de croissance dépasse les $100 \mu\text{m}\cdot\text{h}^{-1}$ ce qui est anormalement élevé et peu probable. On suppose donc que les amas apparaissent avant la reprise de croissance, durant l'étape de montée en température et descente en pression de la chambre

⁹ Plusieurs études paramétriques ont été mises en place pour retrouver une bonne morphologie. Parmi les études réalisées, l'augmentation du rapport V/III, la réduction du flux de TMGa et le nettoyage de surface (HCl et KOH) n'ont pas permis de s'affranchir de la formation des amas.

de croissance et/ou durant l'étape de nettoyage sous flux de NH_3 à 850 °C. Il est possible de vérifier l'instant à partir duquel ils apparaissent grâce à l'outil *in-situ* EpiTT lorsque le signal de réflectance perd en intensité. Ainsi, nous étudions le signal de réflectivité de la reprise de croissance TS1380 représenté par la courbe rouge sur la Figure 3.27. Les débits de TMGa et NH_3 sont de 20 sccm et 12 L.min⁻¹ dans un environnement H_2 . La pression et la température sont à 175 Torr et à 850 °C. La courbe noire correspond à la mesure de la température en surface de l'échantillon par pyrométrie.

Durant la première étape (augmentation de la température et abaissement de la pression), la réflectance augmente en raison du changement d'environnement puis elle chute drastiquement à partir de 650 °C. La perte du signal de réflectance indique une dégradation de la surface. Par la suite le signal est constant durant le nettoyage sous flux de NH_3 et il oscille légèrement durant la croissance. On situe donc l'apparition des amas à la première étape où l'échantillon est uniquement exposé au gaz porteur H_2 et aux changements des conditions de la chambre de croissance. D'après Koleske *et al.*, le GaN est gravé sous H_2 à haute température et à haute pression ce qui forme des gouttes de Ga (Figure 3.28). [116] Les gouttes ont le même aspect circulaire que les amas que nous obtenons sur les échantillons. On suppose que les gouttes de Ga sont formées dans les régions de reprise de croissance et qu'elles restent en surface jusqu'à l'étape de SAG où elles sont recouvertes. Dans le but d'améliorer la morphologie de surface, le gaz porteur N_2 est utilisé aux étapes précédant la SAG lors des reprises de croissances TS1391 et TS1413. Le Tableau 3.2 récapitule les gaz porteurs utilisés à chaque étape.

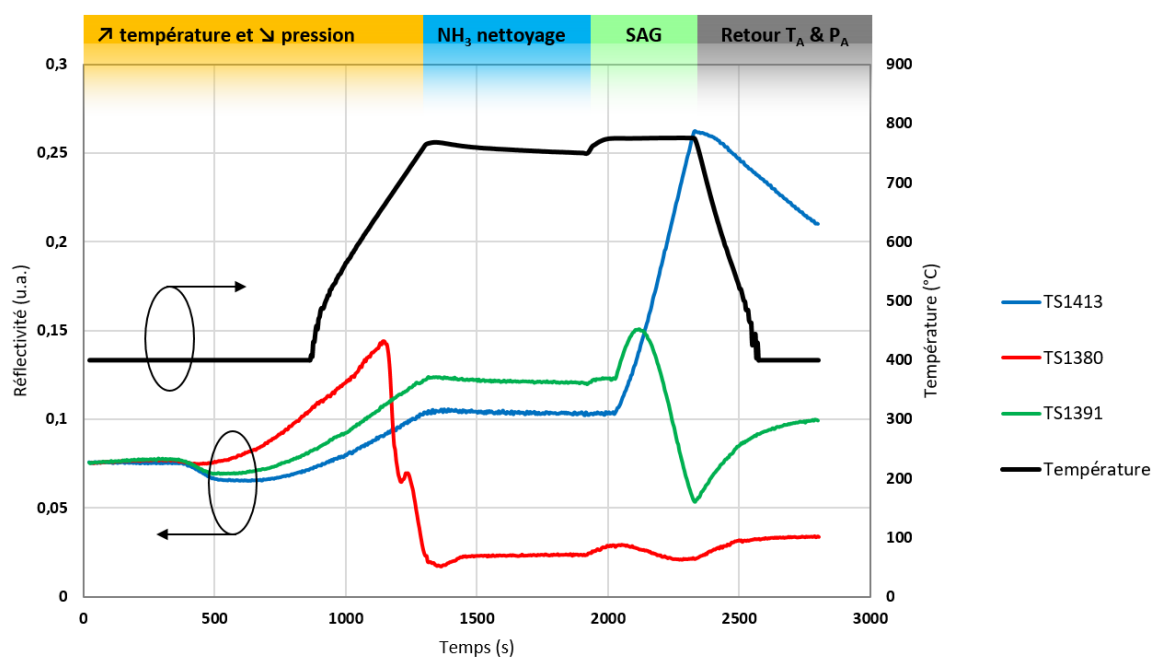


Figure 3.27. Evolution de la température et de la réflectivité des échantillons TS1380, TS1391 et TS1413 en fonction du temps.

Echantillons	↗ température ↘ pression	Nettoyage à 850 °C sous flux NH ₃	Reprise de croissance SAG	Retour aux conditions atmosphériques
TS1380	H ₂	H ₂	H ₂	H ₂
TS1391	N ₂	N ₂	H ₂	H ₂
TS1413	N ₂	N ₂	N ₂	N ₂

Tableau 3.2. Gaz porteur utilisé à chaque étape de SAG des échantillons TS1380, TS1391 et TS1413.

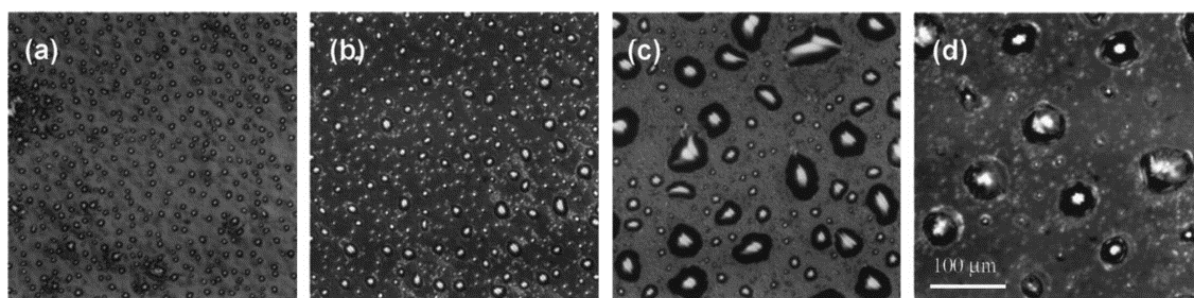


Figure 3.28. Gouttelettes de Ga sur la surface de GaN après recuit à 992 °C pendant 10 min à des pressions de (a) 40 Torr, (b) 76 Torr, (c) 150 Torr, et (d) 700 Torr. Notez l'augmentation de la taille des gouttelettes de Ga au-dessus de 100 Torr. Toutes les images sont à la même échelle, la barre sur (d) indiquant 100 μm. [116]

Le signal de réflectance ne chute pas lors de la montée ni par la suite sur TS1391 et TS1413 (courbes verte et bleue respectivement) ce qui indique que la surface n'est pas dégradée lors de ces étapes. On n'observe pas de perte de signal dans les deux cas et de plus l'évolution lors de l'étape SAG montre que la croissance semble se dérouler correctement. On observe bien une différence d'intensité sur les deux échantillons en comparaison de la courbe rouge mais les oscillations ne sont pas complètes puisque les vitesses de croissance sont très faibles. Nous ne pouvons pas conclure en l'état sur la différence possible d'amplitude. La comparaison au microscope optique met en évidence l'absence des amas de matériau sur ces deux échantillons (Figure 3.29). Les images MEB confirment la meilleure qualité du GaN déposé dans les ouvertures du masque de SiO₂ (Figure 3.30.a et b). On note que la surface est rugueuse dans les deux cas et l'analyse des images AFM (Figure 3.30.b et d) indique une rugosité de 21 nm et 6 nm dans les régions de contacts ohmiques d'un motif TR respectivement sur TS1391 et TS1413. Sachant qu'aucun débit de silane n'est utilisé, on attribue la rugosité de surface aux conditions de croissance non-optimales pour le GaN et aux phénomènes sous-jacents à la présence d'un masque de diélectrique.

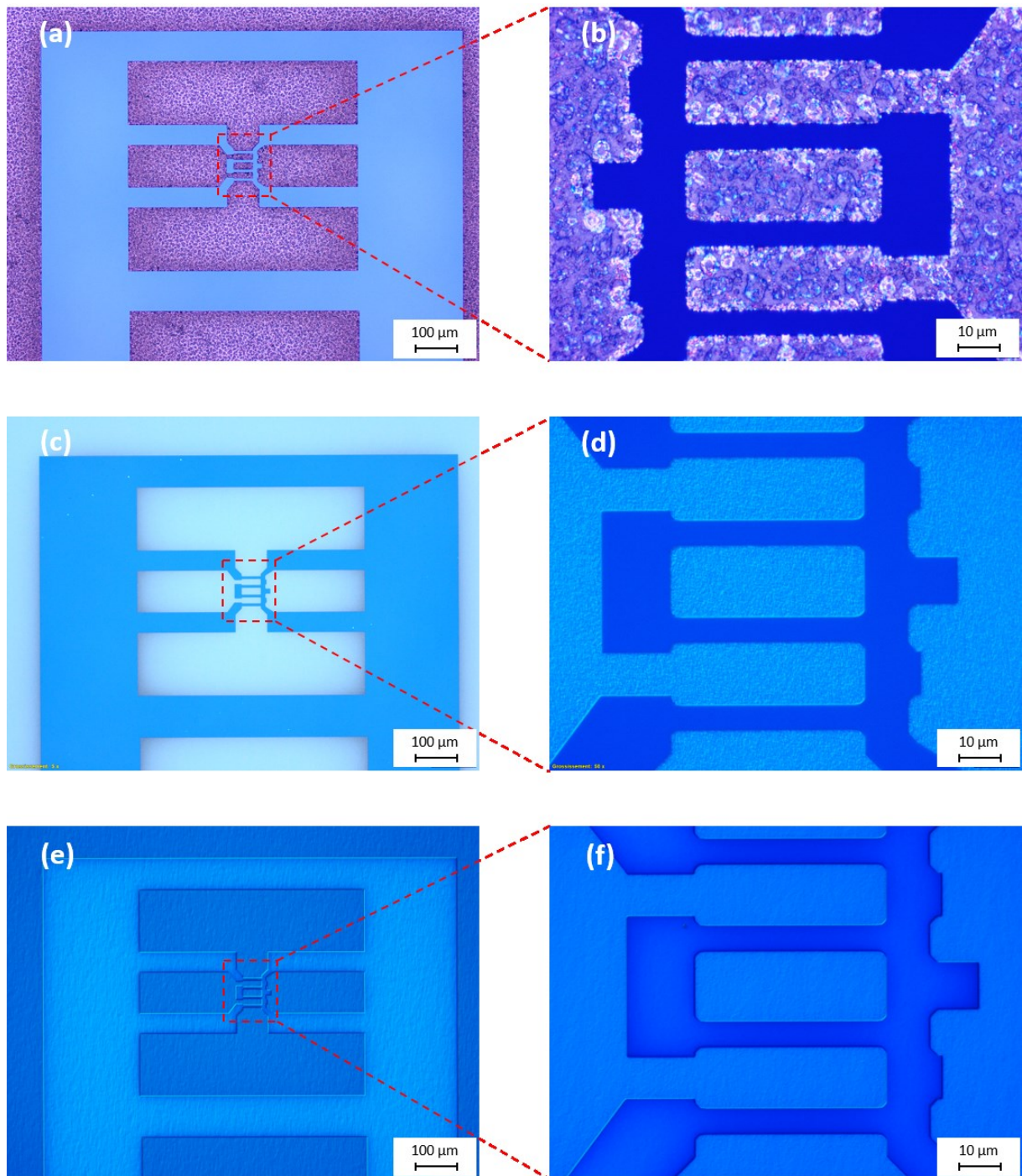


Figure 3.29. Images au microscope optique de la reprise de croissance dans un motif TR des échantillons (a,b) TS1380, (c, d) TS1391 et (e, f) TS1413. Les images (b,d,e et f) sont en interférométrie à décalage de phase.

Du dépôt de matériau est observé sur le masque de SiO_2 de l'échantillon TS1413 (Figure 3.30). Le dépôt est localisé en tout point de l'échantillon, indépendamment de la géométrie du masque. La reprise de croissance dans un environnement N_2 est donc non-sélective. Des observations similaires en littérature présentent la nucléation de GaN polycristallin sur le masque de SiO_2 lorsque N_2 est utilisé en tant que gaz porteur. [112], [117] Les flancs du masque de SiO_2 sont aussi recouverts de dépôt ce qui empêche le retrait du diélectrique dans les régions de source-drain par une gravure chimique

simple. Les reprises de croissance sous N₂ nécessitent davantage d'étapes technologiques afin de retirer le dépôt et pour ensuite retirer à son tour le masque de SiO₂. Un procédé de décapage et de retrait du masque est proposé dans l'annexe 1 mais celui-ci n'est pas optimal et davantage d'études sur ce procédé sont requises. Dans le cas où l'on souhaite réaliser la reprise de croissance n-InGaN de sorte à concilier une faible rugosité et un niveau de dopage élevé de l'ordre de 10²⁰ cm⁻³ (chapitre 2), un compromis est à trouver car l'environnement N₂ est nécessaire.

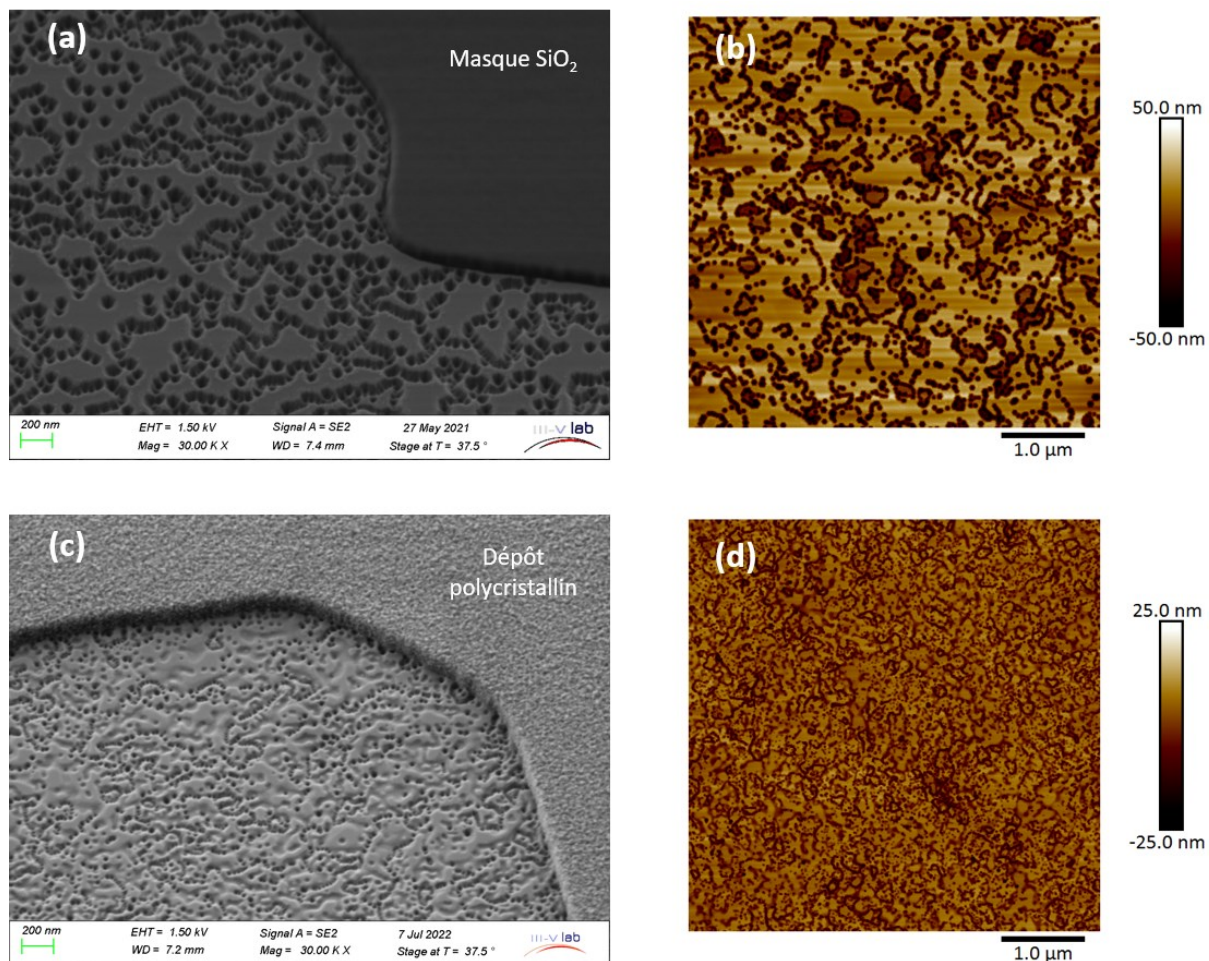


Figure 3.30. Images MEB et AFM des reprises de croissance (a et b) TS1391 et (c et d) TS1413. Les images sont localisées au bord du masque dans les régions de contacts ohmiques des motifs TR.

L'échantillon TS1391 présente donc la meilleure solution en passant d'un gaz porteur N₂ à H₂ au moment de l'étape de reprise de croissance. Le profil d'épaisseur de cet échantillon est comparé à la reprise TS1380 afin de mettre en évidence l'importance du gaz porteur aux étapes précédant la SAG. L'épaisseur de GaN n.i.d. de l'échantillon TS1391 ne dépasse pas le masque de SiO₂ et la vitesse de croissance est évaluée à 0,3 nm.s⁻¹ (1 μm.h⁻¹). Cette valeur est proche des vitesses de croissance obtenue lors des études n-GaN sur des échantillons non-structurés (≈0,1 nm.s⁻¹; Chapitre 2). Ainsi, nous avons désormais un contrôle suffisant de la vitesse de croissance de croissance pour l'application aux contacts ohmiques.

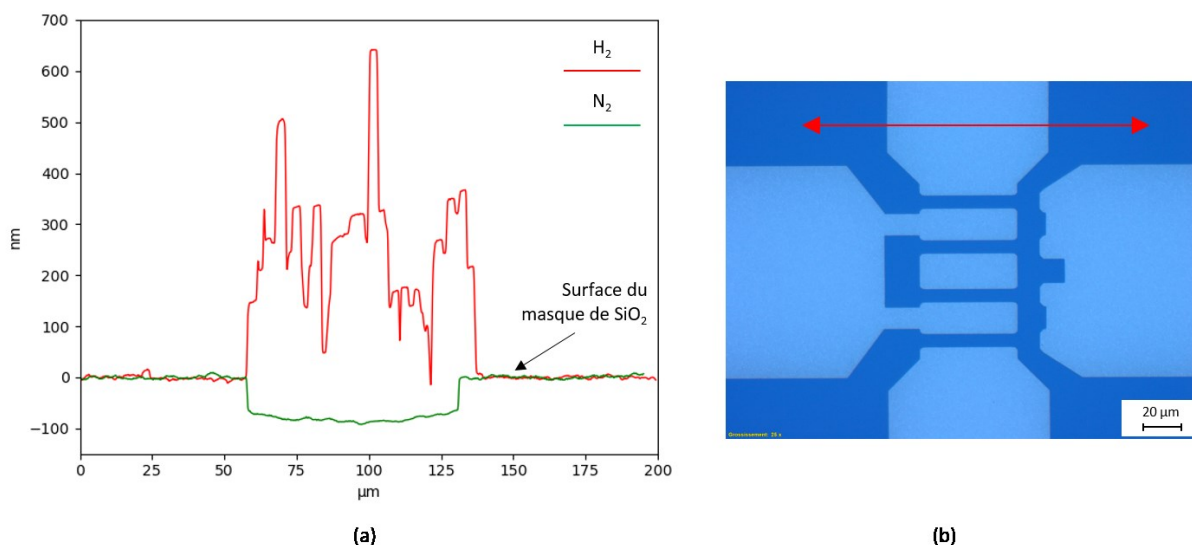


Figure 3.31. Profils d'épaisseur de reprise de croissance à 850 °C de GaN n.i.d. sur les échantillons TS1380 et TS1391. Zone mesurée au profilomètre lors de la reprise de croissance d'un TR sur l'échantillon TS1391 (double flèche rouge sur une image au microscope optique).

Pour conclure, nous avons identifié le moment de formation des amas et nous avons émis l'hypothèse d'une croissance sur des gouttes de Ga après décomposition sous H_2 lors de la montée en température. Ce problème a été résolu lorsque nous avons utilisé un environnement N_2 protégeant ainsi la surface. Toutefois, la croissance du GaN polycristallin sur le masque de SiO_2 est observée, rendant non-sélectives les reprises de croissance. Le gaz porteur est donc un facteur déterminant de la reprise de croissance sélective de haute qualité.

5. Impact de la pression

La pression est un paramètre important de la croissance en phase vapeur de par son impact sur la diffusion des précurseurs et l'incorporation d'impuretés. Nous souhaitons connaître son impact sur la reprise de croissance dans les régions des contacts ohmiques d'un masque très ouvert tel que sur la géométrie POWERGAN V2. Deux reprises de croissance de GaN à 100 et 300 Torr sont réalisées, respectivement TS1420 et TS1421. La température de croissance est de 850 °C. Les précurseurs TMGa et NH_3 sont amenés sous un débit de 20 sccm et $12 \text{ L}\cdot\text{min}^{-1}$ dans un environnement H_2 à l'étape de SAG. La reprise de croissance dure 5 minutes.

Aucun dépôt n'est observé sur le masque de diélectrique, la reprise de croissance est sélective sur le masque POWERGAN V2 indépendamment de la pression de croissance grâce aux développements précédents. De même les amas de matériau ne sont pas présents. La morphologie de surface est identique au microscope électronique (Figure 3.32) pour les deux échantillons et une forte rugosité est présente ($RMS \approx 18 \text{ nm}$). Le profil d'épaisseur peut ainsi être réalisé à l'AFM dans les régions de contacts ohmiques afin d'avoir une meilleure précision, la Figure 3.33 présente l'épaisseur moyenne obtenue sur une surface de $9 \times 90 \mu\text{m}^2$ dans un motif TR (multidoigts). De plus, l'AFM possède un système de mesure programmable « ScanAsyst » ce qui a permis de réaliser une cartographie de

l'épaisseur de reprise de croissance sur les deux échantillons. La vitesse de croissance moyenne extraite dans chaque région de croissance de l'image AFM est de $0,25 \pm 0,02 \text{ nm.s}^{-1}$ sur les deux échantillons. Par ailleurs, les profils d'épaisseur ne présentent pas de surépaisseur significative aux bords des ouvertures. La reprise de croissance est donc homogène dans les contacts ohmiques du motif TR indépendamment de la pression. La pression ne semble donc pas avoir d'impact sur la reprise de croissance dans un motif TR et cette dernière est homogène.

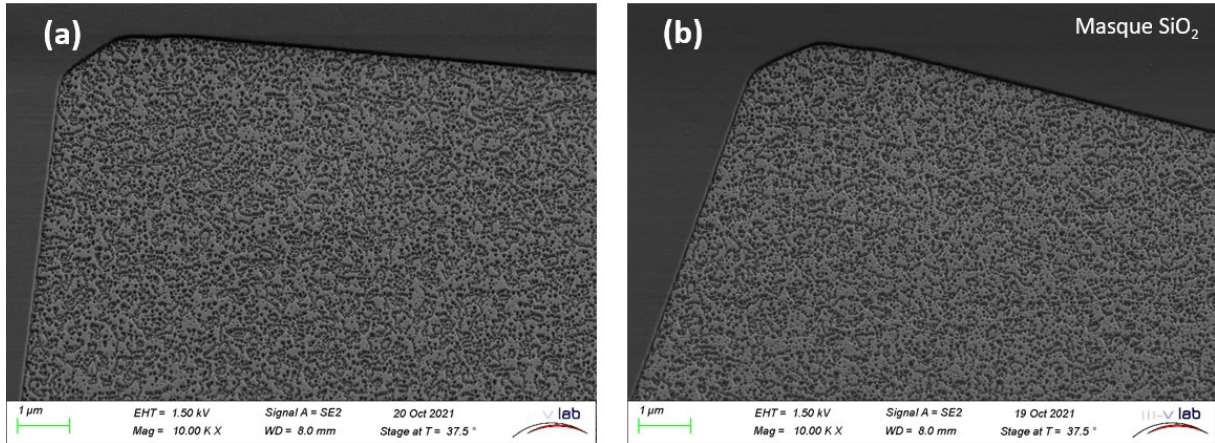


Figure 3.32. Images MEB de la reprise de croissance de GaN dopé à (a) 100 Torr et (b) 300 Torr dans les régions des contacts ohmiques d'un motif TR.

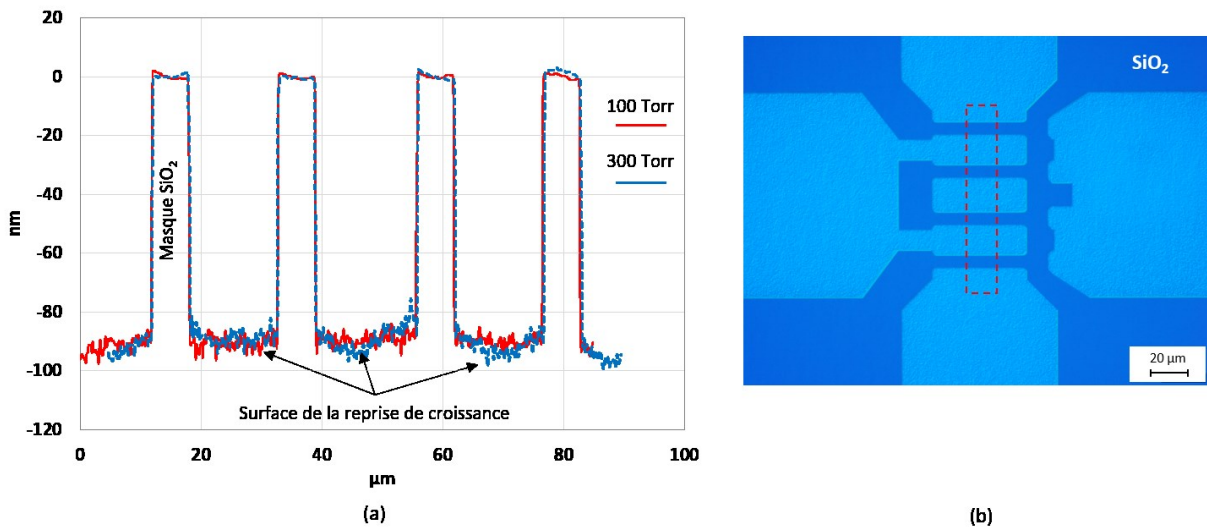


Figure 3.33. (a) Profils d'épaisseur mesurés à l'AFM de la reprise de croissance de GaN à 100 Torr et 300 Torr par rapport au masque SiO_2 (0 nm). (b) Image au microscope optique des contacts de source et de drain du motif TR. Le carré rouge représente la surface de $9 \times 90 \mu\text{m}^2$ analysée à l'AFM.

Nous avons étudié le motif NT sur ces échantillons qui présente un taux d'ouverture à 45 %. Il s'agit d'un motif de reprise de croissance à destination d'un transistor à deux doigts de grille. Les profils d'épaisseur mesurés dans un motif NT sont présentés dans la Figure 3.34. La vitesse de croissance moyenne calculée à partir des mesures AFM est de $0,30 \pm 0,01 \text{ nm.s}^{-1}$ et $0,32 \pm 0,01$ respectivement à

100 et 300 Torr, ce qui correspond à une épaisseur de 90 et 96 nm. La pression a donc très peu d'impact sur la vitesse de croissance ; or une vitesse de croissance plus élevée était attendue à 100 Torr comme ce qui peut être observé à plus haute température. Par ailleurs la vitesse de croissance est plus élevée dans les régions des contacts ohmiques des motifs NT que ceux des motifs TR. On suppose qu'une plus grande concentration d'espèces réactives est engendrée par le plus faible taux d'ouverture du motif NT. La rugosité est mesurée à l'AFM dans les contacts ohmiques du motif NT et l'analyse révèle une augmentation de la valeur RMS à 30 nm. On attribue ce résultat à la plus grande épaisseur obtenue comparée au motif TR. A ce stade nous ne savons pas si la rugosité impactera les résistances de contact. Malgré les différences observées, il convient de noter que la différence de vitesse de croissance est un facteur 1,3 entre les deux motifs ; ce qui permet d'envisager une reprise de croissance des contacts ohmiques quasiment homogène sur un échantillon 4 pouces indépendamment de la géométrie des motifs. Notons également que le même facteur a été obtenu à l'état de l'art dans la littérature. [118]

Nous souhaitons nous rapprocher d'une vitesse de croissance à $0,12 \text{ nm.s}^{-1}$ dans les contacts ohmiques de tous les motifs car c'est avec cette valeur que nous avons obtenu les meilleurs dopages dans le chapitre 2. Comme nous venons de le voir, la pression n'a pas suffisamment d'impact pour réduire la vitesse et homogénéiser la reprise de croissance des contacts ohmiques du masque POWERGAN V2. On choisit d'utiliser une pression de 200 Torr pour les études suivantes afin de se placer dans les conditions des couches n-GaN étudiées dans le chapitre 2.

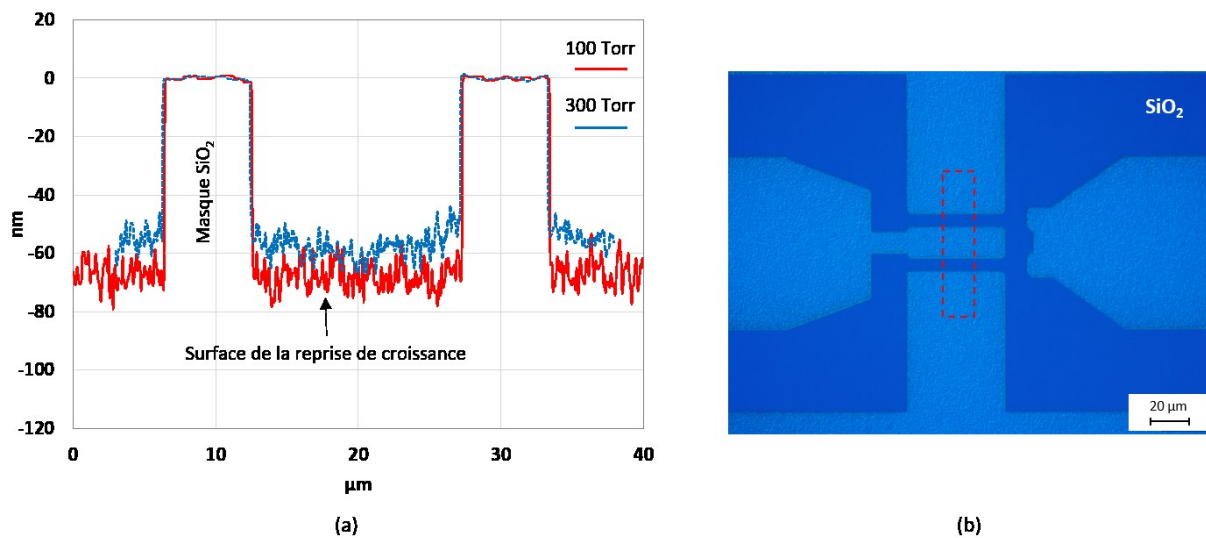


Figure 3.34. Profils d'épaisseur mesurés à l'AFM dans un motif NT à 100 Torr (courbe rouge) et 300 Torr (courbe en pointillé bleu) par rapport au masque SiO_2 (0 nm). (b) Image au microscope optique des contacts de source et de drain du motif NT. Le carré rouge représente la surface de $9 \times 40 \mu\text{m}^2$ analysée à l'AFM.

6. Impact du taux d'ouverture à 80 %

Nous souhaitons obtenir une vitesse de croissance aussi proche que possible des résultats obtenus sur les échantillons non-structurés (Chapitre 2). Pour ce faire, il est nécessaire de réduire et d'homogénéiser l'apport de matériau arrivant dans les régions de contacts ohmiques. Le TMGa est déjà apporté au plus petit débit possible que le contrôleur de débit en place peut raisonnablement assurer : 20 sccm. En dessous de cette valeur, nous ne sommes pas certains d'avoir un débit constant au cours de la reprise de croissance. Au regard des résultats précédents, nous avons vu que la géométrie du masque avec un grand taux d'ouverture permet de réduire drastiquement la vitesse de croissance. Le masque REGAIN a été dessiné au cours de cette thèse pour augmenter le taux d'ouverture de 50% (POWERGAN V2) à 80% ; ceci afin d'homogénéiser la vitesse de croissance dans les régions des contacts ohmiques d'un motif à l'autre. Le principe de ce masque est d'utiliser le minimum de diélectrique de sorte à uniquement protéger l'espace source-drain et les régions nécessaire à l'isolation des contacts et plots métalliques. La reprise de croissance de GaN fortement dopé est ainsi localisée sur une grande surface de l'échantillon.

La reprise de croissance TS1483 est réalisée dans un environnement $N_2:H_2$ (1:1) à une température de 850 °C et une pression de 200 Torr. Les débits de TMGa et NH_3 sont respectivement de 20 sccm et 20 L.min⁻¹. Un débit de SiH_4 de 0,44 $\mu\text{mol}\cdot\text{min}^{-1}$ est utilisé pour obtenir un dopage de l'ordre de $1\cdot 10^{20}$ cm⁻³. Le temps de croissance est de 650 secondes de sorte à viser une épaisseur de 55 nm. Ces conditions de croissances correspondent à celles de la couche de n-GaN non structurée TS1476 (Chapitre 2). La différence de marche entre le masque de SiO_2 et la reprise de croissance est mesurée dans quatre motifs différents : TR, NT, TLM et PHIL. Ce dernier présente un taux d'ouverture de 99 %. Les analyses AFM sont localisées dans l'encadré rouge des images au microscope optique (Figure 3.35) et les résultats sont présentés dans le Tableau 3.3.

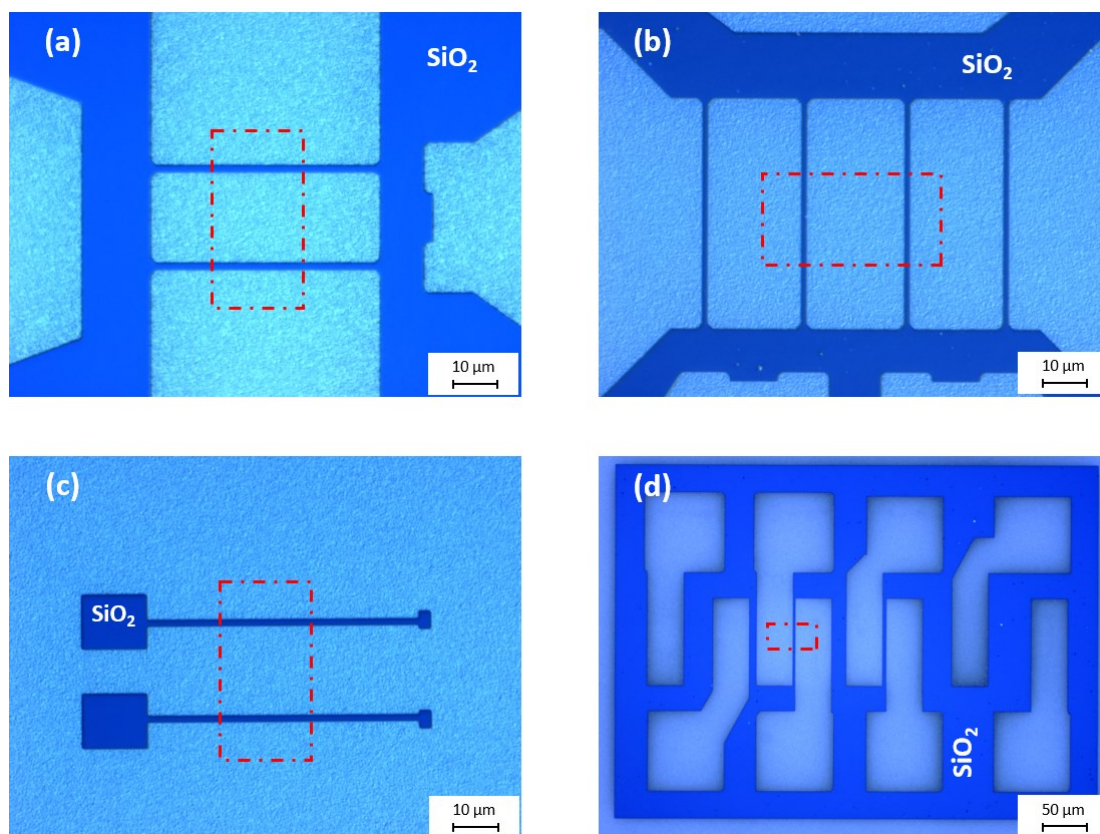


Figure 3.35. Images au microscope optique de la reprise de croissance à 850 °C de GaN dopé dans les motifs (a) NT, (b) TR, (c) PHIL et (d) TLM. Les encadrés rouges indiquent la région mesurée à l'AFM pour extraire l'épaisseur de reprise de croissance et la rugosité. Le masque SiO₂ est encore présent sur ces images.

Motif	Epaisseur moyenne	Vitesse de croissance	Rugosité RMS
	nm	nm.s ⁻¹	nm
TR	83	0,13	22,5
NT	86	0,13	22,2
TLM	86	0,13	22
PHIL	68	0,10	18

Tableau 3.3. Epaisseur, vitesse de croissance et rugosité extraites des mesures AFM réalisées dans les encadrés rouges de la Figure 3.35 sur l'échantillon TS1483.

Les vitesses de croissances du n-GaN sont identiques dans les motifs TR, NT et TLM. La reproductibilité de reprise de croissance est ainsi possible d'un motif à l'autre grâce au taux d'ouverture important. On retrouve ainsi une vitesse de croissance proche de celle extraite sur l'échantillon non-structuré (0,08 nm.s⁻¹). La croissance dans le motif PHIL est encore plus lente que dans les autres motifs et elle est très proche de ce qui est obtenu sur l'échantillon non-structuré. La rugosité est deux fois plus élevée dans tous les motifs étudiés que sur l'échantillon sans masque

diélectrique qui présente une valeur de RMS à 9 nm. On attribue ce résultat à l'interface GaN/n-GaN qui n'est pas d'aussi bonne qualité que pour les dépôts continus.

Le masque de SiO₂ a toujours un impact sur la reprise de croissance bien que sa superficie soit fortement réduite. Le masque REGAIN permet d'homogénéiser la vitesse de croissance dans les contacts ohmiques des différents motifs qui est désormais très proche de celle obtenue durant l'étude de dopage. Nous démontrons donc qu'il est possible de transférer les résultats du chapitre 2 à ceux du chapitre 3 afin d'assurer l'homogénéité d'une faible résistance de contact grâce au très grand taux d'ouverture du masque REGAIN.

Conclusion du Chapitre 3

Au cours de ce chapitre nous avons présenté le principe de la SAG, ainsi que les profils d'épaisseurs résultants de la géométrie du masque solide et des diffusions des éléments en surface et en phase vapeur. Les géométries de masque POWERGAN, POWERGAN V2 et REGAIN sont décrites et caractérisées par un taux d'ouverture d'environ 10%, 50% et 80% respectivement. Les ouvertures du masque sont définies par le procédé de structuration des échantillons. Ce dernier comprend une étape de gravure de l'hétérostructure de 50 à 65 nm par plasma chloré ; ceci afin de réaliser un contact 2DEG/n-GaN pour l'application aux contacts ohmiques. Enfin, la préparation de surface par les nettoyages KOH et HCl précède la reprise de croissance.

La première étape de la SAG est la montée en température et la diminution de la pression de la chambre de croissance. Nous avons montré l'importance du gaz porteur à cette étape grâce à l'outil *in-situ* EpiTT. En effet, le signal de réflectivité sur les échantillons structurés chute à partir de 650 °C dans un environnement H₂. Ce comportement est associé à la formation de goutte de gallium lors de la gravure du GaN par le gaz porteur H₂, et des amas de matériaux dégradant fortement l'état de surface sont la conséquence d'un tel phénomène. L'utilisation du gaz porteur N₂ est donc primordiale lors de la montée en température afin de préserver la surface.

Nous avons constaté l'importance d'une grande ouverture de masque pour la sélectivité, l'homogénéité et le contrôle de la vitesse de croissance. La géométrie POWERGAN ne nous a pas permis d'atteindre ces objectifs. En passant à un taux ouverture à 50 % du masque POWERGAN V2 nous avons amélioré ces points malgré une température de croissance à 850 °C. Cependant la vitesse de croissance à 0,3 nm.s⁻¹ est encore trop élevée pour retrouver le dopage atteint dans le chapitre 2. Dans le cas du masque REGAIN, nous assurons la sélectivité, l'homogénéité et une vitesse de croissance à 0,13 nm.s⁻¹ proche de la valeur de référence à 0,08 nm.s⁻¹.

Des études ont été menées sur les paramètres de croissance en phase vapeur. Ainsi, la réduction de la température augmente à la fois la densité de dépôts sur le masque solide et la vitesse de croissance dans les régions des contacts ohmiques. Son impact est maintenant maîtrisé grâce au masque REGAIN. La pression n'a quasiment pas d'effet ni sur la qualité ni sur la vitesse de reprise de

croissance sélective entre 100 et 300 Torr. Enfin, contrairement au gaz porteur H_2 , l'utilisation du gaz porteur N_2 lors de la SAG ne permet pas de réaliser une croissance sélective à 850 °C.

Nous avons donc mis au point une géométrie de masque et des conditions de croissance qui nous permettront de réaliser la reprise de croissance de GaN fortement dopé à 850 °C pour les contacts. Le chapitre suivant sera la combinaison des meilleurs résultats des deux derniers chapitres.

Chapitre 4 - Transistors avec reprise de croissance des contacts ohmiques

Dans ce chapitre nous présentons le procédé de fabrication des transistors sur des échantillons avec la reprise de croissance des contacts ohmiques. La caractérisation des résistances de contact est réalisée sur des structures TLM avec différents reculs du métal L. Une seconde structure TLM est utilisée pour l'extraction des résistances en série de R_c . La deuxième partie de ce chapitre présente les résultats sur des échantillons HEMT avec un substrat saphir. Dans un premier temps, les contacts ohmiques du masque POWERGAN V2 sont évalués et les interfaces de la reprise de croissance sont étudiées au microscope électronique à transmission. Dans un second temps, les résistances de contact du masque REGAIN sont extraites. La dernière partie de ce chapitre se concentre sur les contacts ohmiques et les performances des transistors de l'échantillon TS1487 : un HEMT InAlGaN/AlN/GaN sur SiC.

I. Procédé technologique et technique de caractérisation

1. Procédé de fabrication des transistors avec reprise de croissance

Le procédé technologique utilisé dans ce chapitre est résumé dans la Figure 4.1, il débute après la reprise de croissance sélective du GaN dopé. Les principales étapes sont issues de la fabrication du transistor déjà en place au III-V Lab et la technique de photolithographie est utilisée pour la majorité d'entre elles. Les performances des transistors peuvent être évaluées une fois le procédé de fabrication terminé.

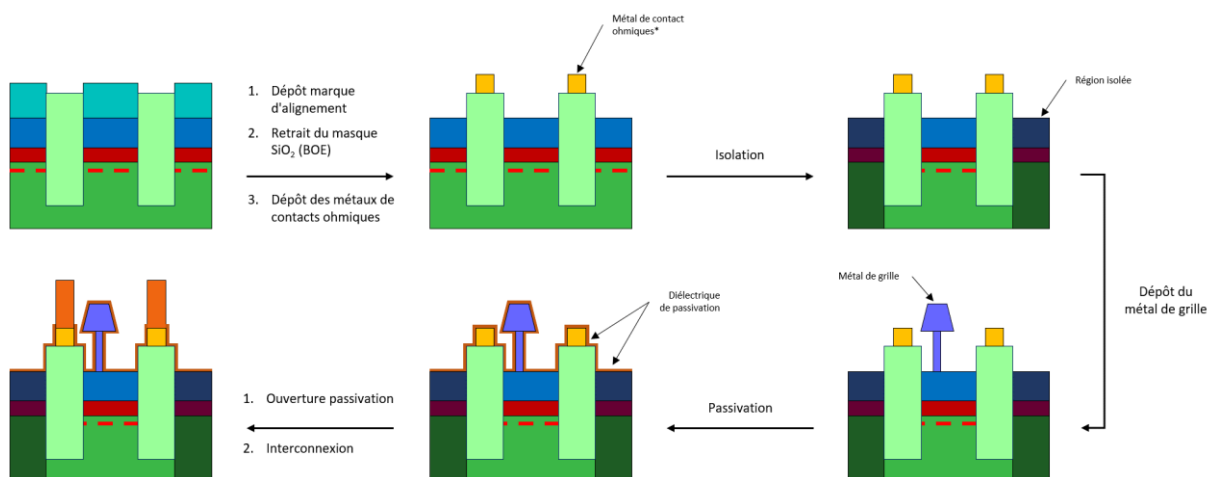


Figure 4.1. Schéma du procédé de fabrication des transistors avec reprise de croissance.

i. Marques d'alignement

Les marques d'alignement sont des motifs habituellement définis en tant que première étape de fabrication des transistors. Ces motifs sont réalisés par dépôt de titane et ils servent à arranger les différents niveaux de photolithographie entre eux. Dans notre cas, les premières marques d'alignement consistent en la reprise de croissance dans les régions ouvertes du masque de diélectrique. Le contraste optique entre le masque de diélectrique et le n-GaN est suffisant pour que la machine de photolithographie industrielle et semi-automatique (stepper) puisse se repérer. En revanche, le contraste n'est pas suffisant entre la barrière InAlGaN et le n-GaN, un dépôt métallique est nécessaire avant le retrait du masque diélectrique. Une étape de gravure permet d'ouvrir des zones spécifiques du diélectrique pour définir les nouvelles marques et une séquence métallique de molybdène et or (Mo/Au) est alors déposée.

La technique de dépôt employée est l'évaporation sous vide de sources métalliques par faisceau d'électrons. Les sources sont placées dans des creusets et l'évaporation est assurée par un faisceau d'électrons accélérés. Cette technique présente l'avantage d'atteindre des températures suffisamment élevées pour l'évaporation des métaux dont le point de fusion est très grand tel que le molybdène. Le vide employé permet de faciliter le parcours des électrons vers la surface de l'échantillon. De ce fait, le dépôt est anisotrope ce qui est crucial pour définir les motifs métalliques lors de l'étape de *lift-off*. On emploie cette technique pour le dépôt métallique des étapes suivantes.

ii. Retrait du masque diélectrique

Le masque de SiO₂ a servi à la définition des régions de reprise de croissance et il protège la barrière InAlGaN. Il doit être retiré de sorte à exposer la barrière et permettre ainsi la suite du procédé de fabrication. Un tel masque est facilement gravé par une solution de fluorure d'hydrogène tamponnée nommée BOE (*Buffered Oxide Etch*). Cette étape dure 1 minutes et 30 secondes pour retirer une épaisseur de 110 nm ; 30 secondes sont rajoutées afin de réaliser une sur-gravure de l'interface barrière/masque. Les échantillons sont ensuite rincés à l'EDI durant 5 minutes.

Des résidus de résines ont été observés après un essai de retrait du masque de diélectrique (Figure 4.2). On suppose que ces résidus proviennent de l'étape de marque d'alignement car ils sont uniquement localisés dans les régions masquées, notamment dans l'espace source – drain (Figure 4.2). Pour résoudre ce problème, un plasma O₂ est appliqué avant le retrait du diélectrique sur les échantillons suivants de sorte à ne pas exposer la barrière InAlGaN (Figure 4.2).

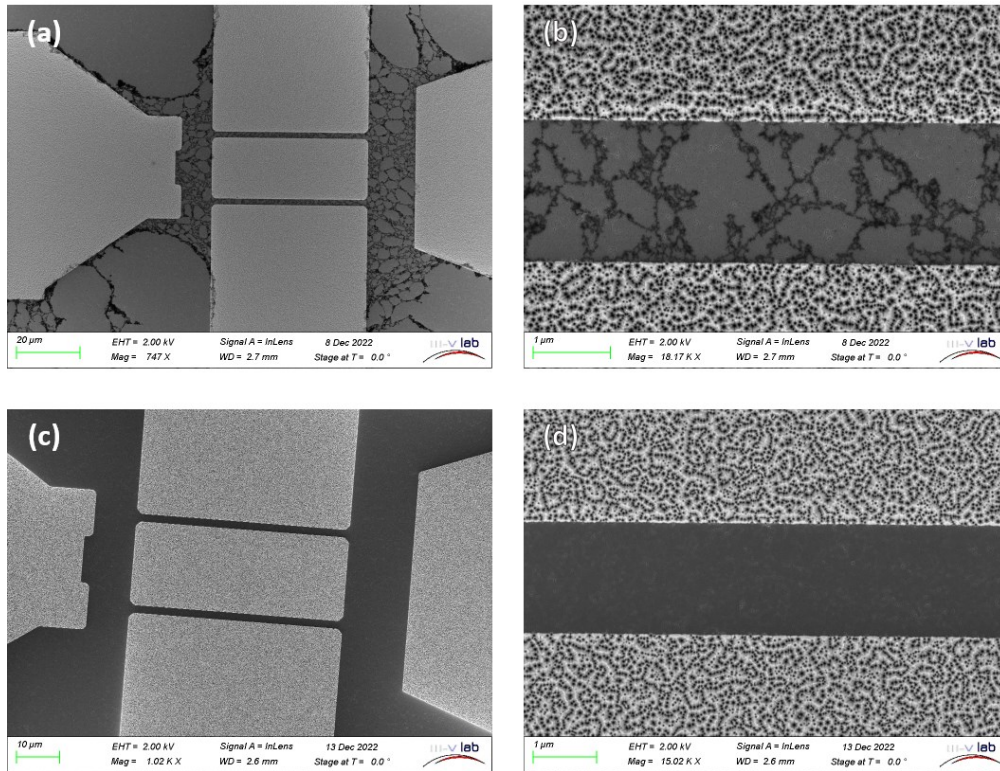


Figure 4.2. Images MEB des régions actives d'un transistor NT (a et b) sans plasma O_2 et (c et d) avec plasma O_2 avant le retrait du masque de diélectrique par traitement BOE.

iii. Dépôt des métaux des contacts ohmiques

Les contacts ohmiques sont composés de la reprise de croissance et d'un empilement métallique formant la source et le drain. Un recuit à haute température est usuellement appliqué pour créer un pseudo-dopage sous les métaux ce qui réduit la largeur de la barrière Schottky. Dans notre cas, un métal avec un faible travail de sortie suffit à favoriser le transfert d'électron par effet tunnel à l'interface avec le GaN fortement dopé n. Nous évitons à la fois l'augmentation de la rugosité de surface et la diffusion latérale des métaux. Deux séquences métalliques sont utilisées au cours de cette thèse : Ti/Au et Mo/Au. L'or permet de protéger la première couche métallique d'une possible oxydation. Les travaux de sortie du titane et du molybdène sont de 4,3 eV et $\approx 4,5$ eV respectivement. [119], [120] On s'attend à obtenir une résistance de contact plus faible avec la séquence Ti/Au.

iv. Isolation des composants

Cette étape permet de définir les régions actives du transistor, soit l'espace séparant les contacts de source et de drain. Les régions latérales de ces contacts ne doivent pas contribuer à la circulation du courant de sorte à faciliter son contrôle et afin d'isoler les composants entre eux. Pour cela, le 2DEG est retiré des régions non-actives. Deux techniques peuvent être appliquées : la gravure du matériau, nommée isolation mesa, et l'isolation par implantation. Dans le premier cas, l'hétérostructure InAlGaN/AlN/GaN est complètement retirée (jusque dans la couche tampon), les

électrons ne peuvent plus y circuler. La création d'une marche sous la grille rend cette technique peu recommandable car un couplage entre cette électrode et le 2DEG est alors possible ce qui augmente les courants de fuite en hyperfréquence. Dans le second cas, l'isolation par implantation consiste en l'accélération d'ions argon à des tensions de 160 keV pour interagir avec la structures cristalline en cassant les différentes liaisons présentes sur la trajectoire des ions. Le cristal subit une amorphisation et la conduction électrique n'est plus possible. Cette technique est utilisée par le III-V Lab pour la fabrication de ses composants et nous l'appliquons à nos échantillons durant cette thèse dans l'optique d'une intégration au procédé actuel.

v. Dépôt du métal de grille

L'électrode de grille est un contact métal/semiconducteur de type Schottky. L'application d'un potentiel de grille permet de contrôler la densité de porteur dans le 2DEG circulant entre la source et le drain. Pour que le contact soit redresseur, le métal utilisé doit présenter un travail de sortie élevée lorsqu'il est en contact avec un semiconducteur de type n comme dans notre cas. Le platine (Pt) est utilisé dans le cadre de cette thèse car son travail de sortie à $\approx 5,6$ eV est élevé comparée au titane ou au molybdène utilisés pour les contacts ohmiques, ce qui augmente la hauteur de barrière Schottky.[119], [121] Une couche d'or est rajoutée de sorte à protéger le premier niveau de métallisation des phénomènes d'oxydation. La grille a une forme en T : elle est composée du pied de grille et d'un chapeau. Cette forme particulière permet de maximiser la section du métal et de réduire la résistance de grille. La définition des grilles requiert une haute précision car le pied de grille utilisé dans cette thèse atteint jusqu'à 100 nm de large. La technique de lithographie électronique (*electron beam lithography*, e-beam) consiste à écrire les motifs à l'aide d'un faisceau d'électrons et la précision associée permet de répondre aux petites dimensions de grilles. Cette technique de lithographie requiert plusieurs heures de temps d'écriture contrairement à la lithographie optique qui peut être réalisée en quelques minutes.

vi. Passivation

La passivation est une étape nécessaire pour limiter les phénomènes de pièges en surface. Les pièges capturent les électrons et engendrent des variations de courant de drain.[122] L'origine de ces pièges se trouve principalement dans les liaisons pendantes en fin d'épitaxie. Les alliages III-N sont des matériaux polaires sensibles à l'environnement extérieur et, dans notre cas d'étude, un masque de SiO₂ est préalablement déposé pour l'étape de SAG puis il est retiré grâce à une solution de BOE. De nombreux pièges peuvent apparaître en surface de nos échantillons et nécessitent d'être neutralisés par l'étape de passivation. Il est courant de retrouver des couches de diélectriques tel que le SiO₂, le Si_xN_y, l'Al₂O₃ ou le HfO₂ pour cette étape. Le III-V Lab utilise une bicouche SiN/Al₂O₃ déposée par ICP-CVD et ALD.

vii. Ouverture passivation

Les accès aux contacts ohmiques et aux contacts de grilles sont bloqués par la bicouche de diélectrique après l'étape de passivation. Les plots de ces contacts sont ouverts par une étape de photolithographie et une étape de gravure RIE en utilisant un mélange CHF₃ et SF₆. Bien que la précision ne soit pas de mise à cette étape, la gravure complète du diélectrique est nécessaire pour assurer le bon contact lors de l'interconnexions des plots.

viii. Interconnexion

Cette étape consiste à relier les contacts ohmiques et les contacts de grille à de grand plots métalliques afin de faciliter les mesures sous pointes des transistors. Un séquentiel métallique Ti/Pt/Au est déposée par évaporation. Les dimensions des interconnexions impactent les mesures hyperfréquences petit-signal et une étape de *de-embedding* est alors nécessaire pour évaluer les caractéristiques intrinsèques des transistors.

2. Caractérisation des contacts ohmiques

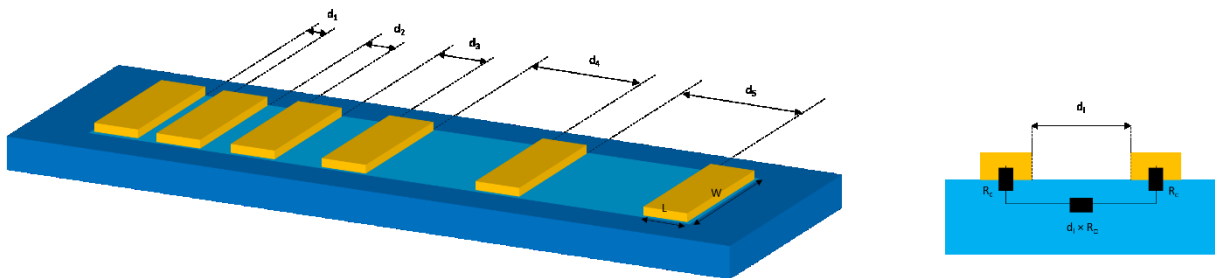


Figure 4.3. (a) Représentation schématique d'une structure TLM. (b) Représentation schématique de des résistances en jeux dans une mesure entre deux contacts.

L'extraction de la résistance de contact est réalisée par l'étude des résistances de structures TLM (*Transmission Line Method*) dont un exemple est présenté dans la Figure 4.3. Cette structure consiste en une suite de contacts ohmiques séparés par plusieurs distance d_i . Un courant est appliqué aux deux contacts limitrophes de la structure et la tension est mesurée entre deux contacts voisins. La résistance totale qui en découle est composée de deux résistances de contact R_c et de la résistance du matériau multipliée par la distance d_i associée (Figure 4.3.b) :

$$R_T = 2 \cdot R_c + \frac{R_{\square}}{W} d_i \quad (4.1)$$

La résistance des métaux est généralement négligée dans la caractérisation des contacts ohmiques et la mesure sous quatre pointes permet de s'affranchir des résistances des sondes. Ainsi, la mesure des résistances totales associées à chaque distance d_i permet d'extraire la pente et l'ordonnée à l'origine par extrapolation linéaire (Figure 4.4).

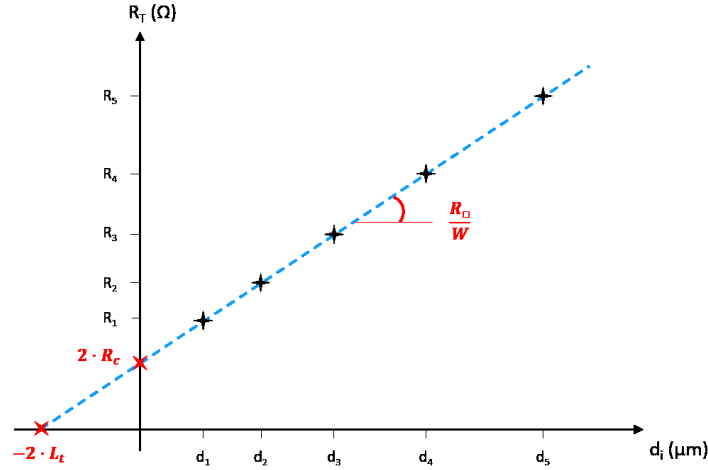


Figure 4.4. Représentation de l'évolution de la résistance totale R_T en fonction de la distance d_i d'une structure TLM.

La longueur de transfert L_t correspond à la distance latérale utile au transfert des électrons dans le semiconducteur. Elle est définie comme étant l'intersection avec l'ordonnée à l'origine de l'extrapolation linéaire (Figure 4.4). Cette définition est vraie lorsque L_t est très petite devant la longueur du contact ohmique L et en supposant que la résistance de feuille du semiconducteur R_{\square} est identique sous le métal et entre les deux contacts.[123] La longueur de transfert permet d'évaluer la résistance de contact spécifique ρ_c ($\Omega \cdot \text{cm}^2$) de notre contact :

$$\rho_c = R_c \cdot L_t \cdot W \quad (4.2)$$

Avec W la longueur de développement définie par l'étape d'isolation (Figure 4.3). Le calcul de ρ_c permet de comparer ces valeurs à d'autres composants. Dans le cas des contacts avec reprise de croissance, la résistance de contact correspond à trois résistances en série (Figure 4.5). Une structure TLM classique ne permet pas d'évaluer chacune des composantes de R_c . Il est nécessaire d'utiliser une seconde structure (Figure 4.5), sans 2DEG de sorte à pouvoir extraire à la fois la résistance à l'interface métal/n-GaN (R_m) et la résistance de feuille ($R_{\square, \text{n-GaN}}$). La résistance $R_{\text{interface}}$ est alors calculée en soustrayant ces résistances à R_c .

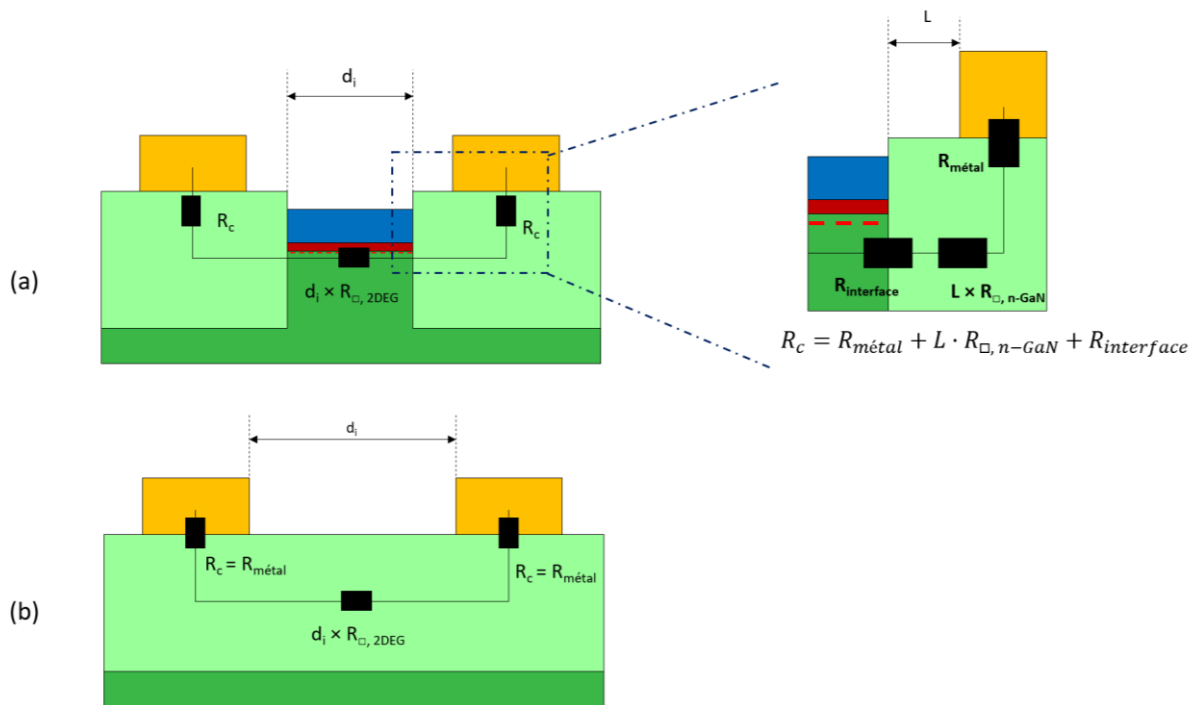


Figure 4.5. Structures TLM avec reprise de croissance de *n*-GaN utilisées pour l'extraction (a) de la résistance de contacts R_c et (b) des résistances $R_{\text{m\u00e9tal}}$ et $R_{\square, n\text{-GaN}}$.

Durant cette th\u00e8se, plusieurs structures TLM sont \u00e9tudi\u00e9es avec diff\u00e9rents reculs du m\u00e9tal L (Tableau 4.1). Chacune de ces structures poss\u00e8dent les m\u00eames distances d_i allant de $2,5 \mu\text{m}$ \u00e0 $32 \mu\text{m}$. Les r\u00e9gions actives des TLM sont d\u00e9limit\u00e9es par un d\u00e9veloppement $W = 100 \mu\text{m}$. La variante V00 ne poss\u00e8de pas de barri\u00e8re quaternaire InAlGaN ; par cons\u00e9quent ils permettent l'extraction de $R_{\text{m\u00e9tal}}$. Un outil de mesures semi-automatique Keithley 4200 est utilis\u00e9 pour extraire les r\u00e9sistances des TLM par l'application d'un courant \u00e0 5 mA . Une seconde mesure est r\u00e9alis\u00e9e par balayage du courant de 1 mA \u00e0 $+1 \text{ mA}$ afin de mettre en \u00e9vidence le comportement ohmique du contact. Un code python est ensuite appliqu\u00e9 pour cr\u00e9er les cartographies de r\u00e9sistance¹⁰.

¹⁰ Un \u00e9chantillonnage est r\u00e9alis\u00e9 afin d'assurer la qualit\u00e9 de nos mesures. Un coefficient de corr\u00e9lation inf\u00e9rieur \u00e0 $0,999$ entra\u00eene le retrait de la mesure qui est alors consid\u00e9r\u00e9 comme une erreur (Err sur les cartographies). Puis un second \u00e9chantillonnage utilisant la m\u00e9thode des $1,5$ quartiles permet de retirer les valeurs aberrantes (Abr sur les cartographies). Le code fourni un calcul des moyennes, m\u00e9dianes et des \u00e9cart-types de chaque quart de l'\u00e9chantillon facilitant l'analyse des variations de technologies mises en place.

	L nm	W μm
V00	-	100
V01	200	100
V02	400	100
V03	1000	100
V04	0	100
V05	600	100
V06	800	100

Tableau 4.1. *Dimensions théoriques des structures TLM.*

II. Contacts ohmiques avec reprise de croissance sur saphir

Les premières reprises de croissance des contacts ohmiques sont appliquées à des échantillons sur saphir. La structure employée sur ces échantillons n'est pas optimale pour l'application RF et les études réalisées ici se concentrent sur l'extraction des résistances de contact. Dans un premier temps, des contacts sont définis avec le masque POWERGAN V2 où seule l'extraction de R_c est possible. Dans un second temps, nous étudions la reprise de croissance avec le masque REGAIN sur l'échantillon TS1497. Des structures TLM V00 sont présentes sur cette géométrie de masque ce qui permet d'extraire les composantes de R_c .

1. Résistances de contact : POWERGAN V2

La géométrie du masque POWERGAN V2 pourrait convenir à des applications qui sont contraintes par la surface occupée des régions de reprise de croissance. En effet, le taux d'ouverture est en moyenne de 50 % sur cette géométrie de masque. La reprise de croissance est relativement bien contrôlée d'un motif à l'autre ce qui pourrait permettre une homogénéité satisfaisante des contacts ohmiques. Dans ce contexte, l'étude de la résistance de contact est donc intéressante. Toutefois, ce masque n'a pas été pensé pour l'extraction de chaque composante ($R_{\text{métal}}$, $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ et $R_{\text{interface}}$). Un regard critique doit donc être porté sur ces résultats.

a) Présentation des échantillons

La préparation à la SAG est appliquée à deux échantillons InAlGaN/AlN/GaN sur saphir. La résistance de canal initiale de ces échantillons est mesurée à $R_{\square, 2\text{DEG}} = 390 \Omega/\square$. La structure HEMT des deux échantillons est gravée dans les régions de contacts ohmiques d'une profondeur de 65 nm par rapport à la surface de la barrière ce qui représente la totalité du canal. Chaque échantillon est clivé en deux parties égales afin de réaliser quatre reprises de croissance dont les paramètres sont résumés dans le Tableau 4.2. La température et la pression de croissance sont respectivement de 850 °C et 200

Torr. L'épaisseur et le dopage visés sont respectivement de 100 nm et $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Le débit de TMGa et de NH_3 est étudié sur ces échantillons. Le temps de croissance est modifié en fonction du débit de TMGa.

Echantillons	Débit de TMGa sccm	Débit de NH_3 L.min ⁻¹	Ratio V/III
TS1442	5	12	25044
TS1443	20	12	6261
TS1444	5	3	6261
TS1445	5	20	41740

Tableau 4.2. Paramètres de reprise de croissance modifiée entre chaque reprise.

La morphologie de surface de la reprise de croissance est mise en évidence dans la Figure 4.6. L'échantillon TS1443 présente la plus faible rugosité (RMS = 20 nm) tandis qu'elle augmente dans les autres cas (RMS > 30 nm). L'échantillon TS1444 présentent des trous larges en surface attribué au manque d'élément V participant à la réaction. On en conclut que la reprise de croissance des contacts ohmiques à plus faible débit de TMGa dégrade la morphologie du n-GaN.

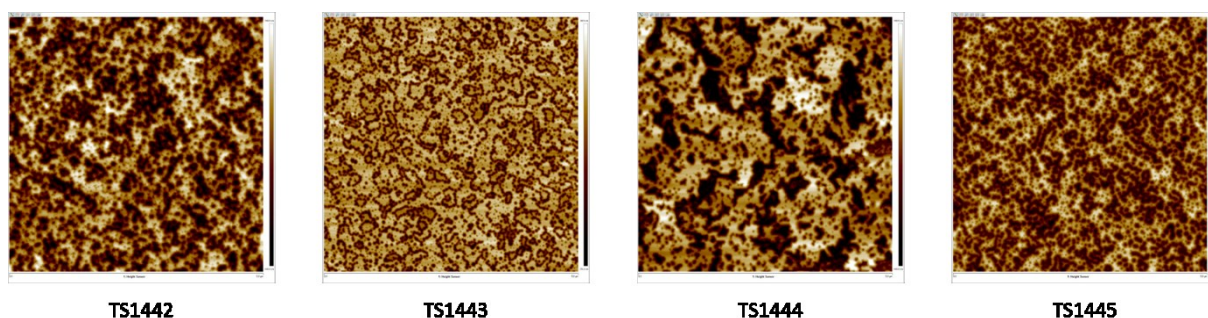


Figure 4.6. Images AFM $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de la surface de GaN dopé en silicium repris à 850 °C dans des motifs de transistors sur des échantillons InAlGaN/GaN sur saphir.

Suite à la reprise de croissance, les quatre échantillons sont découpés en deux quarts égaux à la scie diamant. Un réticule $6 \times 6 \text{ mm}^2$ est extrait sur les échantillons TS1442 et TS1443 pour étudier les interfaces au microscope électronique en transmission à balayage (STEM, *Scanning Transmission Electron Microscopy*). Le masque de SiO_2 est retiré et un contact métallique Ti/Au (15/150nm) est déposé par évaporation sur un quart de chaque échantillon pour l'étude des contacts ohmiques. Les contacts ne sont pas recuits de sorte à mettre en évidence l'intérêt de la reprise de croissance en se comparant au procédé habituellement appliqué : un contact métallique Ti/Al/Ni/Au recuit à 850 °C. Les échantillons sont isolés par implantation et le procédé de fabrication n'est pas poursuivi car les autres niveaux du masque POWERGAN V2 ne sont pas conçus.

b) Etudes des interfaces : STEM

L'imagerie au STEM renseigne sur la qualité des interfaces et sur la morphologie des reprises de croissance. Elle est réalisée par le SERMA. La Figure 4.7 représente les zones étudiées par des cercles noirs dans des motifs TR et NT qui ont été présentés dans le chapitre 3. Les réticules sont découpés à la sonde ionique focalisée (*Focused Ion Beam, FIB*) pour exposer la tranche de ces régions. Le dépôt d'une fine couche de platine permet de protéger la surface des échantillons lors de la découpe.¹¹

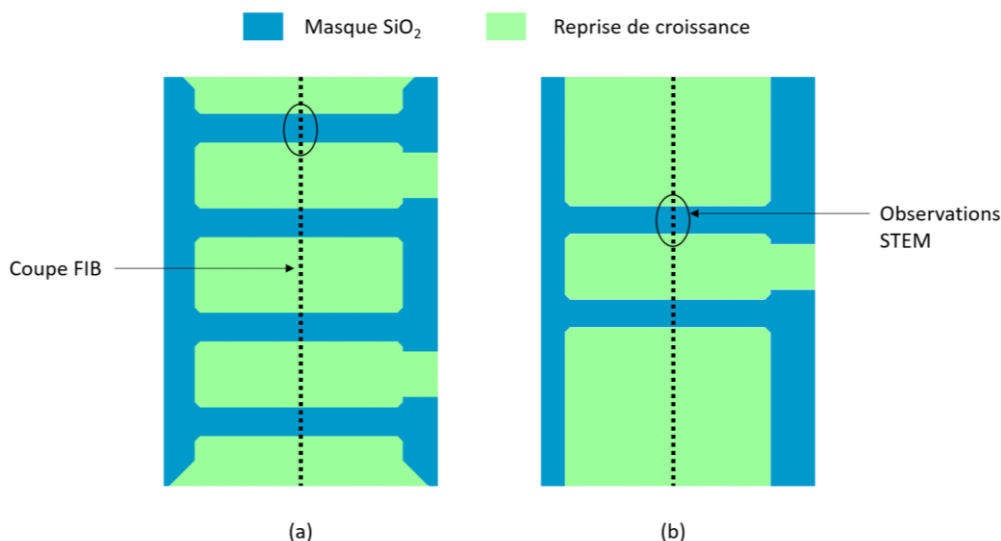


Figure 4.7. Schéma de la découpe FIB et des régions étudiées au STEM dans des motifs (a)TR et NT(b).

i. Comparaison d'épaisseur entre différents motifs

La Figure 4.8 présente les images STEM de l'échantillon TS1443 localisées à l'interface n-GaN/2DEG des deux motifs. L'interface entre le GaN dopé et le canal de GaN n'est pas visible ceci ne permet pas de mesurer avec précision l'épaisseur déposée. Il est toutefois possible de mesurer l'épaisseur maximale de n-GaN par rapport à la surface de la barrière. Ainsi, la reprise de croissance dépasse de 76 nm dans un motif NT et de 26 nm dans un motif TR. La profondeur de gravure de la structure étant connue, on estime l'augmentation de la vitesse de croissance d'un facteur 1,5 entre les deux motifs. Cette valeur est proche de celle extraite par AFM précédemment dans le chapitre 3. De ce fait on confirme l'augmentation de la vitesse de croissance dans les régions de contacts ohmiques dont le taux d'ouverture du masque est plus petit (NT = 45 % et TR = 53 %). Cette différence de vitesse de croissance notable peut causer des inhomogénéités de niveau dopage mais aussi une augmentation de la rugosité. En effet, la rugosité est mesurée à 28 nm dans le motif NT contre 20 nm dans le motif TR. La rugosité de reprise de croissance est observable sur les image STEM. L'épaisseur de reprise de croissance est homogène le long de la découpe FIB, soit le long des lignes de courants vers le 2DEG. On confirme ainsi que les surépaisseurs ne sont pas présentes dans nos conditions de croissance, comme observé dans le chapitre précédent.

¹¹ Le masque de SiO₂ n'a pas été retiré sur les réticules étudié au STEM, il est donc présent dans chaque image.

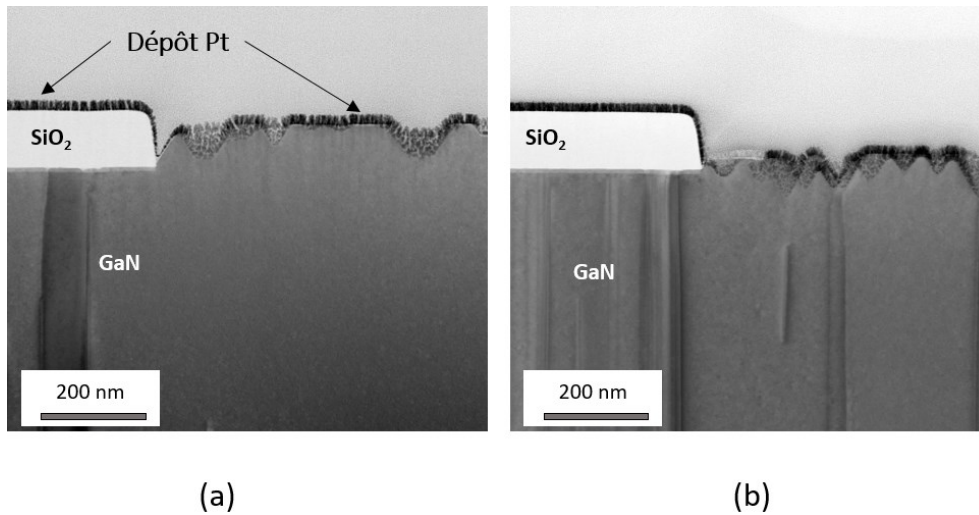


Figure 4.8. Images STEM de la reprise de croissance de n-GaN dans un motif (a) NT et (b) TR de l'échantillon TS1443.

ii. Dislocations

De nombreuses dislocations sont présentes dans la couche tampon de GaN. On observe que la majorité d'entre elles atteignent la surface de la reprise de croissance et qu'un minimum d'épaisseur de GaN est localisé au même endroit. Il est possible d'observer des régions où à la fois aucune dislocation n'atteint la surface et une faible rugosité est présente localement (Figure 4.9). Il semble donc exister une corrélation entre la présence des dislocations remontant jusqu'à la surface et la forte rugosité. Cette corrélation est à prendre avec un regard critique car ces images ne révèlent qu'une partie de l'information étant uniquement en deux dimensions. De plus, la rugosité n'est pas associée systématiquement à la présence d'une dislocation.

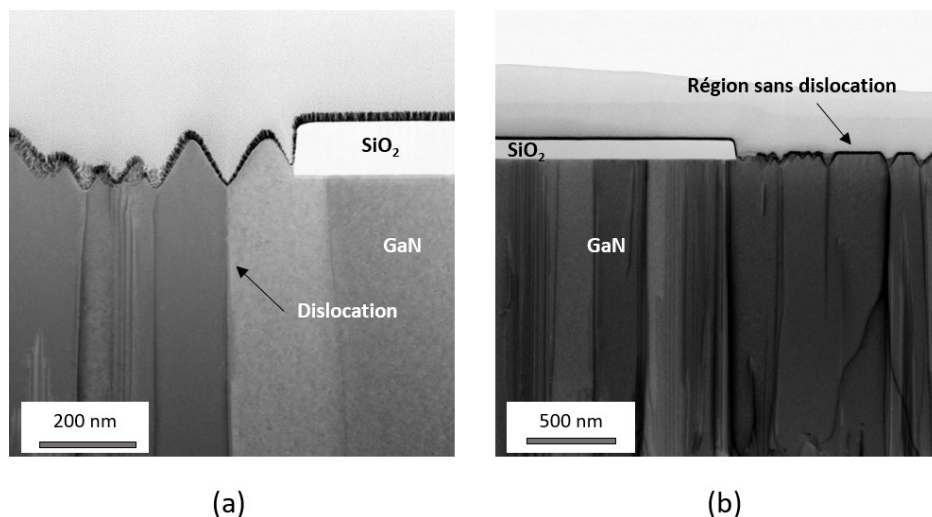


Figure 4.9. Images STEM de la reprise de croissance dans un motif TR l'échantillon TS1443 mettant en évidence la corrélation entre les dislocations de la couche tampon et la forte rugosité.

La Figure 4.10 présente les images STEM des quatre interfaces n-GaN/2DEG étudiées sur l'échantillon TS1442. Une région n'a localement pas de reprise de croissance et une très grande densité de dislocation est observée au même endroit (Figure 4.10.a). Bien que ce phénomène soit localisé et ponctuel, l'absence de reprise de croissance sur cette interface constitue un obstacle à la réduction de la résistance de contact. Il convient de noter que cette densité de dislocation n'a pas été observée sur les autres images. Les dislocations apparaissent à l'interface avec le substrat saphir en raison de la différence de paramètre de maille avec le GaN (16 %). Les dislocations sont ensuite exposées et mises en évidence lors de l'étape de gravure ICP-RIE de l'hétérostructure qui précède la reprise de croissance (Chapitre 3). On suppose que la reprise de croissance sera améliorée avec des échantillons sur SiC car le taux de dislocations y est plus faible que sur saphir.

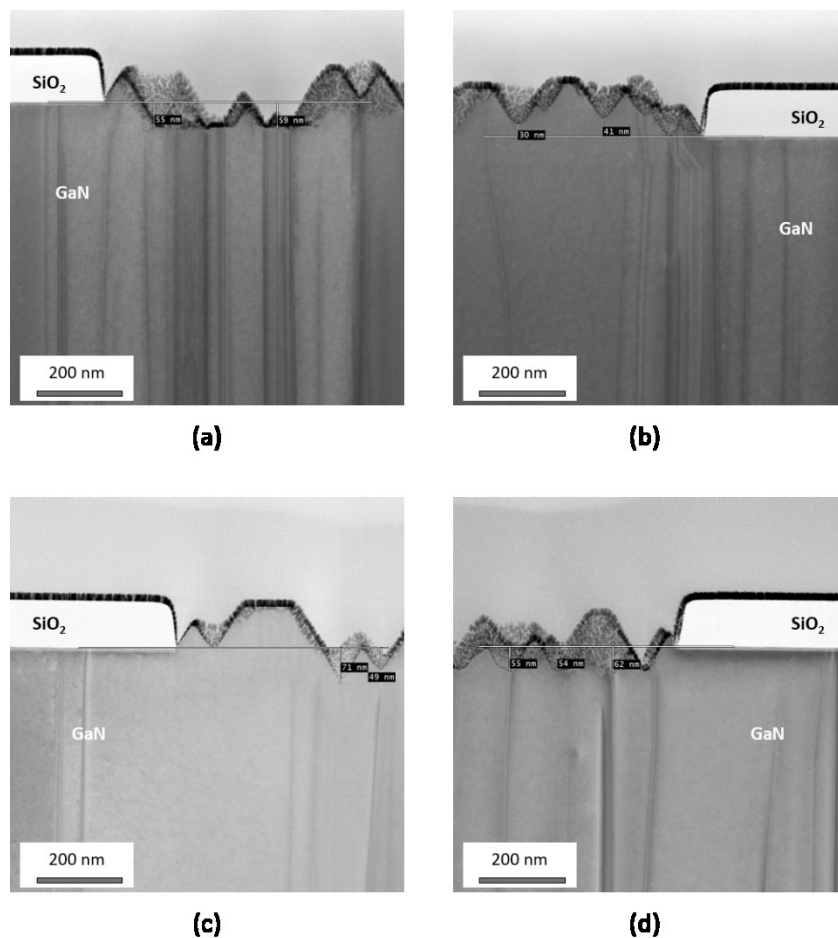


Figure 4.10. Images STEM de la reprise de croissance dans les motifs (a & b) NT et (c & d) TR de l'échantillon TS1442.

iii. Interface n-GaN/2DEG

Le contact du GaN dopé avec l'hétérostructure est observé sur chaque échantillon (Figure 4.11). Les images sont en champ noir annulaire à angle élevé (*High Angle Annular Dark Field, HAADF*) ce qui met en avant la différence de rayon atomique. On distingue aisément la barrière et la couche d'exclusion AlN, d'une épaisseur respective de 7,6 nm et 1 nm. Le canal GaN est confondu avec la

reprise de croissance n-GaN. Cette dernière est aussi en contact avec la barrière. On conclut que la reprise de croissance est suffisamment épaisse pour être en contact avec le 2DEG. Ce résultat indique que le transfert d'électron peut avoir lieu. Par ailleurs, on note que l'angle de gravure de la barrière est droit. On suppose que le 2DEG n'est pas déplété à l'interface avec le n-GaN. Des observations supplémentaires de l'étape de gravure ICP-RIE permettrait de mettre en évidence l'angle d'inclinaison dans le canal de GaN ce qui peut impacter la résistance à l'interface. [56], [106]

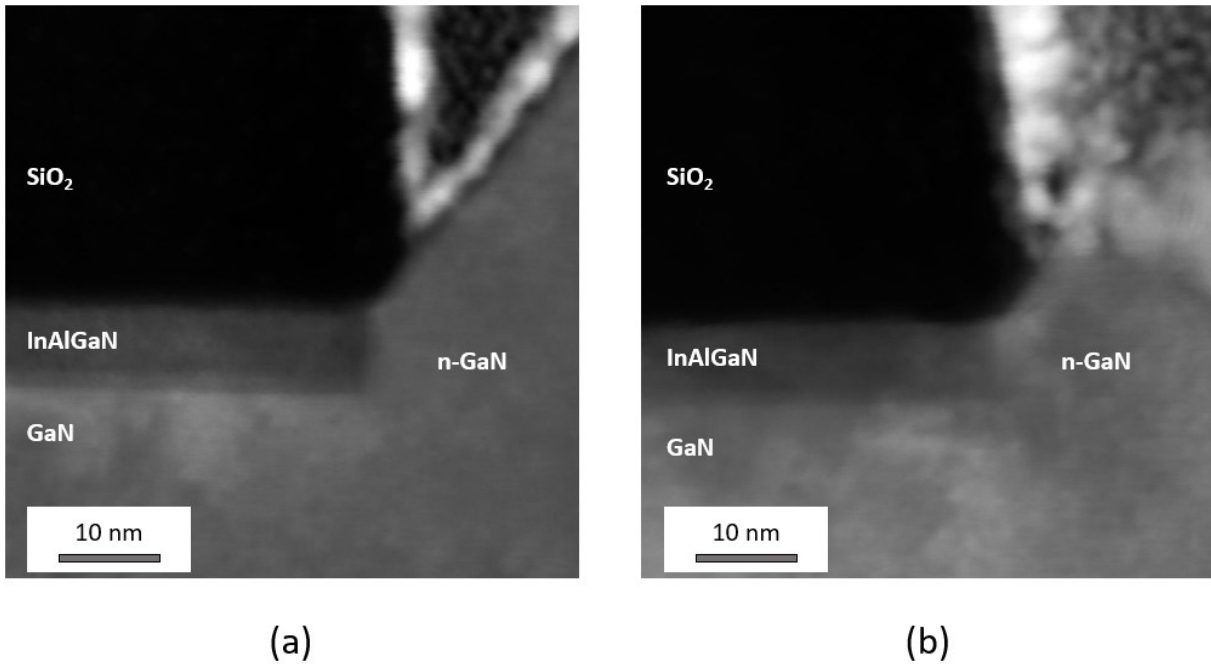


Figure 4.11. Images STEM de l'interface n-GaN/2DEG des échantillons (a) TS1442 et (b) TS1443.

c) Extraction des résistances

La mesure en tension des structures TLM est réalisée par l'application d'un courant de -1 mA à +1 mA. Six structures sont étudiées sur chaque échantillon dont le recul est mesuré à 400 nm au MEB. Un exemple de la mesure en balayage V(I) est présenté pour chaque échantillon dans la figure suivante.

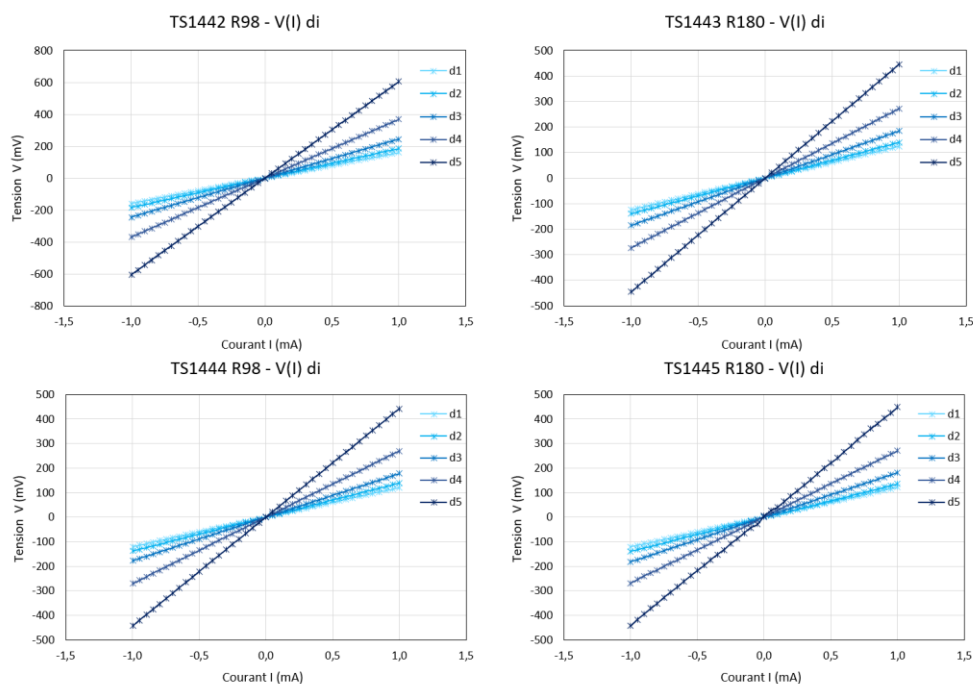


Figure 4.12. Courbes $V(I)$ mesurées sur les distances d_i d'une structure TLM pour les échantillons TS1442, TS1443, TS1444 et TS1445. Les distances d_i sont croissantes de 1 à 5, respectivement de $2,5 \mu\text{m}$ à $32 \mu\text{m}$.

Les courbes présentent une symétrie par rapport à l'origine ce qui indique que le contact est ohmique. Les résistances totales sont extraites de ces mesures pour chaque distance d_i et une courbe de tendance linéaire est tracée (Figure 4.13). Le coefficient de corrélation est supérieur à 0,999 indiquant une bonne confiance dans l'analyse des structures TLM. Les résultats de R_c sont présentés sous formes de graphique de boîtes à moustaches (Figure 4.13) où la moyenne est indiquée par une croix et la médiane est sous forme de barre.

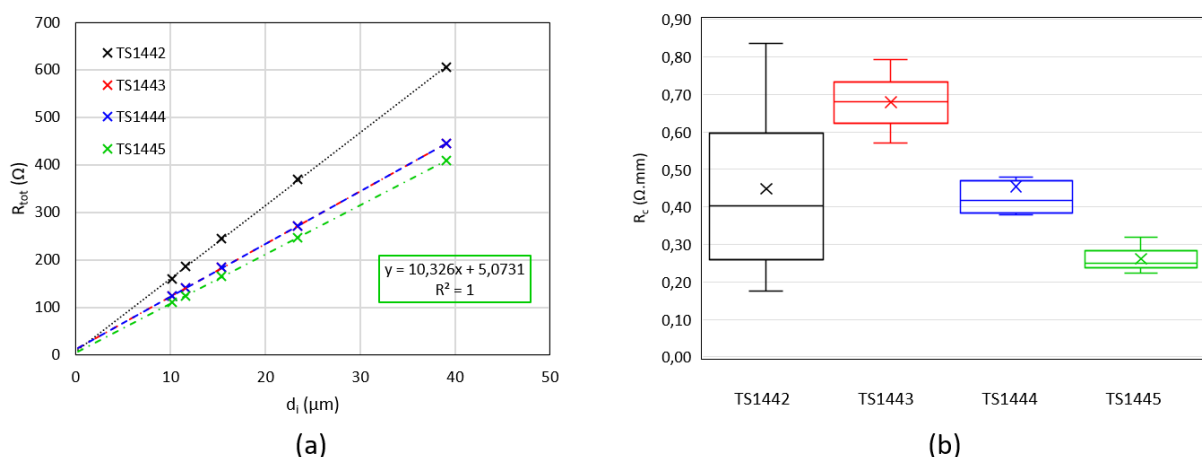


Figure 4.13. (a) Résistance totale R_{tot} en fonction de la distance d_i d'une structure TLM sur les échantillons TS1442, TS1443, TS1444 et TS1445. La courbe de tendance linéaire est représenté en pointillé. (b) Graphique de boîte à moustache des six résistances de contacts R_c extraites sur chaque échantillon à partir de la courbe $R_{tot}(d_i)$.

Dans un premier temps, on note que la résistance de feuille du canal $R_{\square,2DEG}$ est très élevée, à environ $1000 \Omega/\square$ sur les échantillons TS1443, TS1444 et TS1445. Cela représente une augmentation de 2,5 comparée à la valeur initiale de $390 \Omega/\square$ sur chaque échantillon. On suppose que l'exposition à la température et le retrait du masque SiO_2 par gravure chimique (BOE) ont altéré l'état de surface ; ceci dégrade le 2DEG. L'étape de passivation, qui n'a pas été appliquée sur ces échantillons, permettra de réduire la résistance de feuille comme nous le verrons dans l'étude suivante.

Dans un second temps, la plus faible résistance de contact est extraite en moyenne à $0,26 \Omega.mm$ sur l'échantillon TS1445 et les valeurs sont homogènes. Ce résultat représente un progrès comparé à la moyenne de $0,5 \Omega.mm$ obtenue via un recuit des contacts ohmiques. La résistance de contact est en moyenne de $0,46 \Omega.mm$ sur l'échantillon TS1444 et les valeurs sont dispersées. L'augmentation de R_c peut s'expliquer par une reprise de croissance diamétralement opposée : bien que le flux de TMGa soit identique, le débit de NH_3 à $3 L.min^{-1}$ est beaucoup plus faible que celui de l'échantillon TS1445 à $20 L.min^{-1}$. Dans ces conditions de croissance, peu d'ammoniac participe à la reprise d'épitaxie et la qualité du GaN est dégradée, comme il est possible de l'observer sur les images AFM (Figure 4.6). En revanche, la résistance de contact est équivalente à celle du procédé avec recuit des métaux. La distance source - drain peut donc être réduite grâce au contrôle de la dimension par l'étape de photolithographie des régions des reprises de croissance.

Les résistances de contacts atteignent un maximum à $R_c = 0,69 \Omega.mm$ sur l'échantillon TS1443 bien que celui-ci présente la meilleure morphologie de surface (Figure 4.6). Le même rapport V/III est utilisé sur l'échantillon TS1444 mais avec un débit de TMGa plus important sur TS1443. Une possible explication est que le dopage ne soit pas optimisé en raison d'un débit de TMGa plus grand ce qui à la fois augmenterait le taux de carbone et diminuerait l'incorporation de silicium. Toutefois, il convient de rappeler que l'étude des résistances en série du contact est nécessaire afin d'apporter une analyse plus précise des causes de cette augmentation. Enfin, les valeurs de R_c sur l'échantillon TS1442 sont trop dispersées pour être comparées aux autres résultats. Cette étude aurait permis d'observer l'évolution de la résistance à plus faible flux de TMGa et pour un flux constant de NH_3 .

Nous avons démontré la possibilité de réaliser des contacts non recuits grâce à la reprise de croissance de n-GaN avec le masque POWERGAN V2. Le taux d'ouverture de 50 % permet de réduire la résistance de contact à $0,26 \Omega.mm$ soit la moitié de la valeur moyenne obtenue avec un procédé classique. Ce résultat n'est pas suffisant pour atteindre l'objectif à $R_c = 0,15 \Omega.mm$ défini dans le chapitre 2. Toutefois, on suppose que les valeurs seront davantage réduites après l'étape de passivation.

2. Résistances de contact : REGAIN

a) Présentation de l'échantillon

L'échantillon TS1497 est étudié dans cette sous-partie. Il est constitué de l'hétérostructure InAlGaN/AlN/GaN usuelle sur saphir et la résistance de feuille associée est de $380 \Omega/\square$. La reprise de croissance appliquée à $850 \text{ }^\circ\text{C}$ et 200 Torr correspond aux conditions de croissance de la couche de n-

GaN TS1475 étudiée dans le chapitre 2. Les caractéristiques électriques du n-GaN sont optimisées pour la reprise de croissance des contacts ohmiques (dopage, mobilité, résistance de feuille). Le Tableau 4.3 regroupe les résultats d'épaisseur, de vitesse de croissance et de rugosité des deux échantillons. La surface du n-GaN est rugueuse (Figure 4.14) et la valeur de RMS est de 30 nm ce qui est plus élevé que la couche de n-GaN sur l'échantillon TS1475 (RMS = 19 nm). On attribue ce résultat à l'interface GaN/n-GaN où de nombreuses dislocations dégradent la reprise de croissance comme observé sur les images TEM précédemment. De plus, la vitesse de la reprise de croissance est 50 % plus élevée et une plus grande épaisseur de reprise de n-GaN accroît la rugosité (Chapitre 2).

	Epaisseur nm	Vitesse de croissance nm.s ⁻¹	RMS nm
TS1475	80	0,12	19
TS1497	118	0,18	30

Tableau 4.3. Comparaison de l'épaisseur, de la vitesse de croissance et de la valeur RMS de la couche n-GaN (TS1475) et de la reprise de croissance sélective n-GaN (TS1497).

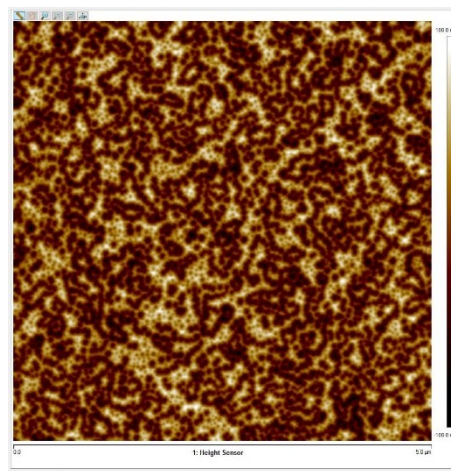


Figure 4.14. Image AFM 5x5 µm² de la reprise de croissance de n-GaN sur l'échantillon TS1497 dans un motif transistor.

Les séquences métalliques Ti/Au et Mo/Au (15/150 nm) des contacts ohmiques sont respectivement déposées sur la moitié supérieure et sur la moitié inférieure de l'échantillon. La fabrication des transistors s'est achevée à l'étape d'interconnexion. A noter qu'un plasma O₂ a été appliqué après le retrait du SiO₂ en raison de la présence de résidus de résine dans les espaces source-drain (Figure 4.2).

b) Extractions des résistances

Les dimensions d_i et L sont mesurées au MEB afin d'extraire les résistances avec une meilleure précision. Le recul du métal L est plus petit d'environ 100 nm que les valeurs théoriques présentés précédemment pour chaque TLM. Par ailleurs, L n'est pas symétrique côté source et drain ce qui n'affecte quasiment pas l'extraction de la résistance de contact R_c . Au moins 70 structures TLM sont analysées par topologie pour l'extraction des résistances.

i. Résistance de contact et résistance de feuille

La Figure 4.15 présente la résistance de contact R_c en fonction de la métallisation et du recul du métal L sous forme de boîte à moustache¹² et les moyennes sont regroupées dans le Tableau 4.4. Toutes les valeurs de R_c sont inférieures au meilleur résultat du III-V Lab ($R_c = 0,3 \Omega \cdot \text{mm}$) qui sont obtenus avec un recuit de contact ohmique. Nous démontrons ainsi une amélioration de la résistance de contact sans l'étape de recuit et grâce à la reprise de croissance de GaN fortement dopé. L'objectif de $0,15 \Omega \cdot \text{mm}$ est quasiment atteint.

Les plus faibles résistances de contacts sont obtenues sur les structures TLM avec une métallisation Ti/Au. Nous attribuons ce résultat au travail de sortie plus faible du titane (4,3 eV) que celui du molybdène ($\approx 4,5$ eV) ce qui augmente la résistance à l'interface métal/semiconducteur comme nous le verrons par la suite.

L'évolution de R_c en fonction du recul L est similaire avec les deux métallisations: la résistance de contact diminue avec le recul du métal L puis elle augmente lorsque le métal chevauche la barrière InAlGaN ($L = -100$ nm). Cette augmentation est encore plus prononcée sur les structures avec un métal Mo/Au. On suppose qu'une partie du courant est injecté dans le 2DEG à travers l'interface métal/barrière InAlGaN où la barrière de potentiel est plus qu'à l'interface métal/n-GaN ce qui dégrade le transfert d'électron par effet tunnel. De ce fait, la résistance de contact est rehaussée, notamment avec le contact Mo/barrière InAlGaN car le travail de sortie de celui-ci est plus élevé que le titane. Le décalage du métal provient de la précision de la machine de lithographie « stepper ». L'optimisation de la résistance de contact nécessite donc un recul L non nul de sorte à assurer la plus faible résistance de contact possible.

¹² La moyenne et la médiane sont représentée respectivement par la croix et la barre centrale.

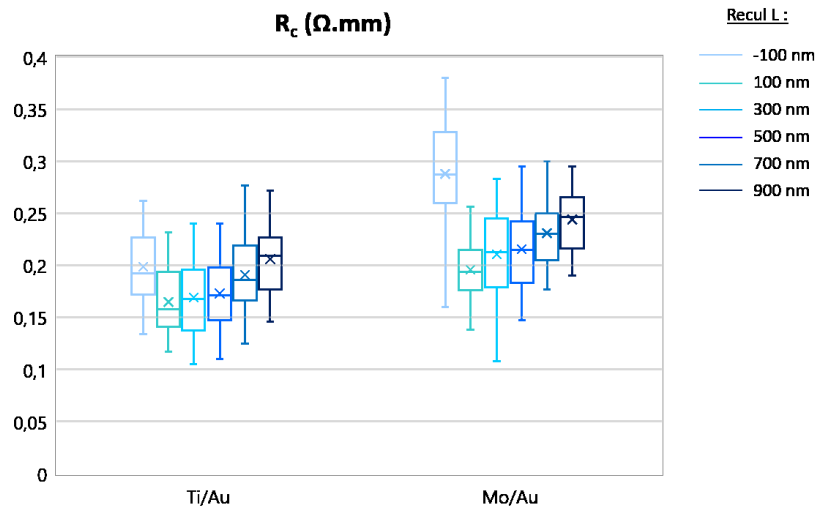


Figure 4.15. Résistances de contact R_c en fonction de la métallisation et pour différent recul du métal L extraites sur l'échantillon TS1497.

	Recul L (nm)	-100	100	300	500	700	900
Ti/Au	Moyenne ($\Omega.mm$)	0,19	0,16	0,17	0,17	0,19	0,21
	Déviations (%)	18%	19%	20%	20%	19%	15%
Mo/Au	Moyenne ($\Omega.mm$)	0,29	0,19	0,21	0,21	0,23	0,25
	Déviations (%)	20%	15%	19%	17%	14%	11%

Tableau 4.4. Moyennes et déviations de R_c extraites sur l'échantillon TS1497 en fonction de la métallisation et du recul du métal L .

La résistance de feuille du canal $R_{\square,2DEG} = 552 \Omega/\square$ extraite sur les TLM est comparée à la valeur initiale $R_{\square,2DEG} = 390 \Omega/\square$ qui a été mesurée par courants de Foucault (Figure 4.16). Nous ne retrouvons pas la valeur initiale ce que nous attribuons à l'étape de nettoyage au plasma O_2 effectuée sur la barrière InAlGaN pour retirer les résidus de résine (Figure 4.2). En revanche, il est possible d'observer la même inhomogénéité de $R_{\square,2DEG}$ (Figure 4.17) entre la partie Ouest (gauche) et la partie Est (droite) de l'échantillon qui provient donc de l'épitaxie de l'hétérostructure. On retrouve cette inhomogénéité sur la résistance de contact R_c indépendamment de la métallisation et du recul du métal L^{13} (Figure 4.17). Les caractéristiques électriques du 2DEG semblent donc impacter la résistance de contact et notamment la résistance à l'interface 2DEG/n-GaN comme nous le verrons dans l'étude des résistances en série.

¹³ L'inhomogénéité de R_c est observée en comparant les mêmes structures TLM (métallisation et recul L).

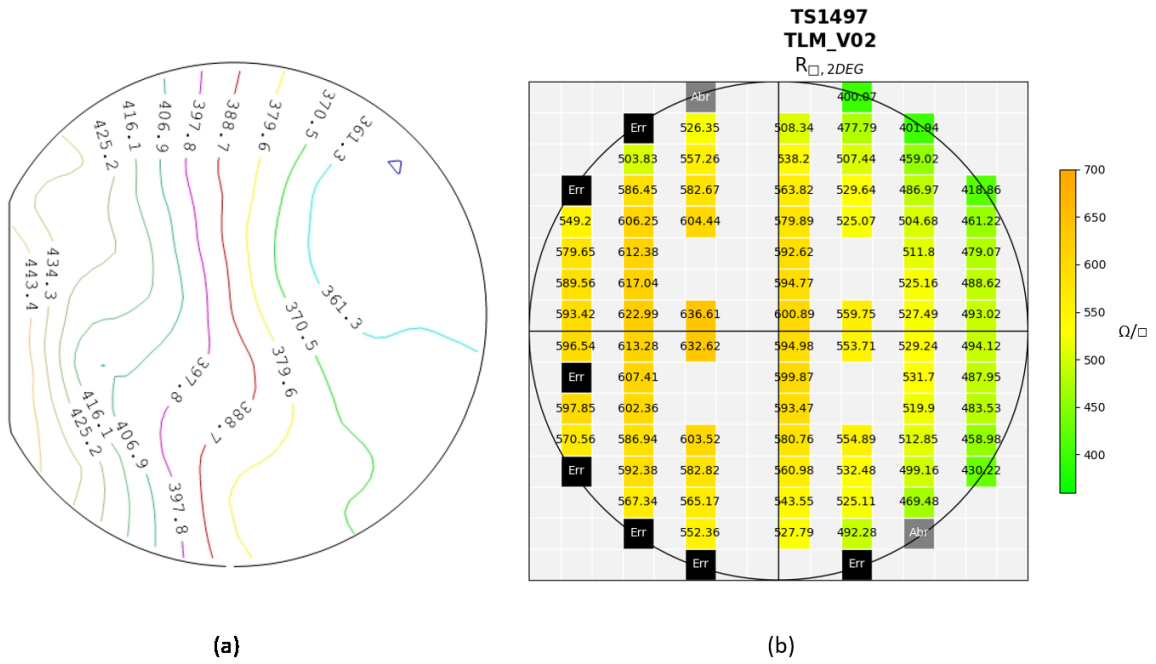


Figure 4.16. (a) Cartographie de la résistance de feuille initiale du canal $R_{\square,2DEG}$ mesurée par courants de Foucault. (b) Cartographie de la résistance de feuille du canal extraite sur les structures TLM V02 de l'échantillon TS1497 (substrat saphir).

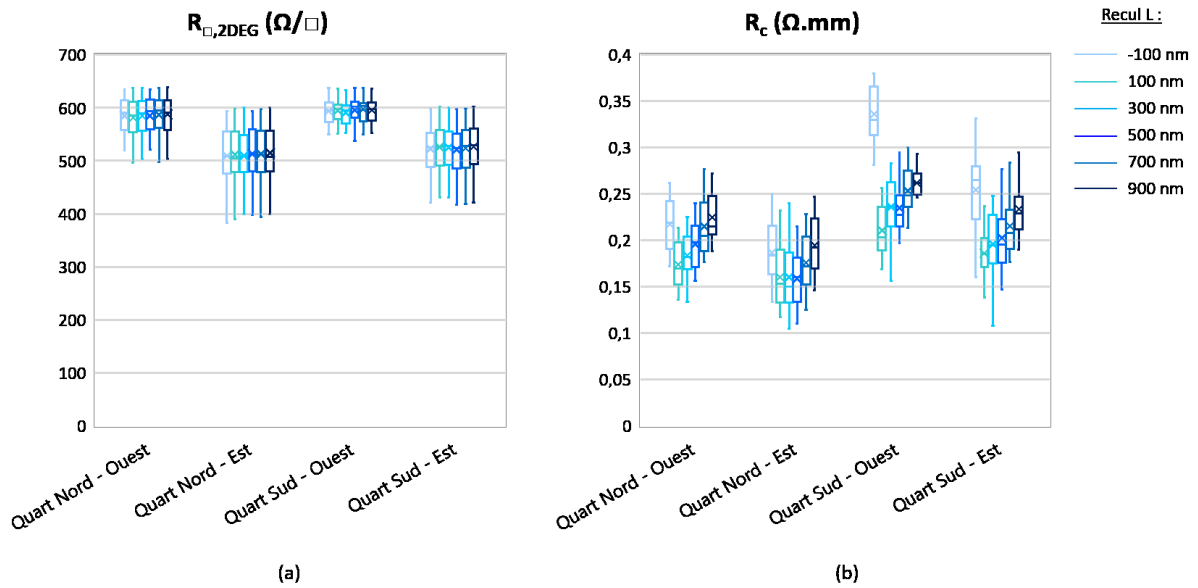


Figure 4.17. (a) Résistance de feuille du canal $R_{\square,2DEG}$ et (b) résistance de contact R_c sur chaque quart de l'échantillon TS1497 (substrat saphir). Valeurs extraites sur les structures TLM.

ii. Résistances en série

La résistance à l'interface métal/n-GaN et la résistance de feuille du n-GaN sont extraites sur la structure TLM V00. Les résultats sont présentés dans les graphiques de la Figure 4.18. Les résistances

moyennes $R_{\text{m\u00e9tal}}$ sont de 0,05 $\Omega\cdot\text{mm}$ et 0,09 $\Omega\cdot\text{mm}$ pour la m\u00e9tallisation Ti/Au et Mo/Au respectivement¹⁴. On retrouve la diff\u00e9rence en raison de la m\u00e9tallisation dans la mesure de R_c pr\u00e9c\u00e9dente (Tableau 4.4) ce qui confirme l'int\u00e9r\u00eat d'un m\u00e9tal de contact avec un travail de sortie plus faible pour la r\u00e9duction de la R_c . Il est possible d'abaisser la barri\u00e8re de potentiel d'un contact n-GaN/Mo gr\u00e2ce \u00e0 un court recuit \u00e0 600 \u00b0C. [124] Aussi, l'homog\u00e9n\u00e9it\u00e9 de la r\u00e9sistance $R_{\text{m\u00e9tal}}$ indique qu'elle n'est pas \u00e0 l'origine de la disparit\u00e9 observ\u00e9e sur R_c .

La valeur moyenne $R_{\square, \text{n-GaN}} = 82 \Omega/\square$ correspond \u00e0 celle obtenue sur la couche n-GaN non structur\u00e9e de l'\u00e9chantillon TS1475 (Chapitre 2). On suppose que la reprise de croissance s\u00e9lective ne d\u00e9grade donc pas les caract\u00e9ristiques \u00e9lectriques du n-GaN ce qui pourra \u00eatre confirm\u00e9 par une mesure d'effet Hall. Les valeurs de $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ de chaque structure TLM sont report\u00e9es dans le Tableau 4.5 pour mettre en \u00e9vidence le faible impact du recul L. On retrouve quasiment les m\u00eames diff\u00e9rences entre sur les r\u00e9sistances de contact R_c \u00e9tudi\u00e9es pr\u00e9c\u00e9demment (Tableau 4.4). La r\u00e9sistance de feuille du GaN dop\u00e9 $R_{\square, \text{n-GaN}}$ est tr\u00e8s homog\u00e8ne, elle ne participe donc pas \u00e0 la disparit\u00e9 de R_c .

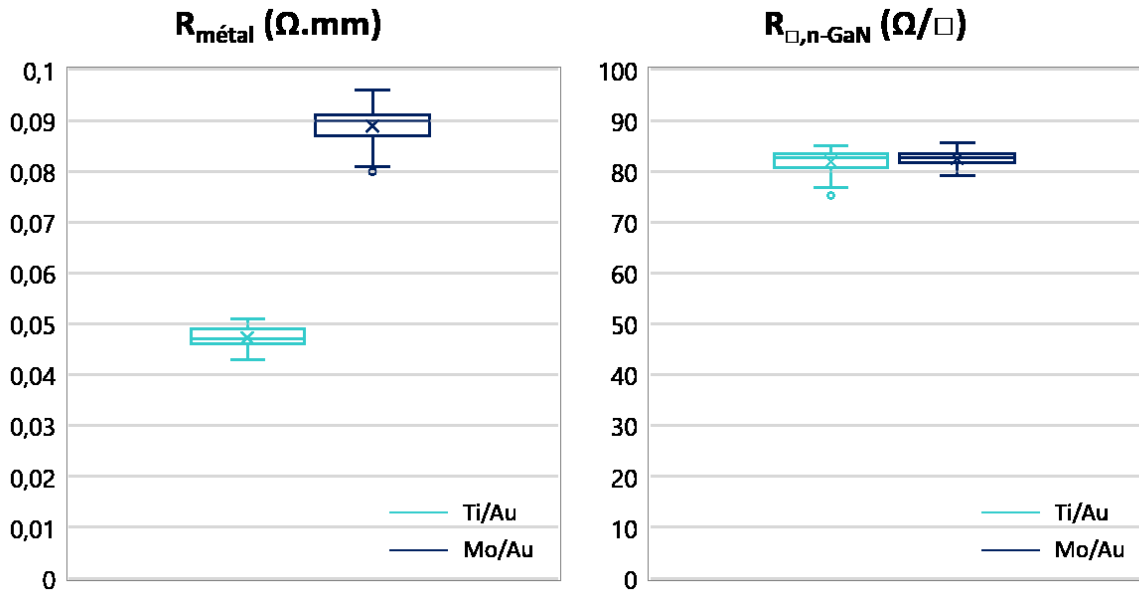


Figure 4.18. (a) R\u00e9sistance \u00e0 l'interface m\u00e9tal/n-GaN $R_{\text{m\u00e9tal}}$ et (b) r\u00e9sistance de feuille du GaN dop\u00e9 $R_{\square, \text{n-GaN}}$ en fonction du m\u00e9tal de contact. Valeurs extraites sur la structure TLM V00 de l'\u00e9chantillon TS1497.

Recul L (nm)	100	300	500	700	900
$L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ ($\Omega\cdot\text{mm}$)	0,01	0,02	0,04	0,06	0,07

Tableau 4.5. R\u00e9sistances $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ calcul\u00e9es pour chaque recul du m\u00e9tal L.

La r\u00e9sistance \u00e0 l'interface n-GaN/2DEG est obtenue en soustrayant $R_{\text{m\u00e9tal}}$ et $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ de R_c . De ce fait, la disparit\u00e9 de R_c est retrouv\u00e9e sur $R_{\text{interface}}$. (Figure 4.19). Nous attribuons ce r\u00e9sultat \u00e0

¹⁴ Les valeurs sont mesur\u00e9es avec plus de deux chiffres apr\u00e8s la virgule par la machine mais nous prenons l'arrondi de sorte \u00e0 avoir une pr\u00e9cision correcte.

l'inhomogénéité de la résistance de feuille du canal $R_{\square,2DEG}$ car la densité en porteur dans le 2DEG impact la résistance à l'interface tel que [73], [88], [125], [126]:

$$R_{interface} = \frac{\pi \hbar}{q^2} \sqrt{\frac{\pi}{2n_s}} \quad (4.3)$$

Avec \hbar la constante de Planck réduite, q la charge électrique et n_s la densité de porteur dans le 2DEG à l'interface n-GaN/2DEG. La qualité de l'hétérostructure est donc un facteur important sur la valeur de $R_{interface}$ et par extension de R_c . A noter que les meilleures valeurs de $R_{interface}$ sont de 0,07 Ω .mm en moyenne sur la partie Est de l'échantillon et la plus mauvaise atteint 0,24 Ω .mm.

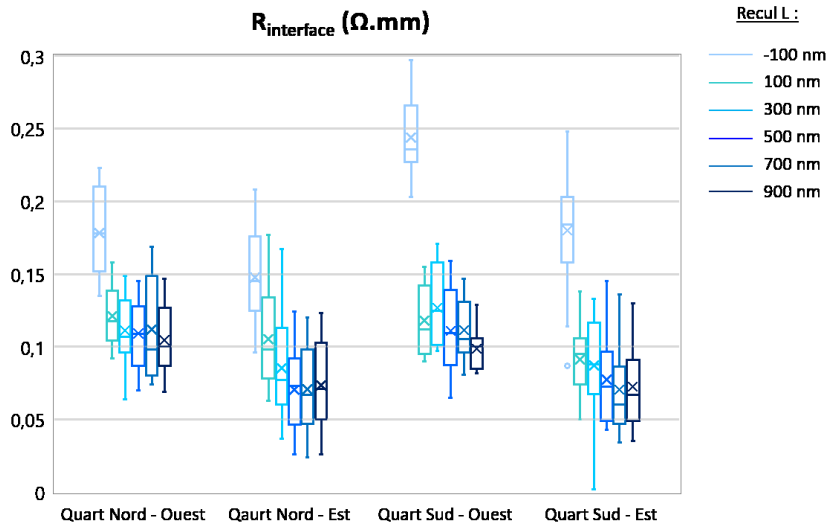


Figure 4.19. Résistance à l'interface 2DEG/n-GaN en fonction du recul L et du métal de contact sur chaque quart de l'échantillon TS1487.

iii. Conclusion des résultats sur saphir

Nous avons réussi à démontrer avec succès la faisabilité de la reprise de croissance de GaN fortement dopé à 850 °C pour la fabrication des contacts ohmiques non-recuits sur un substrat saphir. De plus, les meilleures résistances de contact sont réduites en moyenne à 0,16 Ω .mm soit presque la moitié des meilleurs résultats du III-V Lab obtenus avec un procédé classique. Nous avons quasiment atteint notre premier objectif et nous avons pu étudier les axes d'améliorations suivants : le métal de contact doit avoir un faible travail de sorti (Ti/Au), le recul du métal L doit être le plus faible possible ($L = 100$ nm) et une grande densité de porteur dans le 2DEG est recherchée de sorte à réduire $R_{interface}$. En combinant ces constatations, les meilleures résistances de contact de l'échantillon TS1497 atteignent $R_c = 0,14$ Ω .mm et à l'inverse les résistances non-optimisées sont deux fois plus élevées à $R_c = 0,31$ Ω .mm. La Figure 4.20 résume ces points et mets en évidence le plus grand impact de $R_{interface}$ sur R_c . Ces résultats restent intéressants pour l'augmentation des fréquences de coupure car les métaux

non pas été recuits ce qui permet de réduire l'espace source-drain et de ce fait réduire les résistance d'accès. Nous souhaitons maintenant transférer cette technologie sur des échantillons InAlGaN/AlN/GaN sur SiC du laboratoire qui sont adaptés à l'application hyperfréquence.

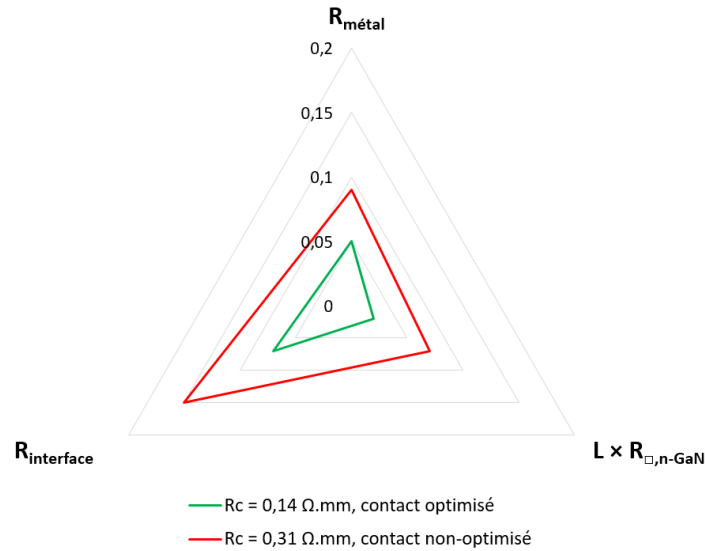


Figure 4.20. Radar des résistances en séries pour un contact non-optimisé en rouge (métal Mo/Au ; recul $L = 1\mu\text{m}$, $R_{\square,2DEG}$ très grand) et pour un contact optimisé (métal Ti/Au ; recul $L = 100\text{ nm}$, $R_{\square,2DEG}$ faible) mesurées sur l'échantillon TS1497.

III. Etudes des HEMTs avec reprise de croissance sur SiC

1. Contacts ohmiques recrût sur SiC

a) Présentation de l'échantillon

Dans un cette partie nous étudions l'hétérostructure TS1487 InAlGaN/AlN/GaN sur SiC. La structure complète est présentée dans le chapitre 1, elle comporte un canal de 150 nm et un barrière InAlGaN de 7,6 nm. La résistance de feuille de canal $R_{\square,2DEG} = 255\ \Omega/\square$ est mesurée par courant de Foucault et le coefficient de déviation est de 2 %. Nous appliquons la reprise de croissance des contacts ohmiques dans les mêmes conditions (850 °C, 200 Torr) que la couche de n-GaN TS1475 (chapitre 2). On se place ainsi dans les mêmes conditions que la reprise de croissance des contacts ohmiques sur saphir (TS1497) étudiée précédemment et un dopage de 1.10^{20} cm^{-3} est visé. Le masque REGAIN est utilisé pour définir les régions de reprises de croissance et la mesure AFM dans un motif TLM révèle une rugosité relativement faible (Figure 4.21). La valeur RMS de la rugosité, la vitesse de croissance et l'épaisseur sont regroupées dans le Tableau 4.6. L'épaisseur de 110 nm est atteinte et un maximum d'épaisseur à 130 nm est mesuré en raison de la rugosité. La vitesse de croissance est identique à celle calculée sur l'échantillon TS1497 (substrat saphir) mais il diffère en valeur de RMS et donc en maximum

d'épaisseur. Nous supposons que la plus faible densité de dislocations dans la couche tampon des échantillons avec un substrat SiC permet réduire la rugosité.

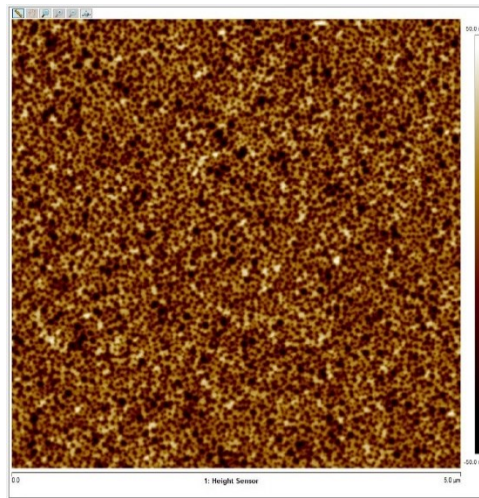


Figure 4.21. Image AFM $5 \times 5 \mu\text{m}^2$ de la reprise de croissance du n-GaN à 850°C sur l'échantillon TS1487 sur SiC.

	Vitesse de reprise de croissance nm.s^{-1}	Épaisseur moyenne de n-GaN nm	Épaisseur maximale de n-GaN nm	RMS nm
TS1487	0,17	110	130	15

Tableau 4.6. Valeurs calculées de la vitesse de croissance et des épaisseurs moyenne et maximale de n-GaN à partir des mesures de marche à l'AFM de la reprise de croissance sur l'échantillon TS1487. La valeur RMS est mesurée à l'AFM.

Les séquences métalliques Ti/Au et Mo/Au (15 nm/ 150 nm) sont déposées au Nord et au Sud de l'échantillon respectivement. Le procédé de fabrication étant réalisé jusqu'à l'étape d'interconnexion, l'échantillon est donc passivé.

b) Extraction des résistances

Les distances d_i et les reculs L sont mesurées au MEB sur les structures TLM V00 (sans barrière InAlGaN), V02 (L = 400 nm) et V03 (L = 1000 nm). Les distances d_i correspondent aux valeurs théoriques tandis que les reculs L sont plus petits et asymétriques. Chaque variante de structure TLM, avec des reculs du métal L différentes recul L, sont analysées sur au moins 70 sites de l'échantillon 4 pouces.

i. Résistance de contact et résistance de feuille

La résistance de contact de chaque structure TLM est représentée sous forme de boîte à moustache dans la Figure 4.22 et le Tableau 4.7 regroupe les moyennes et les déviations de R_c . Toutes les valeurs de R_c sont inférieures au meilleur résultat du III-V Lab ($R_c = 0,3 \Omega \cdot \text{mm}$) obtenu avec un recuit des contacts ohmiques. Les résistances de contacts avec une métallisation Ti/Au sont plus faibles que celles avec une métallisation Mo/Au comme observé précédemment. En particulier la plus grande résistance R_c (Ti/Au) = $0,10 \Omega \cdot \text{mm}$ est inférieure à la plus petite valeur R_c (Mo/Au) = $0,12 \Omega \cdot \text{mm}$ toutes structures TLM confondues. On confirme donc l'intérêt d'un métal Ti en contact avec le n-GaN. La plus faible résistance de contact moyenne $R_c = 0,06 \Omega \cdot \text{mm}$ est obtenue sur un échantillon avec un recul de $L = 100 \text{ nm}$ et une métallisation Ti/Au. Cette valeur représente l'état de l'art des résistances de contact ohmique. La déviation de R_c est inférieure à 10 % et 5 % sur les contacts Mo/Au et Ti/Au respectivement. Le procédé de fabrication est donc très homogène sur un échantillon 4 pouces. On remarque que la résistance de contact diminue avec le recul L et augmente lorsque le métal chevauche la barrière ($L = -100 \text{ nm}$) ; ceci était aussi observé sur l'échantillon TS1497.

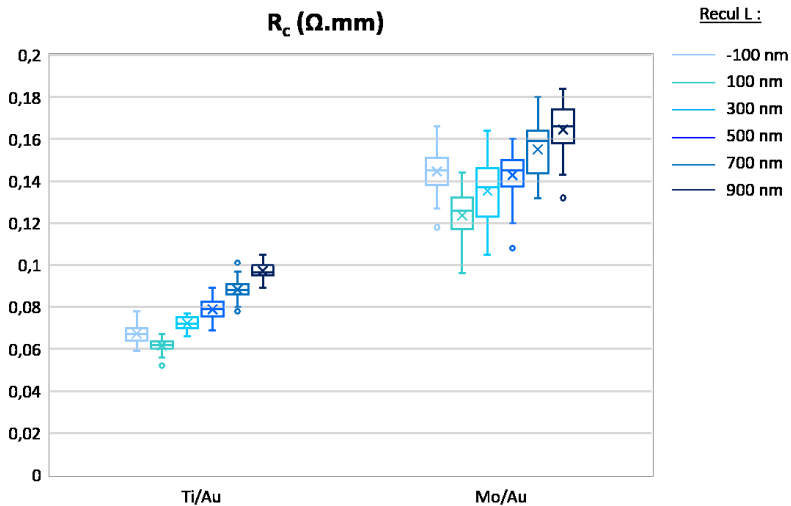


Figure 4.22. Résistance de contact R_c de l'échantillon TS1487 en fonction du métal de contact et du recul L . Valeurs extraites sur les structures TLM.

	Recul L (nm)	-100	100	325	500	700	900
Ti/Au	Moyenne ($\Omega \cdot \text{mm}$)	0,07	0,06	0,07	0,08	0,09	0,10
	Déviations (%)	7%	5%	4%	6%	5%	4%
Mo/Au	Moyenne ($\Omega \cdot \text{mm}$)	0,14	0,12	0,14	0,14	0,16	0,16
	Déviations (%)	7%	9%	10%	8%	8%	7%

Tableau 4.7. Moyennes et déviations des résistances de contact R_c de l'échantillon TS1487 en fonction du recul L et en fonction du métal de contact.

La résistance de feuille initiale de la structure HEMT est comparée aux valeurs extraites sur les structures TLM (Figure 4.23). La valeur de $R_{\square,2DEG} = 265 \Omega/\square$ est extraite à la fin du procédé de fabrication avec une déviation standard de 5%. On retrouve la valeur initiale, le 2DEG n'a pas été dégradé par l'étape de reprise de croissance à 850 °C. Une inhomogénéité très faible est observée entre l'Ouest et l'Est de l'échantillon ce qui ne s'observe quasiment pas sur la résistance de contact (Figure 4.24). Avec ces résultats on montre qu'il est possible d'atteindre les meilleures valeurs de R_c observées en littérature sans dégrader le 2DEG bien que le n-GaN recrût soit rugueux.

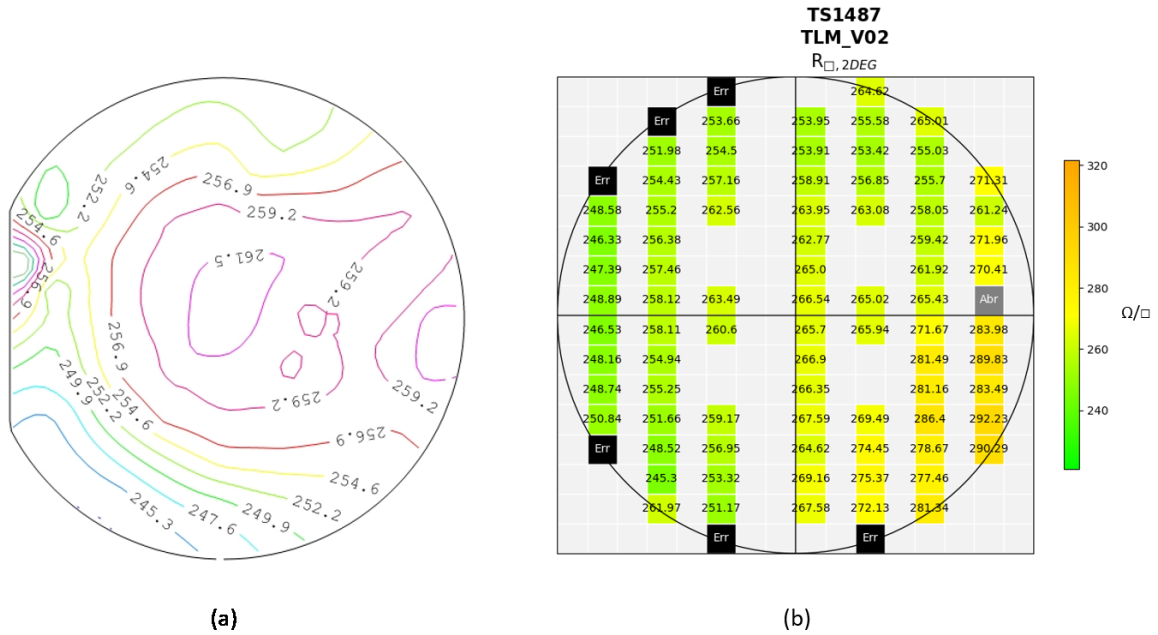


Figure 4.23. (a) Cartographie de la résistance de feuille initiale du canal $R_{\square,2DEG}$ mesurée par courants de Foucault. (b) cartographie de la résistance de feuille du canal extraites sur les structures TLM V02 de l'échantillon TS1487.

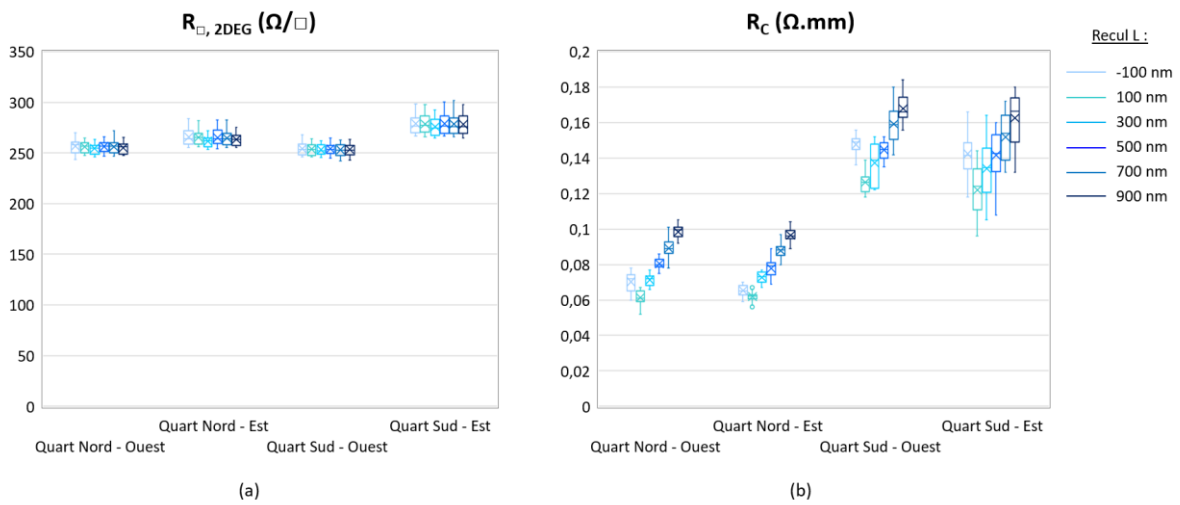


Figure 4.24. (a) Résistance de feuille du canal $R_{\square,2DEG}$ et (b) résistance de contact R_c extraites sur chaque quart de l'échantillon TS1487. Valeurs extraites sur les structures TLM.

ii. Résistances en série

La résistance à l'interface avec le métal est plus faible avec une séquence Ti/Au ($R_{\text{métal}} = 0,04 \Omega \cdot \text{mm}$) d'un facteur 3 comparée au contact Mo/Au ($R_{\text{métal}} = 0,12 \Omega \cdot \text{mm}$) (Figure 4.25). Nous attribuons ce résultat à la différence de travail de sortie entre les deux métaux comme observé précédemment. La résistance $R_{\text{métal}}$ est homogène avec les deux métallisations.

La résistance de feuille du n-GaN est en moyenne de $65 \Omega/\square$ et la déviation est de 1%. Ce résultat démontre une amélioration par rapport à l'échantillons sur saphir TS1475 (couche n-GaN non structurée) et TS1497 (reprise de croissance) bien que les épaisseurs soient identiques. On suppose que le niveau de dopage ou/et la mobilité ont légèrement été augmentés. Une mesure des caractéristiques électriques par effet Hall pourra confirmer cette hypothèse.

Les valeurs de $R_{\text{métal}}$ et $R_{\square, \text{n-GaN}}$ sont homogènes sur un échantillon 4 pouces, ce qui rend compte du haut potentiel de la reprise de croissance en phase vapeur pour une application industrielle.

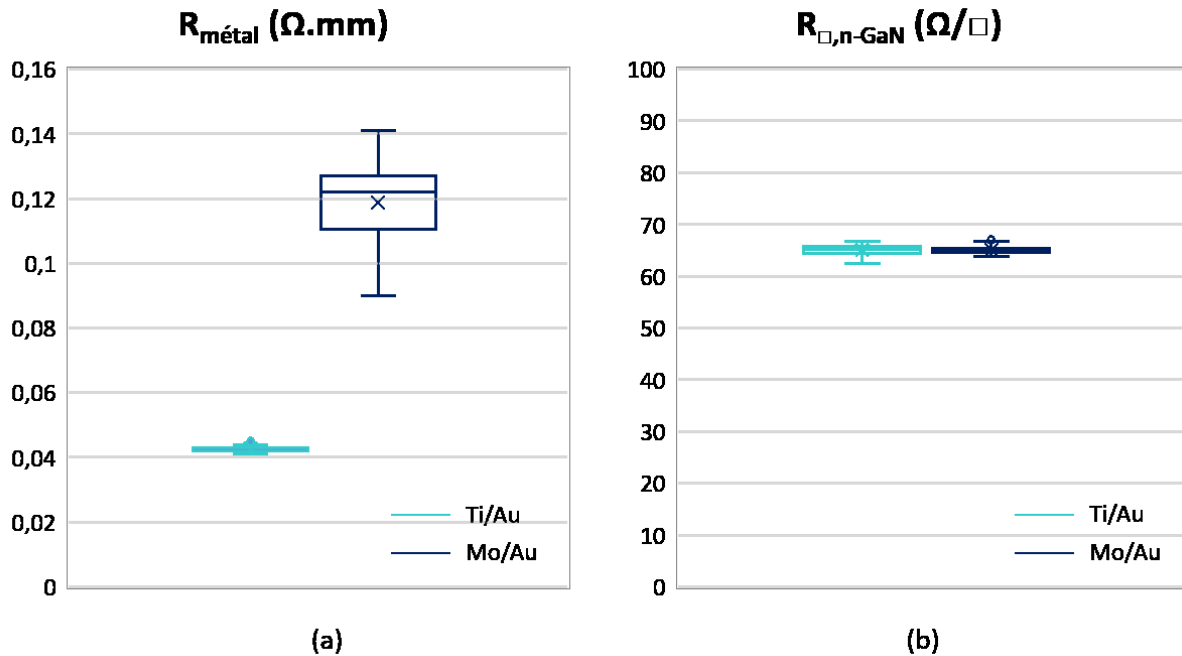


Figure 4.25. (a) Résistance à l'interface métal/n-GaN $R_{\text{métal}}$ et (b) résistance de feuille du GaN dopé $R_{\square, \text{n-GaN}}$ en fonction du métal de contact. Valeurs extraites sur la structure TLM V00 de l'échantillon TS1487.

Recul L (nm)	100	300	500	700	900
$L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ ($\Omega \cdot \text{mm}$)	0,01	0,02	0,03	0,05	0,06

Tableau 4.8. Résistances $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ calculées pour chaque recul L.

L'évolution de $L \times R_{\square, \text{n-GaN}}$ en fonction du recul L que met en évidence le Tableau 4.8 n'est pas retrouvée sur celle de R_c (Tableau 4.7). Ces valeurs ne permettent pas le calcul précis de $R_{\text{interface}}$

puisque de nombreuses résistances négatives en résultent (Figure 4.26). On observe une dépendance des boîtes à moustaches de $R_{\text{interface}}$ en fonction du recul ce qui indique que les valeurs de L utilisées pour le calcul ne sont pas correctes. De plus, $R_{\text{interface}}$ est plus faible de $0,01 \Omega \cdot \text{mm}$ sur les contacts Mo/Au bien qu'aucune différence ne devrait être observée. On attribue ce résultat à l'incertitude de mesure. Sachant que les résistances de contact que nous mesurons figurent parmi les plus basses valeurs observées en littérature, nous supposons que $R_{\text{interface}}$ atteint le minimum physique à $0,02 \Omega \cdot \text{mm}$ donné par l'équation (4.3) pour $n_s = 1,7 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. L'utilisation d'une hétérostructure adaptées sur SiC a donc permis de réduire la résistance à l'interface 2DEG/n-GaN. Une étude sur la profondeur de gravure ICP-RIE est envisagée afin d'affiner nos résultats.

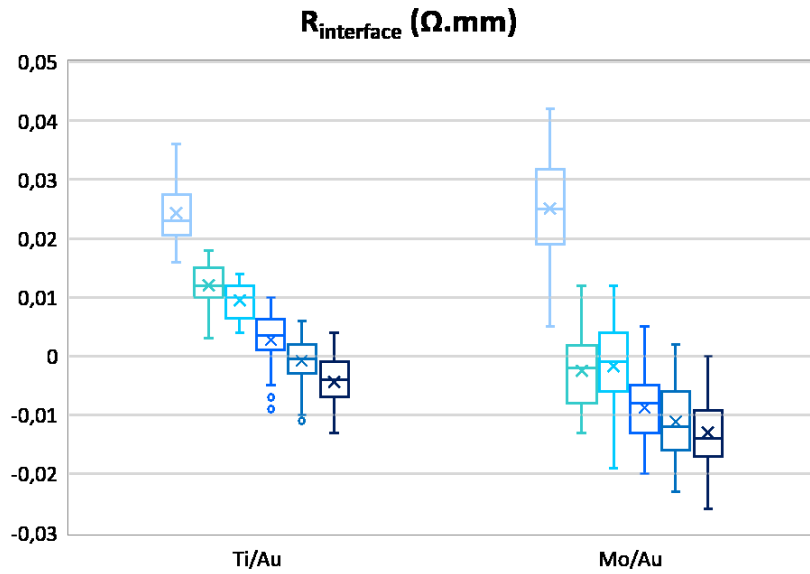


Figure 4.26. Résistances à l'interface 2DEG/n-GaN en fonction du recul L et du métal de contact sur l'échantillon TS1487.

2. Mesures statiques I-V

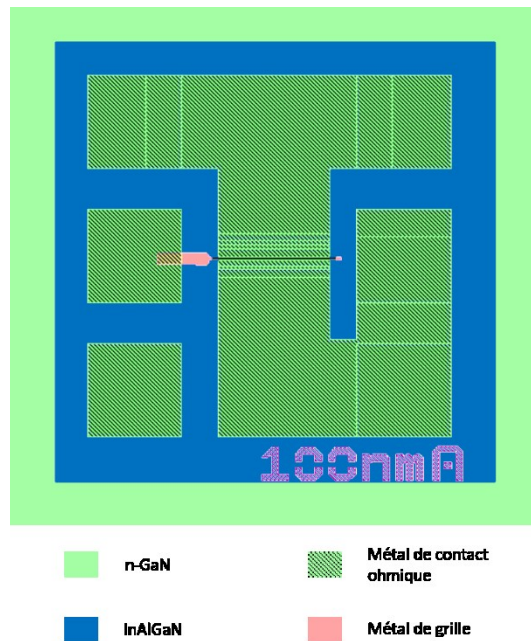


Figure 4.27. Transistor à 1 doigt de grille $L_g = 0,1 \times 100 \mu\text{m}^2$ mesuré en régime statique.

Les mesures statiques sont réalisées par la machine Keithley 4200 de manière semi-automatique sur toute la surface des échantillons 4 pouces. Les transistors avec une grille $L_g = 100 \text{ nm}$ sont étudiés afin d'évaluer les performances de puissances et hyperfréquences (Figure 4.27). Nous comparons les résultats à un échantillon TS1096 InAlGaN/AlN/GaN sur SiC avec une technologie classique de contact ohmique : Ti/Al/Ni/Au recuit à 850 °C. Cet échantillon présente une résistance de contact moyenne $R_c = 0,39 \Omega.\text{mm}$ avec 10 % de déviation et une résistance de feuille du canal $R_{\square,2\text{DEG}} = 255 \Omega/\square$. Les mesures statiques sont réalisées sur un total de 40 transistors par topologie sur l'échantillon TS1487 et 80 transistors sont mesurés la référence:

Echantillon	Contact ohmique	Transistor	L_g μm	L_{sg} μm	L_{gd} μm	L nm
-	-	-	μm	μm	μm	nm
TS1096	Classique	Référence	0,1	0,8	1,6	-
TS1487	SAG n-GaN et métaux non-recuit	A	0,1	0,8	1,6	0,4
		B	0,1	0,8	1,6	0,4
		C	0,1	0,4	1,2	0,4
		D	0,1	0,8	1,6	0,8

Tableau 4.9. Dimensions des transistors mono-grille étudiés sur les échantillons TS1096 et TS1487.

Les résultats sont présentés sous forme de tableau et concerne uniquement les composants avec un métal Ti/Au sur l'échantillon TS1487 puisque les meilleures résistances de contacts sont extraites avec cette séquence.

i. Courant I_{dss} ($V_{gs} = 0V$, $V_{ds} = 10V$) et $I_{dss,plus}$ ($V_{gs} = +1V$, $V_{ds} = 10V$)

Echantillon	Transistor	I_{dss} A.mm ⁻¹	$I_{dss,plus}$ A.mm ⁻¹
-	-		
TS1096	Référence	970 ± 33	1230 ± 37
TS1487	A	1067 ± 42	1354 ± 49
	B	1087 ± 33	1408 ± 32
	C	1176 ± 43	1538 ± 49
	D	1080 ± 33	1461 ± 59

Tableau 4.10. *Résultat en courant des transistors mono-grille avec et sans reprise de croissance.*

Le courant délivré par les transistors est étudié à la tension de grille $V_{gs} = 0V$ et $V_{gs} = +1V$. Cette dernière permet d'atteindre un maximum en autorisant les électrons à passer complètement sous la grille. Il est inutile de mesurer au-delà de cette valeur. Les courants I_{dss} et $I_{dss,plus}$ sont plus élevés sur les topologies avec reprise de croissance. Ce résultat est attribué à la réduction de l'effet « source starvation¹⁵ » : la grande densité d'impureté ionisée sous la source ralentit les électrons et un plus grand nombre d'électron peut alors être injecté dans le canal. [89], [127], [128] Un maximum de courant est atteint à $V_{gs} = 0V$ et $V_{gs} = +1V$ sur la topologie C qui correspond aux plus petites dimensions source – grille et grille – drain. La reprise de croissance des contacts ohmiques et la réduction des résistances d'accès permet d'augmenter la densité de courant. On s'attend à obtenir une puissance de sortie plus élevée comparé à la référence.

ii. Transconductance maximale $g_{m,max}$ ($V_{ds} = 10V$)

Echantillon	Transistor	$g_{m,max}$ mS.mm ⁻¹
-	-	
TS1096	Référence	485 ± 17
TS1487	A	612 ± 15
	B	617 ± 14
	C	677 ± 16
	D	611 ± 15

Tableau 4.11. *Résultat en $g_{m,max}$ des transistors mono-grille avec et sans reprise de croissance.*

La transconductance maximale permet de caractériser la potentialité d'amplification en courant du composant, elle impacte directement la fréquence de coupure f_t . Le maximum de transconductance est extrait à la plus grande variation du courant I_{ds} lorsque la tension V_{gs} est modulée.

¹⁵ Saturation de la source en porteur dans un régime balistique ou quasi-balistique.

D'après les mesures réalisées sur les deux échantillons, la transconductance augmente à plus de 600 mS.mm⁻¹ grâce à la reprise de croissance des contacts ohmiques. La topologie D présente un plus grand recul $L = 800$ nm du métal de contact et donc une résistance R_c plus élevée de 0,03 Ω .mm comparée à la topologie B. Le $g_{m,max}$ n'est pas impacté par une aussi faible variation de R_c . La plus grande valeur de $g_{m,max} = 677$ mS.mm⁻¹ est obtenue sur la topologie C en raison de la plus petite dimension $L_{sg} = 400$ nm. En effet, on mesure la transconductance extrinsèque qui dépend de la résistance de source R_s . La réduction de R_c et de la résistance d'accès grâce à la reprise de croissance de n-GaN permet donc d'augmenter le $g_{m,max}$. Nous nous attendons à obtenir des fréquences de coupure f_t plus élevées sur des topologies similaires à C.

iii. Tension de pincement : V_p ($1\%I_{dss}$; $V_{ds} = 10$ V)

Echantillon	Transistor	V_p V
-	-	
TS1096	Référence	$-2,42 \pm 0,45$
TS1487	A	$-2,22 \pm 0,25$
	B	$-2,23 \pm 0,45$
	C	$-2,20 \pm 0,15$
	D	$-2,17 \pm 0,12$

Tableau 4.12. Tension de pincements à $V_{ds} = 10$ V sur les transistors avec et sans reprise de croissance des contacts ohmiques.

La tension de pincement V_p est définie comme étant la tension de grille à partir de laquelle on considère que le gaz d'électron bidimensionnel est totalement déserté. Dans le cas de nos transistors (*normally-on*) une tension négative doit être appliquée. Les valeurs sont extraites à $V_{ds} = 10$ V et lorsque le courant atteint 1% la valeur de I_{dss} ($V_{gs} = +1$ V). La moyenne de V_p est plus faible de 0,2 V sur les transistors avec reprise de croissance mais les valeurs sont trop dispersées pour conclure sur une différence possible en tension de pincement.

iv. Courants de fuites : $I_{d,leak}$ ($V_{gs} = -7$ V ; $V_{ds} = 10$ V) et $I_{g,leak}$ ($V_{gs} = -7$ V ; $V_{ds} = 10$ V)

Echantillon	Transistor	$I_{d,leak}$ $\mu A.mm^{-1}$	$I_{g,leak}$ $\mu A.mm^{-1}$
-	-		
TS1096	Référence	75 ± 370	48 ± 23
TS1487	A	226 ± 86	301 ± 113
	B	339 ± 401	317 ± 168
	C	247 ± 100	332 ± 106
	D	248 ± 124	332 ± 156

Tableau 4.13. Courants de fuite du drain et de la grille des transistors avec et sans reprise de croissance des contacts ohmiques.

Les courants de fuite du drain et de la grille sont étudiés ici. Ils sont à l'origine de la dégradation des performances du HEMT, notamment en terme de fiabilité des composants. [129] Les courants de fuites sont inférieurs à la limite acceptable de $1 \text{ mA}\cdot\text{mm}^{-1}$ mais ils sont de l'ordre de la centaine de μA sur l'échantillon TS1487 (avec reprise de croissance) et indépendamment de la topologie des transistors. Les courants de grille sont plus élevés que ceux du drain ce qui semble indiquer qu'une injection d'électron au niveau du pied de grille se produit. Nous attribuons ces résultats à des problèmes intrinsèques liées à l'hétérostructure InAlGaN/AlN/GaN car nous retrouvons les mêmes valeurs sur d'autres échantillons du laboratoire avec un procédé classique de contact ohmique (non montré ici). L'utilisation d'un isolant de grille permettrait de réduire $I_{g,\text{leak}}$ mais en contrepartie d'éloigner le pied de grille du 2DEG.

3. Mesures en régime impulsionnel

i. Principe

Le principe de cette mesure est d'appliquer des impulsions de tension de drain et de grille à des points de polarisations judicieusement choisis nommés V_{DS0} et V_{GS0} . La durée des impulsions et le temps entre chaque impulsion (i.e. le rapport cyclique) sont préalablement définis de sorte à minimiser les effets d'auto-échauffement sur la réponse électrique du composant sous tests. De ce fait, les phénomènes de pièges peuvent être mis en exergue. Les points de polarisations suivant sont utilisés :

- Le point de référence ($V_{\text{GD0}} = 0 \text{ V}$; $V_{\text{GS0}} = 0 \text{ V}$) permet de s'affranchir à la fois de l'auto-échauffement et de l'activation des pièges par effet de champ. Les grandeurs électriques mesurées présentent le moins de dégradation possible.
- Le point de polarisation ($V_{\text{GS0}} = -5 \text{ V}$; $V_{\text{DS0}} = 0 \text{ V}$) évalue l'impact d'une modification du potentiel de grille en dessous de la tension de pincement des transistors. Ce point met en avant les effets de pièges de surface proches de la grille et à l'interface avec la barrière sous la grille. Ce phénomène est nommé *gate-lag*.
- Le point de polarisation ($V_{\text{GS0}} = -5 \text{ V}$; $V_{\text{DS0}} = 20 \text{ V}$) correspond à un point de fonctionnement du transistor proche de celui utilisé au cours de la mesure de puissance hyperfréquence. Une forte variation du potentiel de drain est apporté, ce qui dégrade le courant en raison de pièges situées sous le canal de GaN (couche tampon, couche de nucléation, substrat). On parle alors de *drain-lag*.

Le *gate-lag* et le *drain-lag* sont évalués en comparant le courant de référence et les courants des points de polarisation en pourcentage grâce aux équations suivantes :

$$\alpha_{\text{gate-lag}} = \frac{I_d(V_{\text{GS0}}=0 \text{ V}; V_{\text{DS0}}=0 \text{ V}) - I_d(V_{\text{GS0}}=-5 \text{ V}; V_{\text{DS0}}=0 \text{ V})}{I_d(V_{\text{GS0}}=0 \text{ V}; V_{\text{DS0}}=0 \text{ V})} \times 100 \quad (4.4)$$

$$\alpha_{\text{drain-lag}} = \frac{I_d(V_{GS0}=0V;V_{DS0}=0V) - I_d(V_{GS0}=-5V;V_{DS0}=20V)}{I_d(V_{GS0}=0V;V_{DS0}=0V)} \times 100 \quad (4.5)$$

Avec I_d le courant de drain aux différents point de polarisation (V_{GS0} ; V_{DS0}) relevé sur le réseau direct en conditions dites « à canal ouvert & sortie de coude ». La puissance de sortie maximale peut être estimée à partir de la tension maximale de l'excursion en tension $V_{DS,max}$ et du courant maximale mesurée $I_{d,max}$:

$$P_{out,max} = \frac{I_{d,max}(V_{DS,max} - V_{coude})}{8} \quad (4.6)$$

Avec V_{coude} la tension de coude correspondant au passage du régime linéaire au régime saturé du courant de drain $I_d(V_{ds})$.

ii. Transistors étudiés

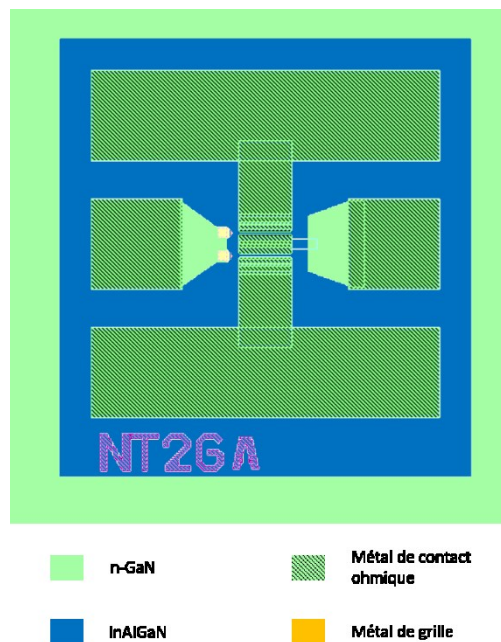


Figure 4.28. Transistor à 2 doigt de grille $L_g = 2 \times 0,1 \times 50 \mu\text{m}^2$ mesuré en régime impulsionnel.

Les transistors à deux doigts de grille sont mesurés dans cette partie avec une largeur de grille $W = 50 \mu\text{m}$ (Figure 4.28). Une unique topologie de transistor est étudiée en régime impulsionnel sur l'échantillon de référence TS1096. En revanche, l'étude en régime impulsionnel de l'échantillon avec reprise de croissance est réalisée sur quatre topologies différentes afin d'évaluer l'impact de la réduction des dimensions du transistor. Les topologies mesurées sont présentées dans le tableau suivant :

	Transistors	Reprise de croissance	L_g nm	L_{sg} μm	L_{gd} μm	recul du métal L nm
TS1096	CT40L	Non	100	0,8	1,5	-
TS1487	NT26A	Oui	100	0,8	1,5	400
	NT26D	Oui	100	0,5	1	400
	NT26G	Oui	100	0,2	1	400
	NT26K	Oui	100	0,2	0,6	400

Tableau 4.14. Topologies des transistors mesurées en régime impulsif.

iii. Résultats de mesure : régime impulsif

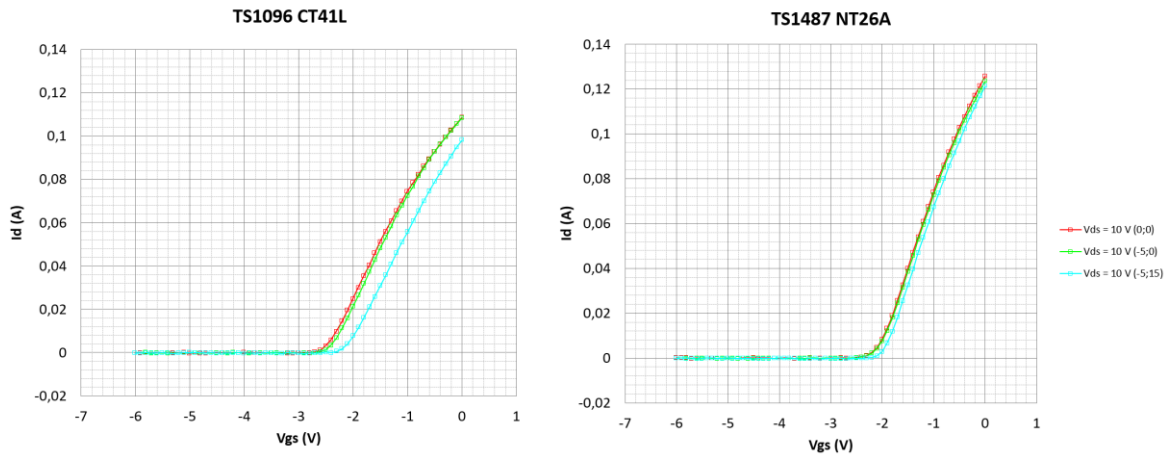


Figure 4.29. Mesures pulsées de la caractéristique de transfert I_d (V_{gs} , $V_{DS} = 10V$) des topologies (a) CT41L et (b) NT26A des échantillons TS1096 et TS1487 respectivement.

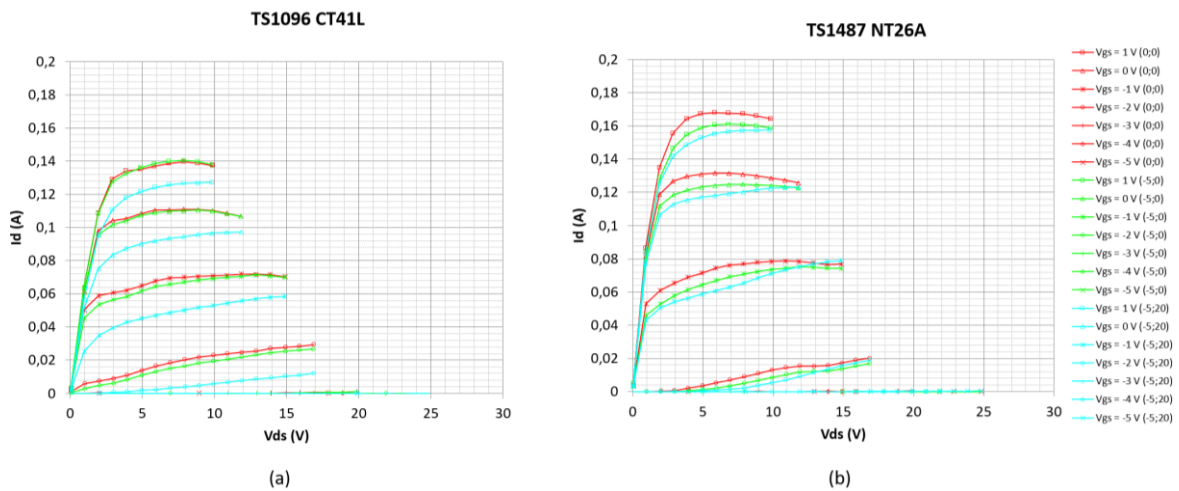


Figure 4.30. Mesures pulsées I_d (V_{DS} , $V_{GS} = -5 \text{ à } +1 \text{ V}$) des topologies (a) CT41L et (b) NT26A des échantillons TS1096 et TS1487 respectivement.

	Topologie	$I_d (V_{gs} = +1 \text{ V})$ A.mm ⁻¹	$\alpha_{\text{gate-lag}}$	$\alpha_{\text{drain-lag}}$	P_{out} W.mm ⁻¹
	-		-	-	
TS1497	CT41L	1,39	0%	12%	4,8
TS1487	NT26A	1,73	6%	7%	6,0
	NT26D	1,81	5%	6%	6,2
	NT26G	1,96	4%	5%	6,5
	NT26K	1,98	5%	2%	6,4

Tableau 4.15. Résultats des mesures pulsées sur les échantillons TS1096 et TS1487.

Le *drain-lag* est plus grand sur l'échantillon TS1096 ce qui semble indiquer que des pièges sont présents dans l'hétérostructure. Le *drain-lag* est calculé à environ 6% sur l'échantillon TS1487 pour chaque topologie de composant. Cette valeur correspond à ce qui peut être retrouvé sur les HEMTs du III-V Lab. Peu de pièges sont présents dans la structure de l'échantillon TS1487 avec reprise de croissance, les caractéristiques électriques ne sont que légèrement dégradées. De même, chaque topologie avec reprise de croissance présente un faible taux de piège en surface de la barrière en raison du faible pourcentage de *gate-lag* (Figure 4.13). L'échantillon TS1096 n'a pas de *gate-lag*, les caractéristiques électriques ne sont pas dégradées.

Le courant de drain à $V_{gs} = +1 \text{ V}$ augmente de $1,39 \text{ A.mm}^{-1}$ à $1,73 \text{ A.mm}^{-1}$ grâce à l'utilisation de contact recrût et sans étape de recuit des métaux. Cette évolution est observée précédemment aux mesures statiques des transistors à une grille. Le courant de drain augmente davantage sur les autres topologies, notamment à $L_{sg} = 0,2 \text{ }\Omega\text{.mm}$. Ainsi, la puissance de sortie estimée atteint un maximum de $6,5 \text{ W.mm}^{-1}$ soit une augmentation de 35% comparée à la référence. On démontre donc que le procédé de reprise de croissance de contact ohmique combiné à la réduction des dimensions du composant permet d'améliorer les potentialités d'amplification de puissance des transistors.

4. Mesures des fréquences de coupure caractéristiques

Les transistors sont caractérisés par des fréquences à partir desquelles le gain en courant ou en puissance devient nul. L'extraction de ces fréquences de coupure est donc intéressante pour évaluer les performances hyperfréquences des transistors. Dans cette partie, nous présentons les gains étudiés puis les résultats obtenus.

i. Gains de courant et de puissance

Les transistors sont étudiés en régime petit signal afin de négliger les effets non linéaires : les signaux varient faiblement autour d'une valeur moyenne de polarisation. Le transistor analysé est alors considéré comme un quadripôle linéaire, soit par une matrice 2x2 de paramètres S_{ij} . La matrice regroupe les coefficients de réflexion (S_{11} , S_{22}) et les coefficients de transmission (S_{12} , S_{21}) du signal en entrée et en sortie du transistor. Il est possible d'évaluer le gain en courant du transistor à partir de ces coefficients, notamment grâce au paramètre $|H_{21}|^2$:

$$|H_{21}|^2 = \left| \frac{-S_{21}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{21}S_{12}} \right|^2 \quad (4.7)$$

Ainsi, on définit la fréquence de coupure du gain en courant f_t lorsque $|H_{21}|^2 = 0$ dB.

L'étude du gain en puissance est réalisée dans les conditions dites de stabilité inconditionnelle du transistor. En effet, un transistor instable entre en oscillation ce qui génère des signaux parasites pouvant perturber les performances du transistor, notamment en terme de puissance de sortie. La stabilité du transistor est déterminée par le critère de stabilité de Rollet K :

$$K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta s|^2}{2|S_{12}S_{21}|} \quad (4.8)$$

$$\Delta s = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21} \quad (4.9)$$

Le critère de stabilité inconditionnelle est vérifié lorsque $K > 1$ et $\Delta s < 1$. On définit le gain maximum disponible MAG (Maximum Gain Available) :

$$MAG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} (K - \sqrt{K^2 - 1}) \quad (4.10)$$

Dans le cas où $K > 1$ et $\Delta s > 1$, la stabilité du transistor est vérifiée sous certaines conditions, notamment en fonction des charges qui lui sont présentées. Le MAG est alors défini par l'équation suivante :

$$MAG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} (K + \sqrt{K^2 - 1}) \quad (4.11)$$

Il est alors possible de déterminer la fréquence à partir de laquelle le gain en puissance devient nul à $MAG = 0$ dB. Toutefois, si le critère de stabilité K est inférieur à 1, le calcul du MAG n'est pas réalisable. On parle alors de gain maximum stable MSG (*Maximum Stable Gain*) :

$$MSG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \quad (4.12)$$

Le gain unilatéral de Mason U représente le gain en puissance lorsque le coefficient de transmission de la sortie vers l'entrée est nul. Le dispositif est unilatéral et le gain est défini par l'équation suivante :

$$U = \frac{\left| \frac{S_{21}}{S_{12}} - 1 \right|^2}{2 \left(K \left(\frac{S_{21}}{S_{12}} \right) - \mathcal{R}e \left(\frac{S_{21}}{S_{12}} \right) \right)} \quad (4.13)$$

La fréquence de coupure du gain unilatéral est obtenue lorsque U = 0 dB.

ii. Etudes des gains et extraction des fréquences de coupure

L'analyse des transistors en régime petit-signal est réalisée par l'intermédiaire d'un analyseur de réseaux vectoriel qui mesure les ondes transmises et les ondes réfléchies sur un intervalle de fréquence allant de 20 MHz à 50 GHz. Les topologies du Tableau 4.16 sont étudiées dans cette partie. Les transistors ont préalablement été étudiés en régime statique afin d'extraire les tensions de grille correspondant au maximum de transconductance à $V_{ds} = 4$ V (Annexe 2). A noter que le motif CT26G présente une augmentation de 64 % du $g_{m,max}$ par rapport au transistor de référence CT41L, jusqu'à une valeur de $914 \text{ mS}\cdot\text{mm}^{-1}$ mesurée. L'évolution des gains est représentée sur un graphique en échelle logarithmique et l'extrapolation des pentes à -20 dB/décades permet d'extraire les fréquences de coupures (Figure 4.31). Les fréquences de coupures mesurées sont regroupées dans le Tableau 4.17.

	Transistors	Reprise de croissance	L_g nm	L_{sg} μm	L_{gd} μm	recul du métal L nm
TS1096	CT40L	Non	100	0,8	1,5	-
TS1487	NT26A	Oui	100	0,8	1,5	400
	NT26G	Oui	100	0,2	1	400

Tableau 4.16. Topologies des transistors mesurées en régime petit signal.

	Transistors	f_t GHz	f_{max} GHz
TS1096	CT40L	67	140
TS1487	NT26A	81	163
	NT26G	94	190

Tableau 4.17. Fréquences de coupure du gain en courant f_t et du gain en puissance f_{max} mesurées à $V_{DS} = 4 V$.

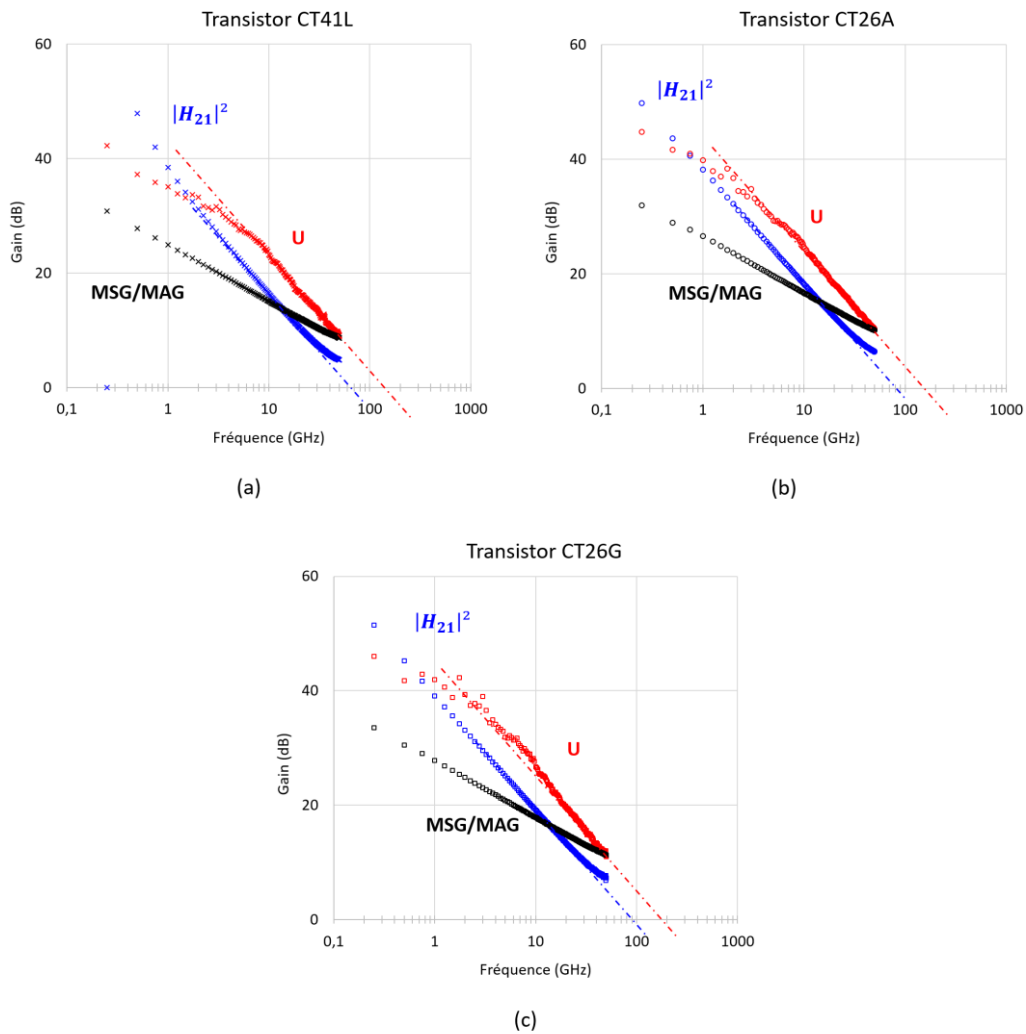


Figure 4.31. Evolution du gain unilatéral U , du paramètre H_{21} et du gain MSG/MAG en fonction de la fréquence des transistors (a) CT41L, (b) CT26A et (c) CT26G.

Dans un premier temps, on remarque l'absence de la pente à -20dB/décade du MAG , aussi bien pour le transistor de référence CT41L que pour les transistors avec la reprise de croissance des contacts ohmiques (Figure 4.31). On se situe dans le cas $K < 1$, seul le MSG est observé. De plus hautes fréquences seraient nécessaires pour analyser le MAG ce qui n'était pas possible avec le banc de

mesure à notre disposition. On s'intéressera uniquement à la fréquence de coupure de gain unilatéral de Mason U dans cette partie pour discuter des résultats de f_{max} .

L'extrapolation à -20 dB/décades est appliquée au paramètre $|H_{21}|^2$ et au gain U (Figure 4.31). La fréquence de coupure du gain en courant f_t est de 67 GHz sur le transistor de référence ce qui correspond aux valeurs pouvant être obtenues au sein du laboratoire. L'analyse du paramètre $|H_{21}|^2$ transistor NT26A révèle une valeur de $f_t = 81$ GHz. On conclut que l'application de la reprise de croissance sur un même composant permet d'augmenter la fréquence de coupure du gain en courant de 20 %. Enfin, la fréquence de coupure f_t du transistor NT26G atteint un maximum 92 GHz, soit une augmentation de 14%, lorsque l'espace source-grille est minimum ($L_{sg} = 200$ nm).

La fréquence de coupure du gain en puissance f_{max} évolue aussi de manière croissante par rapport au transistor de référence. La reprise de croissance des contacts ohmiques permet d'augmenter de 16% la valeur de f_{max} à une valeur de 163 GHz. Le transistor NT26G présente une fréquence de coupure de 190 GHz ce qui correspond à 17% d'augmentation grâce à la réduction des dimensions d'un composant avec reprise de croissance.

Ces résultats mettent en évidence l'intérêt de la réduction à la fois de R_c et du L_{sg} lorsque l'objectif est d'augmenter la fréquence de coupure des composants. Par extension, la fréquence de fonctionnement des transistors peut elle aussi être augmentée. Ces résultats étaient attendus en raison de l'augmentation des transconductances de chaque composant (Annexe 2) par l'intermédiaire de la réduction de la résistance de source R_s (1.23).

Le transistor NT26G présente les plus hautes fréquences de coupures à $V_{DS} = 4$ V de par la faible résistance de contact et de la plus petite distance L_{sg} . Cette topologie a de nouveau été analysée à une tension $V_{DS} = 8$ V. De plus, les capacités et résistances parasites des plots correspondant à leur géométrie ont été prises en compte afin d'évaluer les fréquences de coupure intrinsèques au transistor. Cette opération est nommée *de-embedding*. Habituellement des structures dédiées à cette étape sont mesurées pour évaluer avec précision les composantes parasites. Toutefois, de tels motifs ne sont pas disponibles. Le *de-embedding* a alors été appliqué par l'analyse des paramètres du schéma équivalent du transistor en régime petit-signal. Les résultats sont regroupés dans le Tableau 4.18. Les fréquences de coupures f_t et f_{max} réelles du transistor sont plus élevées avec un maximum de 105 GHz et 305 GHz respectivement.

	f_t GHz	f_{max} GHz
Avant <i>de-embedding</i>	85	201
Après <i>de-embedding</i>	105	305

Tableau 4.18. Fréquences de coupure du gain en courant f_t et du gain en puissance f_{max} mesurées à $V_{DS} = 8$ V.

5. Mesures Load-Pull

Dans cette partie les performances hyperfréquences des transistors sont présentées. La mesure Load-Pull des transistors consiste à les placer dans les conditions proches d'utilisation (polarisation, fréquence, ...) et d'étudier les réponses en puissance de sortie (P_{out}), en gain de puissance (G_p) et en rendement de puissance ajoutée (PAE). Dans cette étude, les transistors sont caractérisés pour plusieurs niveaux de puissance injectée (P_{in}) à l'entrée du transistor et à une fréquence donnée. La charge en sortie est adaptée afin que l'impédance de sortie soit optimale pour obtenir le maximum de puissance en sortie. Le rendement de puissance ajoutée est défini par l'équation suivant :

$$PAE = \frac{P_{out} - P_{abs}}{P_{DC}} \times 100 \quad (4.14)$$

Le paramètre P_{abs} correspond à la puissance injectée P_{in} à l'entrée du transistor en prenant en compte la composante réfléchiée en raison de la désadaptation de l'impédance en entrée : on parle de puissance absorbée du signal en entrée du transistor. P_{DC} est la puissance continue d'alimentation correspondant à la somme des puissances continues permettant d'alimenter le drain et la grille. Nous présentons ici les résultats obtenus avec un analyseur de réseau non-linéaire dans le mode continu CW (*Continuous Wave*) pour une tension de drain $V_{DS} = 30$ V et une fréquence de 40 GHz. Les transistors étudiés sont ceux où l'étude des fréquences de coupure a été réalisée. Le transistor CT41L correspond à l'échantillon de référence avec des contacts ohmiques recuits et sans reprise de croissance. Le transistor NT26A possède les mêmes dimensions que le précédent mais avec une technologie de reprise de croissance des contacts ohmiques et sans étape de recuit. Cette technologie est aussi utilisée sur le transistor NT26G mais les dimensions de celui-ci sont réduites, notamment la dimension L_{sg} (= 200 nm) et L_{gd} (= 1 μ m). Les résultats des mesures load pull sont regroupés dans le Tableau 4.19 et représentés sous forme de graphique dans la Figure 4.32.

Transistor	Contacts ohmiques	L_{sd} μ m	Maximum de PAE %	P_{out} associée $W.mm^{-1}$	G_p associé dB
CT41L	Recuits	2,4	36	3,8	9,5
NT26A	Reprise de croissance et non recuits	2,4	46	9,1	9,7
NT26G	Repris de croissance et non recuits	1,3	48	9,7	10,3

Tableau 4.19. Résultats de puissance de sortie et de gain de puissance associé au maximum de PAE

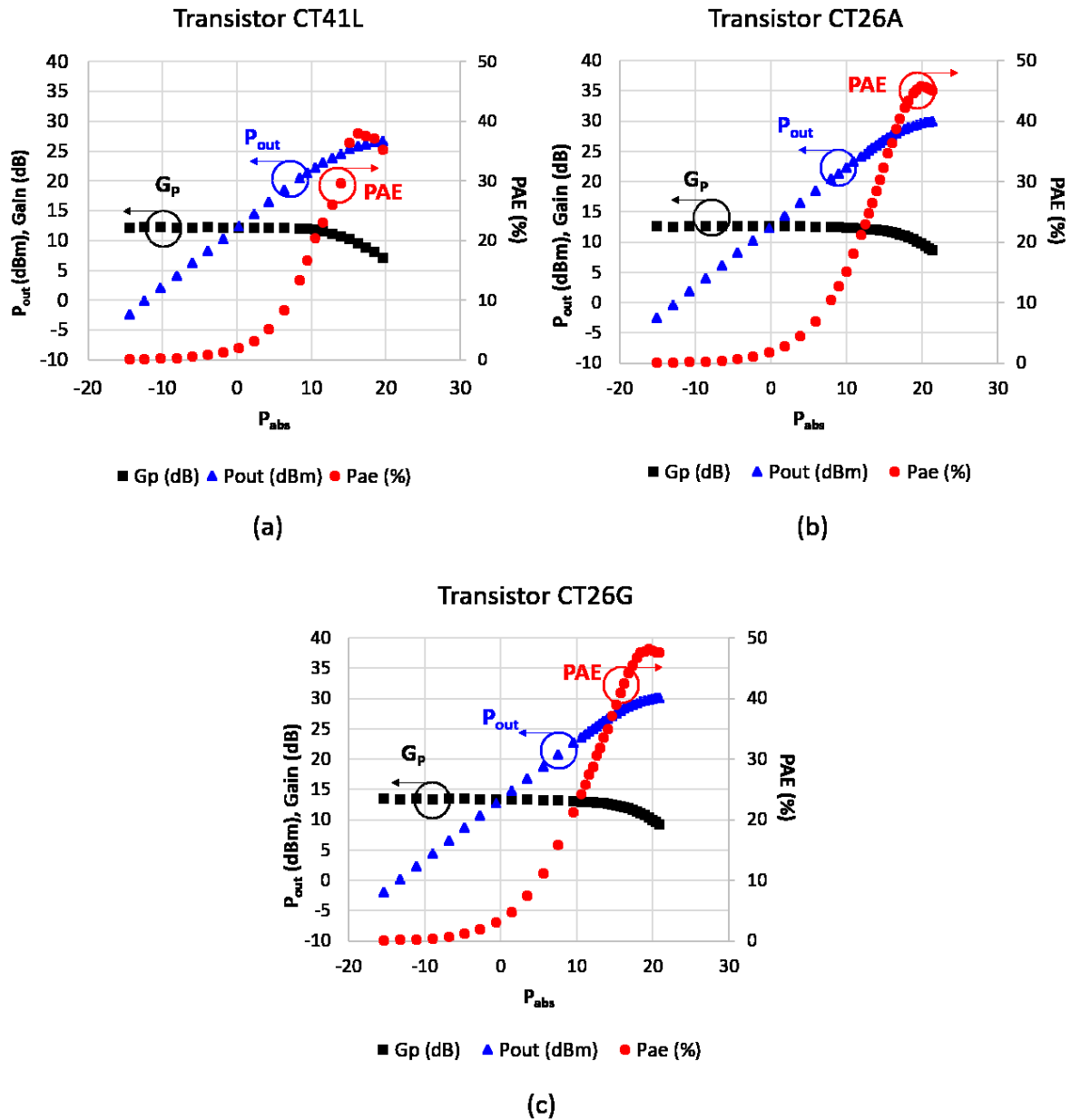


Figure 4.32. Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 40 GHz aux points de polarisations ($V_{gs} = 2$ V ; $V_{ds} = 30$ V) des transistors (a) CT41L, (b) NT26A et (c) NT26G.

Le transistor de référence CT41L présente un maximum de PAE à 36% associé à $3,8 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$ de P_{out} . Ces résultats sont en concordance avec ce que l'on peut généralement observer au sein du laboratoire. Le gain en puissance G_p est linéaire à 12 dB et il reste quasiment linéaire jusqu'à une puissance absorbée de 8,4 dBm disponible à l'entrée du transistor (Figure 4.32). Le gain en puissance décroît pour de plus grande valeur de P_{abs} en raison de la distorsion du signal hyperfréquence. Dans le cas du transistor NT26A, le rendement de puissance ajoutée augmente significativement, atteignant 46%, tandis que la puissance de sortie associée dépasse le double, atteignant $9,1 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$. Le gain est stable à 12 dB jusqu'à 15 dBm de P_{abs} . Ainsi, l'utilisation de la reprise de croissance des contacts ohmiques a permis d'améliorer les performances de puissance des transistors à 40 GHz. Avec la topologie NT26G, un plus grand maximum de PAE (48%) est obtenu associé à $9,7 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$ de P_{out} . La

réduction des dimensions du transistor avec reprise de croissance des contacts ohmiques présente donc des résultats de puissance plus élevée. L'amélioration de la puissance de sortie était attendue comme estimée par les résultats des mesures pulsées.

Une mesure load-pull à $V_{DS} = 15$ V à 40 GHz a été réalisée sur le transistor NT26G. Le maximum de PAE mesuré est de 54 % associé à une puissance de sortie de $3,8 \text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$. On obtient ainsi une puissance de sortie équivalente à celle du transistor de référence CT41L, mais avec une tension de drain plus faible et une amélioration de 18 points du rendement de puissance ajoutée. Bien que ces résultats n'aient été conduits sur un nombre limité de transistor, l'étude permet de mettre en avant l'intérêt de la reprise de croissance des contacts ohmiques pour délivrer de meilleures performances. A noter que la plus petite topologie NT26G ($L_{sg} = 200$ nm ; $L_{gd} = 1$ μm) a supporté une tension d'alimentation $V_{DC} = 30$ V malgré les petites dimensions. De plus petits transistors seraient sujet à des risques de claquage, notamment en réduisant l'espace source-drain. La densité de puissance de sortie serait alors limitée.

Conclusion du chapitre 4

Nous avons décrit le procédé de fabrication des transistors utilisé au III-V Lab auquel nous intégrons la reprise de croissance des contacts ohmiques. La technique de caractérisation *Transmission Line Measurement* est appliquée à deux topologies de structures TLM, avec et sans 2DEG, utiles à l'extraction des résistances en série de R_c . Dans un premier temps, la démonstration des contacts ohmiques non-recuits est réalisée avec le masque POWERGAN V2. L'observation au STEM a permis de confirmer le contact 2DEG/n-GaN et une faible résistance de contact $R_c = 0,26 \text{ }\Omega\cdot\text{mm}$ est extraite des structures TLM. Davantage d'études sur cette géométrie de masque (50% de taux d'ouverture) aideraient à comprendre les axes d'amélioration pour réduire davantage R_c , notamment avec une seconde structure TLM.

La reprise de croissance des contacts ohmiques a ensuite été appliquée au masque REGAIN sur l'échantillon TS1497. Toutes les résistances de contact ohmiques sont extraites en dessous du meilleur résultat $R_c = 0,3 \text{ }\Omega\cdot\text{mm}$ obtenu avec un recuit des métaux de contact. A ce stade, nous avons donc démontré une nouvelle brique technologique pour réduire les dimensions du transistor. La plus faible résistance moyenne $R_c = 0,16 \text{ }\Omega\cdot\text{mm}$ est extraite sur une structure TLM avec $L = 100$ nm et avec la séquence métallique Ti/Au. L'objectif défini au chapitre 2 est donc atteint et on se rapproche des meilleurs résultats en littérature. L'étude des résistances en série révèle que $R_{\text{interface}}$ est la composante dégradant majoritairement R_c sur cet échantillon en raison d'une hétérostructure non optimale. Au cours de cette étude, le métal de contact Mo/Au non-recuit a aussi été évalué et la résistance $R_{\text{métal}}$ à l'interface avec le n-GaN est plus grand d'un facteur 2 qu'avec le métal Ti/Au ; ceci est attribué à un plus grand travail de sortie du molybdène. Toutefois, la séquence métallique Mo/Au présente l'avantage de mieux résister au température sans que l'or n'atteigne la barrière InAlGaN. Des étapes de fabrication nécessitant un recuit pourraient profiter d'une telle technologie.

Pour finir, nous avons appliqué la reprise de croissance à 850 °C à un échantillon InAlGaN/AlN/GaN sur SiC. La meilleure résistance de contact ohmique est extraite à $R_c = 0,06 \Omega \cdot \text{mm}$ ce qui est l'état de l'art à notre connaissance pour une telle application. La résistance de feuille du canal n'est pas dégradée par le procédé de reprise de croissance et de fabrication des transistors. De plus, les résistances R_c et $R_{\square, \text{n-GaN}}$ sont toutes les deux homogènes sur l'échantillon 4 pouces. Par ce résultat nous démontrons l'intérêt de la reprise de croissance en phase vapeur pour la fabrication industrielle de transistor hyperfréquence avec une barrière InAlGaN. Les performances en régime statique révèlent une augmentation à la fois de la densité de courant à $1,5 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ et du maximum de transconductance à $670 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$ sur des transistors à un doigt de grille $L_g = 100 \text{ nm}$. Le régime impulsionnel est étudié sur des transistors à deux doigts de grille $L_g = 100 \text{ nm}$ et $L_{sg} = 0,2 \mu\text{m}$ où un maximum de courant à $1,98 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ est extrait. Il n'y a pas de dégradations majeures des performances des transistors avec reprise de croissance. Ainsi, les premières mesures petit-signal révèlent des fréquences de coupure $f_t = 92 \text{ GHz}$ et $f_{\text{max}} = 190 \text{ GHz}$ du transistor NT26G ce qui représente une amélioration de 42 % et 36 % par rapport au transistor de référence avec des contacts ohmiques standards. Ces résultats sont obtenus sur une topologie avec une distance $L_{sg} = 200 \text{ nm}$ ce qui a permis la mesure d'un maximum de transconductance $g_{m, \text{max}} = 914 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$. De ce fait, nous démontrons la nécessité de la reprise de croissance et de la réduction des dimensions du transistor pour l'application aux ondes millimétriques. Par ailleurs, les fréquences de coupures intrinsèques au transistor sont de $f_t = 105 \text{ GHz}$ et $f_{\text{max}} = 305 \text{ GHz}$ après *de-embedding*. Les mesures Load-pull du transistor NT26G à 40 GHz et $V_{DS} = 30 \text{ V}$ ont révélé un maximum de PAE à 48% associé à une puissance de sortie de $9,7 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1}$ soit une augmentation respective de 12 points et de plus du double de P_{out} . Ce composant a aussi présenté un maximum de PAE à 54% associé à $3,8 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1}$ lorsque la tension V_{DS} est de 15 V. Les premières études des performances de puissance mettent donc en évidence l'intérêt de la reprise de croissance des contacts ohmiques.

Conclusion du manuscrit de thèse et perspectives

L'investissement croissant du secteur militaire requiert des composants plus rapides et plus puissants. L'amélioration des performances des MMIC se fait à travers celle des transistors qui composent chacun de ses étages et l'objectif de dispositifs plus rapides est réalisable par la réduction des dimensions du transistor. Des limitations technologiques sont donc à résoudre telles qu'un pied de grille L_g plus petit ou un espace source-drain L_{sg} plus restreint. Pour notre étude, nous nous sommes intéressés au deuxième cas qui est alors limité par l'étape de recuit des métaux des contacts ohmiques. En effet, les alliages nécessaires pour le caractère ohmique du contact, diffusent latéralement et empêchent le contrôle précis de L_{sg} . De plus, le risque de contact avec le métal de grille est accru. La résolution de ce problème doit se pencher sur les autres possibilités à fournir un dopage n suffisamment élevé sous les métaux de contact, de sorte à favoriser le transfert d'électron par effet tunnel sans l'aide d'un recuit à très haute température. Des études en littérature ont été menées pour réduire le budget thermique du recuit des métaux de contacts et le dopage par implantation est aussi envisagé. La technique de reprise de croissance des contacts ohmiques est préférée pour atteindre l'objectif de métaux non-recuits puisque des hauts niveaux de dopage n ($1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$) peuvent facilement être atteints. Cette technique permet de réduire à la fois les dimensions du transistor et la résistance de contact ohmique ce qui maximise la transconductance et les fréquences de coupures des composants. Le III-V Lab souhaite développer cette technologie pour ses composants HEMTs InAlGaN/AlN/GaN grâce à son réacteur MOVPE de type CCS dédié au GaN. Ce manuscrit de thèse a expliqué comment y parvenir.

Dans un premier temps, nous avons souhaité remplacer l'étape de recuit des métaux nécessaire à la formation de lacunes d'azote. Ces dernières engendrent un haut niveau de dopage N_D à l'interface métal/semiconducteur ce qui permet favoriser le transfert d'électrons par effet tunnel. Nous avons choisi un objectif de l'ordre de $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ d'après l'étude du paramètre E_{00} car le transfert par effet tunnel est largement atteint à l'interface métal/n-GaN. De plus, le GaN dopé doit être mis en contact avec le 2DEG pour faciliter le transfert d'électrons directement dans le canal. La profondeur de gravure du canal a alors été déterminée entre 50 et 65 nm, soit un tiers de l'épaisseur de canal afin de s'assurer du contact 2DEG/n-GaN. Aussi, le maximum d'épaisseur a dû être identifié de sorte à respecter la hauteur sous le pied de grille pour les plus petites dimensions de transistor. Dans notre cas nous avons choisi une épaisseur de 150 nm. Une telle topologie des contacts ohmiques définit R_c comme étant composée de trois résistances en série, indépendantes les unes des autres et devant toutes être minimisées, notamment par l'obtention d'un maximum de N_D .

Dans cette étude nous avons réalisé un dopage GaN:Si car aucun autre dopant n n'était disponible. Malgré cela, le dopage en silicium permet de facilement substituer le gallium et de participer au dopage de par sa faible énergie d'activation ce qui autorise l'obtention de haut niveau de dopage. La difficulté de notre étude est de respecter une température de croissance à 850 °C de sorte à ne pas dégrader les caractéristiques électriques du 2DEG en raison de la très grande volatilité de l'indium. A cette température la diffusion des atomes est plus petite et l'incorporation de carbone est accrue ce qui n'est pas favorable à la croissance de n-GaN. De plus l'objectif $N_D = 1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ de GaN:Si

entraîne l'augmentation de la rugosité supérieure à $RMS = 10$ nm. Nous nous plaçons donc dans des conditions non-optimales. Ainsi, dans le but d'optimiser le dopage nous avons défini une pression de croissance supérieure à 125 Torr et un minimum de débit en TMGa à 20 sccm. Ces conditions permettent de maximiser l'incorporation de Si tout en réduisant celle de C, ce dernier étant responsable de la compensation de notre dopage. Le respect de ces paramètres couplé à l'application d'un haut débit de silane a facilité l'obtention d'un dopage supérieur à $1.10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et une mobilité à environ $60 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ sur 80 nm d'épaisseur. Il est possible d'améliorer la mobilité des porteurs jusqu'au double de valeur d'après les résultats observés en littérature. Nous supposons que l'utilisation de Triethylgallium (TEGa) en tant que précurseur d'élément III permettrait de réduire davantage la concentration en carbone qui pourrait limiter la mobilité.[78] De même, l'injection d'indium dans la chambre de croissance permet d'améliorer la croissance 2D de la couche fortement dopée en favorisant la diffusion des adatoms ce que nous avons pu observer. Toutefois, la mobilité n'a pas été significativement améliorée mais ce matériau reste prometteur pour de futures études. Aussi, il serait intéressant d'étudier la croissance MOVPE en régime pulsé car la diffusion des atomes et adatoms serait favorisée. [130] A ce stade, l'amélioration du dopage consiste à l'obtention d'une plus haute mobilité de porteur afin de soit réduire davantage R_c soit de réduire l'épaisseur de GaN dopé.

Trois géométries de masque avec des taux d'ouverture différents ont été étudiés pour la reprise de croissance des contacts ohmiques : POWERGAN, POWERGAN V2 et REGAIN. La croissance à 850 °C nous a poussé à choisir les plus grands taux d'ouverture afin de favoriser la sélectivité, l'homogénéité et le contrôle de la vitesse de croissance. Malgré le potentiel de la géométrie POWERGAN V2 (taux d'ouverture à 50 %), les meilleurs résultats sont obtenus avec le masque REGAIN (taux d'ouverture à 80 %). En effet, la vitesse de croissance identique dans chaque motif est très proche de celles mesurées sur les couches de n-GaN du chapitre 2. On assure ainsi le transfert des résultats du chapitre 2 au chapitre 3. La prochaine évolution du masque pourrait tendre vers une géométrie de type PHIL où seul l'espace source-drain est masqué ce qui serait une approche pour le développement d'une technologie de grille *self-align*.

Au cours de cette étude, nous avons aussi mis en avant l'importance du gaz précurseur pour obtenir une reprise de croissance sélective et de relativement bonne qualité (sans amas de matériau). Le changement d'environnement de N_2 à H_2 a ainsi été favorisé. La pression quand a elle n'a pas ou peu d'impact entre 100 et 300 Torr sur la reprise de croissance sélective sur les masques avec un grand taux d'ouverture.

Le chapitre 2 et 3 présentaient séparément l'optimisation du dopage n-GaN et de la SAG à 850 °C. Le chapitre 4 est l'application de leurs résultats aux contacts ohmiques dans un premier temps sur saphir afin d'approuver cette technologie. De faibles résistances de contact sont extraites à $R_c = 0,26 \Omega.mm$ et $R_c = 0,16 \Omega.mm$ sur les masques POWERGAN V2 et REGAIN sans l'aide d'une étape de recuit des métaux. Ces résultats présentent une nette amélioration comparée au procédé classique obtenant au mieux $R_c = 0,3 \Omega.mm$. Nous avons pu mettre en évidence l'intérêt de métal Ti en contact avec le n-GaN comparé au molybdène bien que leur travail de sortie soit proche. Aussi, le recul du métal L doit être minimisé pour réduire le parcours des électrons tout en respectant une marge afin d'éviter le

chevauchement du métal sur la barrière en raison de l'incertitude de la technique de photolithographie. Dans le cas contraire, la résistance de contact augmente. Enfin nous avons identifié que $R_{\text{interface}}$ est le facteur limitant de la résistance de contact bien que l'interface du n-GaN et du canal ait été observé au STEM. Nous avons attribué ce résultat à l'hétérostructure non optimisée sur saphir.

La reprise de croissance des contacts ohmiques sur l'échantillon SiC s'est avérée concluante puisque qu'un minimum à $R_{\text{interface}} = 0,02 \Omega \cdot \text{mm}$ est atteint. La plus faible résistance de contact est ainsi extraite à $R_c = 0,06 \Omega \cdot \text{mm}$ ce qui représente l'état des contacts ohmiques avec reprise de croissance (Figure c.1). Nous avons montré l'intérêt de cette technologie durant l'étude du régime statique de transistor à un doigt de grille $1 \times 100 \times 0,1 \mu\text{m}^2$ avec l'augmentation du courant de saturation et de la transconductance maximale. Les maximums $I_{\text{dss}} = 1,5 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ et $g_{\text{m,max}} = 670 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$ sont obtenus sur une topologie avec un espace source-grille $L_{\text{sg}} = 400 \text{ nm}$ ce qui démontre l'intérêt de réduire les dimensions du transistor.

La topologie NT26G présente les meilleures performances grâce à la reprise de croissance des contacts ohmiques et à la réduction des dimensions source-drain ($L_{\text{sd}} = 1,3 \mu\text{m}$). L'étude en régime pulsé révèle un maximum de courant à presque $2 \text{ A} \cdot \text{mm}^{-1}$ lorsqu'un potentiel $V_{\text{gs}} = +1 \text{ V}$ est appliqué. De plus, les caractéristiques de transfert permettent d'extraire un maximum de transconductance à $914 \text{ mS} \cdot \text{mm}^{-1}$. L'analyse en régime petit signal a permis de mettre en évidence l'augmentation des fréquences de coupures du gain en courant f_t et du gain en puissance f_{max} d'un total de 42% et 36% respectivement par rapport à la référence (contact ohmique standard et $L_{\text{sd}} = 2,4 \mu\text{m}$). De ce fait les valeurs extraites sont de $f_t = 92 \text{ GHz}$ et $f_{\text{max}} = 190 \text{ GHz}$. L'analyse des paramètres intrinsèques au transistor révèle que ces valeurs augmentent à $f_t = 105 \text{ GHz}$ et $f_{\text{max}} = 305 \text{ GHz}$. Le transistor NT26G présente une augmentation du rendement de puissance ajoutée (PAE) à 48% associée à $9,7 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1}$ pour un fonctionnement à 40 GHz et à $V_{\text{DS}} = 30 \text{ V}$. Ce résultat correspond à une augmentation de 12 points de PAE et de plus du double de P_{out} par rapport au transistor avec contacts ohmiques standard et des dimensions plus grandes. Le transistor NT26G présente aussi un maximum de PAE à 54% associé à $P_{\text{out}} = 3,8 \text{ W} \cdot \text{mm}^{-1}$ pour un fonctionnement à 40 GHz et $V_{\text{DS}} = 15 \text{ V}$.

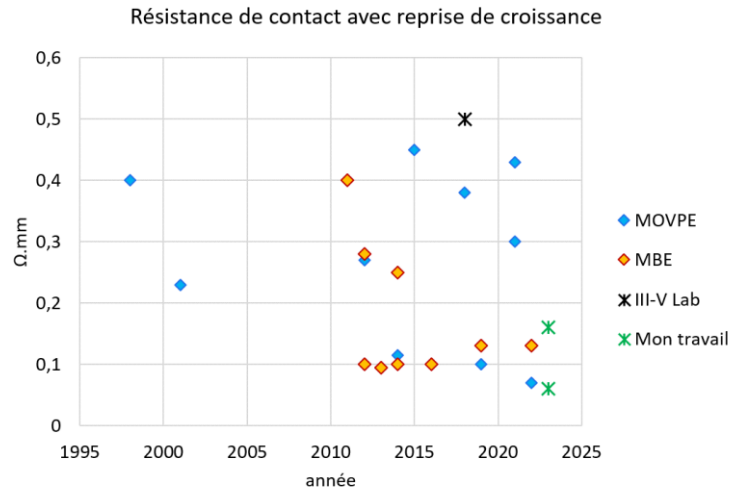


Figure c.1. Comparaison de R_c du III-V Lab avec un recuit des contacts ohmiques et R_c avec reprise de croissance par MBE et MOVPE de contacts non-alliés en littérature et dans ce travail. Les valeurs correspondent à celles du Tableau 1.5.

Ce travail a donc permis le développement de la reprise de croissance des contacts ohmiques en phase vapeur à 850 °C. Nous montrons la possibilité d'appliquer cette technique à d'autres hétérostructures sans la nécessité de croître à plus haute température. De plus, nous montrons la très grande homogénéité de cette technique sur un échantillon 4 pouces.

De plus amples études sur les performances hyperfréquences et de puissance sont à entreprendre afin de présenter des résultats plus précis. En effet, ces études ont été réalisées sur un nombre limité de composant. Par ailleurs, les transistors à 4 doigts de grilles ou plus n'ont pas encore été analysés. Aussi, il serait intéressant d'analyser les performances à diverses fréquences de fonctionnement pour confirmer l'intérêt de cette étude, notamment des résultats à 94 GHz serait un plus puisqu'il s'agit d'une fenêtre atmosphérique où l'absorption des ondes est minimale. Il est possible que les performances du transistor à 94 GHz ne soient pas satisfaisantes en raison de la proximité à la fréquence de coupure du gain en courant f_t mesurée. De ce fait, d'autres aspects de la conception du transistor peuvent être envisagés tel que l'augmentation des fréquences de coupures grâce à des longueurs de grille plus petites. En effet, nous utilisons actuellement une dimension $L_g = 100$ nm qui pourrait bénéficier d'une réduction jusqu'à 50 nm tout en limitant les effets de canaux courts. La dimension L_g a un rôle majeur sur les fréquences de coupures, il est pertinent de s'y intéresser pour l'augmentation de la fréquence de fonctionnement. Un second point d'amélioration concerne l'hétérostructure et la densité de porteur dans le canal. En effet, de nouvelles structures font leur apparition en littérature telles que des barrières à base de Scandium ou les multicanaux de 2DEG. Ces nouvelles structures permettent d'accroître la densité de porteur dans le canal de conduction et par extension les performances de puissance du transistor.

Annexe 1 - Décapage

La croissance sous N₂ est non sélective : des dépôts de matériaux sont observés sur toute la surface du masque et sur ses flancs. Cette observation est faite sur le masque POWERGAN et le masque POWERGAN V2. On n'observe pas d'impact du masque. Toutefois, la rugosité est relativement faible (<10 nm) et l'épaisseur de reprise de croissance est homogène dans tous les motifs ce qui pourrait être une solution dans la croissance de contact ohmique indépendamment de la géométrie du masque solide. L'équipe de Qie *et al.* ont délibérément réalisé une reprise de croissance non-sélective afin de réduire les phénomènes de surépaisseur au voisinage du masque. [73] Ils retirent ensuite les dépôts par gravure chimique au TMAH et le masque de SiO₂ est retiré par une solution de BOE. Le TMAH est connu pour graver latéralement le GaN et l'AlGaN ce qui risque de se produire sur nos échantillons au niveau de la reprise de croissance car celle-ci est très rugueuse avec une morphologie 3D. [106] Par ailleurs, le retrait par *lift-off* ne fonctionne pas puisque le masque diélectrique n'est exposé en aucun point de l'échantillon. Nous avons décidé de réaliser une gravure plasma CL₂/Ar des dépôts puis de retirer le masque de SiO₂ par un traitement BOE.

L'échantillon TS949 est pris pour faire un essai de décapage. Une reprise de croissance à 850 °C sous N₂ a été réalisée sur cette échantillon structuré avec le masque POWERGAN. Les débits de TMGa, NH₃ et SiH₃ étaient respectivement de 20 sccm, 15 L.min⁻¹ et 0,12 μmol.min⁻¹. La gravure plasma ne doit être appliquée que dans les régions masquées de sorte à ne pas exposer le n-GaN. Pour ce faire, les régions de reprise de croissance sont protégées par une résine déposée par centrifugation. Les régions de décapage sont définies par une étape de photolithographie via un masque dessiné pour cette étape. Il consiste en l'inverse du niveau de contact ohmique du masque POWERGAN. De plus, un décalage est ajouté par rapport aux régions de reprise de croissance de sorte à laisser une marge. Des décalages de 300 nm et 600 nm sont réalisés au nord et au sud de l'échantillon. Un lubrifiant fomblin qui permet d'évacuer la chaleur est ajouté en face arrière de l'échantillon en prévision d'une polymérisation de la résine dans ces régions. La gravure CL₂/Ar est appliqué dans le bâti ICP-RIE en supposant que l'épaisseur des dépôts soit d'au moins 50 nm. L'échantillon est ensuite nettoyé pour retirer la fomblin et pour retirer la résine. Le masque de SiO₂ est enfin retiré par traitement BOE.

Des observation MEB révèle que l'étape de gravure a retiré toute l'épaisseur de dépôt dans les régions ouvertes par l'étape de lithographie. Les décalages de 300 et 600 nm ont été respectés sur tous les motifs observés. L'observation MEB après le retrait du SiO₂ montre que les dépôts qui n'ont pas été enlevés tiennent en suspension grâce à un « pied » qui relie à la reprise de croissance. Le diélectrique qui était présent sous les dépôts a été retiré sans qu'un procédé *lift-off* n'ait lieu. L'échantillon a été nettoyé à l'acétone puis il a été rincé au pistolet acétone sous pression avant d'être finalement nettoyé à l'IPA. Les dépôts n'ont pas été entièrement retirés. Ce procédé ne permet pas l'intégration dans la fabrication actuelle des composants dans une optique de montée en fréquence. En effet, leur taille limite la réduction des dimensions. La largeur des dépôts peut être réduit mais la précision est limitée par la machine stepper. Dans le cas où on arriverait à réduire le reste des dépôts à la plus petite dimension, alors le contact avec le n-GaN à l'interface avec la structure HEMT est une

inconnue dans la réduction de résistance des contacts ohmique puisque les dépôts rejoignent la reppe de croissance.

Des contacts ohmiques ont été développés sur cette échantillon avec le dépôt de métaux non-alliés Ti/Au. La résistance à l'interface avec le métal est très élevée avec une moyenne à $0,6 \Omega \cdot \text{mm}$ et une résistivité de feuille en moyenne à $440 \Omega/\square$. On suppose que le niveau de dopage visé ($6 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) n'est pas assez élevé pour suffisamment réduire la résistance de notre matériau. Les résistances totales des structures TLM V02 sont ainsi supérieures à $1 \Omega \cdot \text{mm}$.

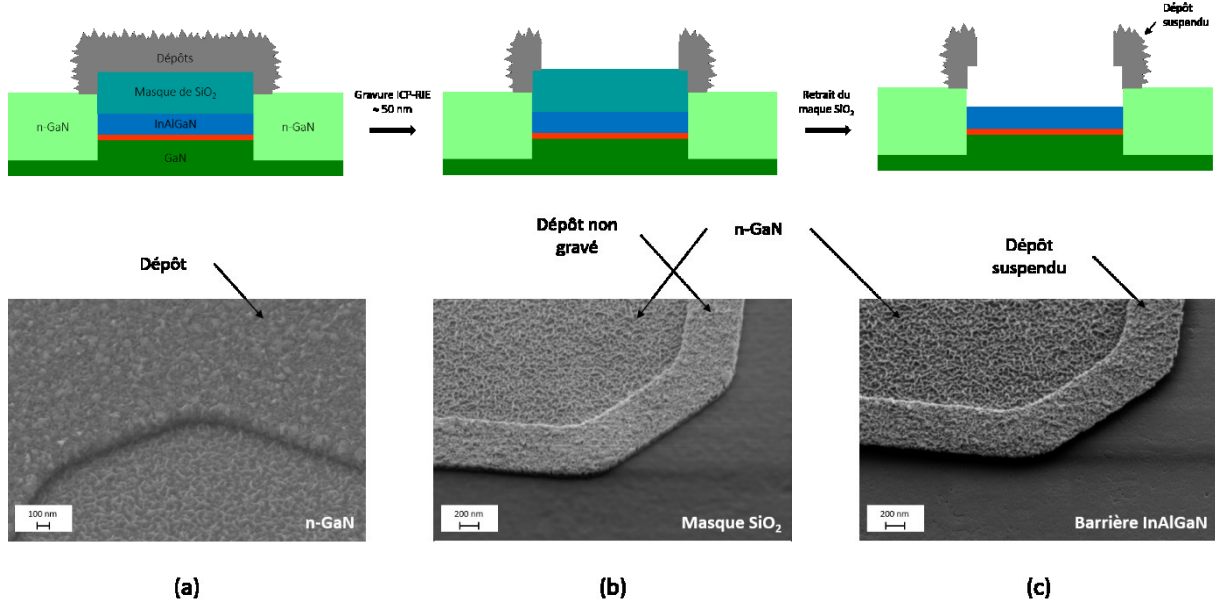


Figure a.1. Etapes du procédé de décapage et images MEB associées sur l'échantillon TS1949. (a) Reprise de croissance non-sélective, (b) décapage et (c) retrait du masque SiO_2 .

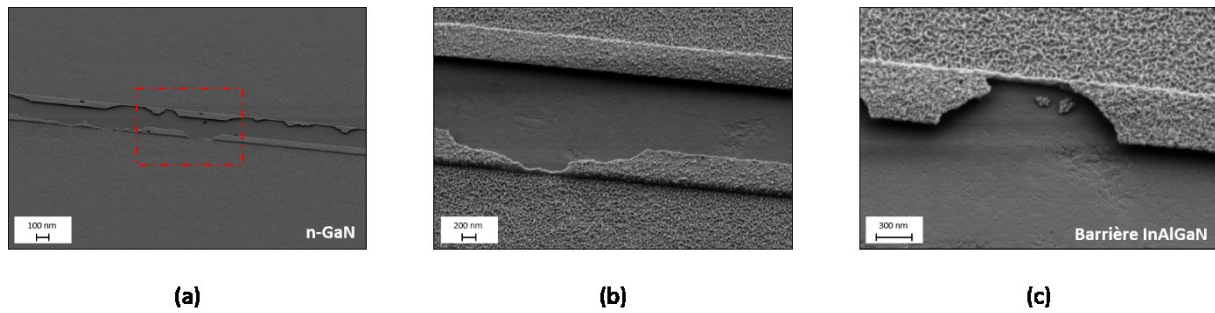


Figure a.2. Images MEB dans un espace source-drain après nettoyage acétone et rinçage au pistolet acétone sous pression. L'encadré rouge correspond aux images (b) et (c).

Annexe 2 – Etudes statiques des transistors à deux doigts de grille

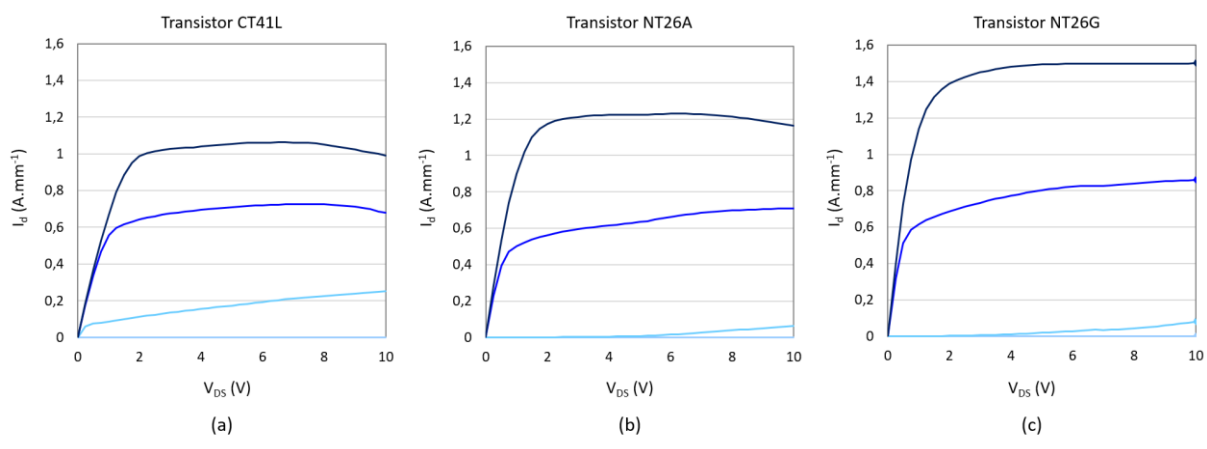
L'étude des performances hyperfréquences des transistors a nécessité l'évaluation du maximum de transconductance pour l'extraction des fréquences de coupure. De ce fait, les transistors (Tableau a.1) ont préalablement été étudiés en régime statique. La Figure a.3 correspond à la caractéristique I_d-V_{DS} des transistors pour des tensions de grille allant de -3 V à 0 V avec un pas de +1 V. La caractéristique de transfert (I_d-V_{gs}) est présentée dans la Figure a.4 pour en tension de drain $V_{ds} = 4$ V. Les résultats du régime statique sont regroupés dans le Tableau a.2.

	Transistors	Reprise de croissance	L_g nm	L_{sg} μm	L_{gd} μm	recul du métal L nm
TS1096	CT40L	Non	100	0,8	1,5	-
TS1487	NT26A	Oui	100	0,8	1,5	400
	NT26G	Oui	100	0,2	1	400

Tableau a.1. *Topologies des transistors.*

	Transistors	$I_{d,max}$ A.mm^{-1}	R_{ON} $\Omega.\text{mm}$	$g_{m,max}$ mS.mm^{-1}	V_{th} V
TS1096	CT40L	1,5	1,4	748	-2
TS1487	NT26A	1,3	0,9	558	-2
	NT26G	1,1	914	914	-2,3

Tableau a.2. *Caractéristiques électriques des transistors en régime statiques.*



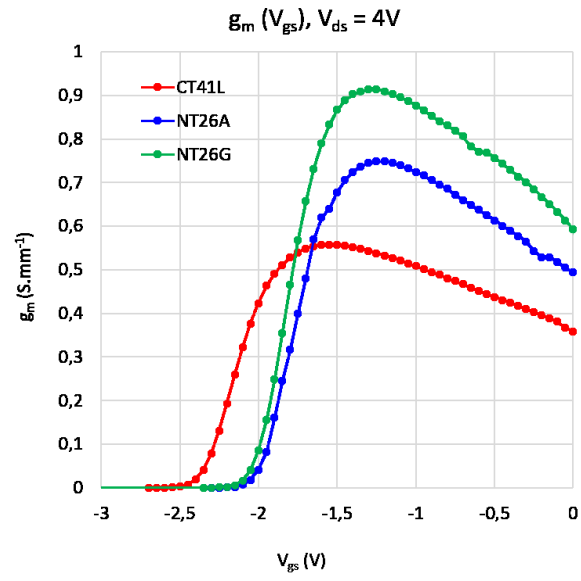


Figure a.4. Evolution de la transconductance g_m des transistors CT41L, NT26A et NT26G à $V_{DS} = 4 V$.

Bibliographie

- [1] E. Dogmus, S. Sevil, and P. Chiu, "From Technologies to Markets GaN RF Market: Applications, Players, Technology and Substrates 2021," 2021. [Online]. Available: www.yole.fr
- [2] M. Ueno, M. Yoshida, A. Onodera, O. Shimomura, and K. Takemura, "Stability of the wurtzite-type structure under high pressure: GaN and InN," *Phys Rev B*, vol. 49, no. 1, pp. 14–21, 1994.
- [3] B. Daudin *et al.*, "Growth of zinc-blende GaN on muscovite mica by molecular beam epitaxy," *Nanotechnology*, vol. 32, no. 2, Jan. 2021, doi: 10.1088/1361-6528/abb6a5.
- [4] K. Miwa and A. Fukumoto, "First-principles calculation of the structural, electronic, and vibrational properties of gallium nitride and aluminum nitride," *Phys Rev B*, vol. 48, no. 11, pp. 7897–7902, 1993, doi: 10.1103/PhysRevB.48.7897.
- [5] A. Zoroddu, F. Bernardini, P. Ruggerone, and V. Fiorentini, "First-principles prediction of structure, energetics, formation enthalpy, elastic constants, polarization, and piezoelectric constants of AlN, GaN, and InN: Comparison of local and gradient-corrected density-functional theory," *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys*, vol. 64, no. 4, pp. 1–6, 2001, doi: 10.1103/PhysRevB.64.045208.
- [6] M. Goano, E. Bellotti, E. Ghillino, C. Garetto, G. Ghione, and K. F. Brennan, "Band structure nonlocal pseudopotential calculation of the III-nitride wurtzite phase materials system. Part II. Ternary alloys $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$," *J Appl Phys*, vol. 88, no. 11, pp. 6476–6482, 2000, doi: 10.1063/1.1309047.
- [7] D. Fritsch, H. Schmidt, and M. Grundmann, "Band-structure pseudopotential calculation of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN," *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys*, vol. 67, no. 23, Jun. 2003, doi: 10.1103/PhysRevB.67.235205.
- [8] F. C. Hsiao, C. T. Liang, Y. C. Chang, and J. M. Dallesasse, "Effective bond-orbital model of III-nitride wurtzite structures based on modified interaction parameters of zinc-blende structures," *Comput Phys Commun*, vol. 252, Jul. 2020, doi: 10.1016/j.cpc.2020.107139.
- [9] Y. Huang *et al.*, "Band gap and band alignment prediction of nitride-based semiconductors using machine learning," *J Mater Chem C Mater*, vol. 7, no. 11, pp. 3238–3245, 2019, doi: 10.1039/c8tc05554h.
- [10] Y. C. Yeo, T. C. Chong, and M. F. Li, "Electronic band structures and effective-mass parameters of wurtzite GaN and InN," *J Appl Phys*, vol. 83, no. 3, pp. 1429–1436, Feb. 1998, doi: 10.1063/1.366847.
- [11] F. Bechstedt and J. Furthmüller, "Do we know the fundamental energy gap of InN?," *J Cryst Growth*, vol. 246, no. 3–4, pp. 315–319, 2002, doi: 10.1016/S0022-0248(02)01756-6.
- [12] Y. Nanishi, Y. Saito, and T. Yamaguchi, "RF-molecular beam epitaxy growth and properties of InN and related alloys," *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, vol. 42, no. 5 A, pp. 2549–2559, 2003, doi: 10.1143/jjap.42.2549.
- [13] P. Rinke, M. Scheffler, A. Qteish, M. Winkelkemper, D. Bimberg, and J. Neugebauer, "Band gap and band parameters of InN and GaN from quasiparticle energy calculations based on exact-exchange density-functional theory," *Appl Phys Lett*, vol. 89, no. 16, pp. 1–4, 2006, doi: 10.1063/1.2364469.

-
- [14] E. F. Schubert, *Light-Emitting Diodes*, 2nd Edition. Cambridge: Cambridge University, 2006.
- [15] S. Chen and G. Wang, "High-field properties of carrier transport in bulk wurtzite GaN: A Monte Carlo perspective," *J Appl Phys*, vol. 103, no. 2, 2008, doi: 10.1063/1.2828003.
- [16] S. K. O'Leary, B. E. Foutz, M. S. Shur, and L. F. Eastman, "The sensitivity of the electron transport within bulk wurtzite indium nitride to variations in the crystal temperature, the doping concentration, and the non-parabolicity coefficient: An updated Monte Carlo analysis," *Journal of Materials Science: Materials in Electronics*, vol. 21, no. 3, pp. 218–230, 2010, doi: 10.1007/s10854-009-9896-1.
- [17] M. Illegems and H. C. Montgomery, "Electrical properties of n-type vapor-grown gallium nitride," *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, vol. 34, no. 5, pp. 885–895, 1973, doi: 10.1016/S0022-3697(73)80090-3.
- [18] D. W. Jenkins, J. D. Dow, and M.-H. Tsai, "N vacancies in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$," *J Appl Phys*, vol. 72, no. 9, p. 4130, 1992, doi: <https://doi.org/10.1063/1.352220>.
- [19] J. Neugebauer and C. G. van de Walle, "Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN," *Phys Rev B*, vol. 50, no. 11, pp. 8067–8070, 1994, doi: 10.1103/PhysRevB.50.8067.
- [20] C. G. van de Walle, C. Stampfl, and J. Neugebauer, "Theory of doping and defects in III-V nitrides," *J Cryst Growth*, vol. 189–190, pp. 505–510, 1998, doi: 10.1016/S0022-0248(98)00340-6.
- [21] B. Cordero *et al.*, "Covalent radii revisited," *Journal of the Chemical Society. Dalton Transactions*, no. 21, pp. 2832–2838, 2008, doi: 10.1039/b801115j.
- [22] J. L. Lyons, D. Wickramaratne, and C. G. van de Walle, "A first-principles understanding of point defects and impurities in GaN," *J Appl Phys*, vol. 129, no. 11, pp. 1–14, 2021, doi: 10.1063/5.0041506.
- [23] Y. C. Tsai and C. Bayram, "Mitigate self-compensation with high crystal symmetry: A first-principles study of formation and activation of impurities in GaN," *Comput Mater Sci*, vol. 190, no. February, p. 110283, 2021, doi: 10.1016/j.commatsci.2021.110283.
- [24] H. M. Ng, D. Doppalapudi, T. D. Moustakas, N. G. Weimann, and L. F. Eastman, "The role of dislocation scattering in n-type GaN films," *Appl Phys Lett*, vol. 73, no. 6, p. 821, 1998, doi: 10.1063/1.122012.
- [25] S. K. Noh *et al.*, "Doping characteristics of Si-doped n-GaN epilayers grown by low-pressure metal-organic chemical-vapor deposition," *Journal of the Korean Physical Society*, vol. 32, no. 6, p. 851, 1998.
- [26] W. Götz, N. M. Johnson, C. Chen, H. Liu, C. Kuo, and W. Imler, "Activation energies of Si donors in GaN," *Appl Phys Lett*, vol. 68, no. 22, p. 3144, 1996, doi: 10.1063/1.115805.
- [27] W. Götz, R. S. Kern, C. H. Chen, H. Liu, D. A. Steigerwald, and R. M. Fletcher, "Hall-effect characterization of III-V nitride semiconductors for high efficiency light emitting diodes," *Mater Sci Eng B Solid State Mater Adv Technol*, vol. 59, no. 1–3, pp. 211–217, 1999, doi: 10.1016/S0921-5107(98)00393-6.
-

- [28] C. G. van de Walle and J. Neugebauer, "First-principles calculations for defects and impurities: Applications to III-nitrides," *J Appl Phys*, vol. 95, no. 8, pp. 3851–3879, 2004, doi: 10.1063/1.1682673.
- [29] F. Bernardini, V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, "Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides," *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys*, vol. 56, no. 16, pp. R10024–R10027, 1997, doi: 10.1103/PhysRevB.56.R10024.
- [30] A. F. Wright, "Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN," *J Appl Phys*, vol. 82, no. 6, pp. 2833–2839, Sep. 1997, doi: 10.1063/1.366114.
- [31] 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 AlGaIn / GaN heterostructure field effect transistors," *Appl Phys Lett*, vol. 77, no. 2, p. 250, 2000, doi: <https://doi.org/10.1063/1.126940>.
- [32] S. Helkman, S. Keller, Y. Wu, J. S. Speck, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, "Polarization effects in AlGaIn/GaN and GaN/AlGaIn/GaN heterostructures," *J Appl Phys*, vol. 93, no. 12, pp. 10114–10118, 2003, doi: 10.1063/1.1577222.
- [33] M. Gonschorek *et al.*, "Two-dimensional electron gas density in Al_{1-x}In_{Mx}N/AlN/GaN heterostructures (0.03≤x≤0.23)," *J Appl Phys*, vol. 103, no. 9, pp. 1–7, 2008, doi: 10.1063/1.2917290.
- [34] J. G. Kim *et al.*, "Growth of 10 nm-thick AlIn(Ga)N/GaN heterostructure with high electron mobility and low sheet resistance," *Phys Status Solidi B Basic Res*, vol. 254, no. 8, 2017, doi: 10.1002/pssb.201600731.
- [35] W. Wang *et al.*, "Improvement of power performance of GaN HEMT by using quaternary InAlGaIn barrier," *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 6, no. 1, pp. 360–364, 2018, doi: 10.1109/JEDS.2018.2807185.
- [36] H. Morkoç, *Nitride Semiconductor Devices : Principles and Simulation Properties of Group-IV , III-V and II-VI Semiconductors Nitride Semiconductors*. 2008.
- [37] L. Liu and J. H. Edgar, "Substrates for gallium nitride epitaxy," *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 37, no. 3, pp. 61–127, 2002, doi: 10.1016/S0927-796X(02)00008-6.
- [38] D. Y. Chen *et al.*, "Microwave Performance of 'Buffer-Free' GaN-on-SiC High Electron Mobility Transistors," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, no. 6, pp. 828–831, Jun. 2020, doi: 10.1109/LED.2020.2988074.
- [39] S. A. Chevtchenko, E. Cho, F. Brunner, E. Bahat-Treidel, and J. Würfl, "Off-state breakdown and dispersion optimization in AlGaIn/GaN heterojunction field-effect transistors utilizing carbon doped buffer," *Appl Phys Lett*, vol. 100, no. 22, 2012, doi: 10.1063/1.4723719.
- [40] L. Shen *et al.*, "AlGaIn/AlN/GaN high-power microwave HEMT," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 22, no. 10, pp. 457–459, 2001, doi: 10.1109/55.954910.
- [41] A. Teke *et al.*, "The effect of AlN interlayer thicknesses on scattering processes in lattice-matched AlInN/GaN two-dimensional electron gas heterostructures," *New J Phys*, vol. 11, 2009, doi: 10.1088/1367-2630/11/6/063031.

- [42] R. Aubry *et al.*, “ICP-CVD SiN Passivation for High-Power RF InAlGaN/GaN/SiC HEMT,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 37, no. 5, pp. 629–632, 2016, doi: 10.1109/LED.2016.2540164.
- [43] D. S. Lee, X. Gao, S. Guo, D. Kopp, P. Fay, and T. Palacios, “300-GHz InAlN / GaN HEMTs With InGaN Back Barrier,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 32, no. 11, pp. 1525–1527, 2011, doi: 10.1109/LED.2011.2164613.
- [44] K. Harrouche, R. Kabouche, E. Okada, and F. Medjdoub, “High Performance and Highly Robust AlN/GaN HEMTs for Millimeter-Wave Operation,” *IEEE Journal of the Electron Devices Society*, vol. 7, no. November, pp. 1145–1150, 2019, doi: 10.1109/JEDS.2019.2952314.
- [45] Q. Z. Liu *et al.*, “Study of contact formation in AlGaIn/GaN heterostructures,” *Appl Phys Lett*, vol. 71, no. 12, p. 1658, 1997, [Online]. Available: <https://doi.org/10.1063/1.119786>
- [46] P. Altuntas *et al.*, “Power Performance at 40 GHz of AlGaIn/GaN High-Electron Mobility Transistors Grown by Molecular Beam Epitaxy on Si(111) Substrate,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 36, no. 4, pp. 303–305, 2015, doi: 10.1109/LED.2015.2404358.
- [47] S. Riedmüller, C. Steinmann, J. Grünenpütt, F. Scholz, and H. Blanck, “Improvement of Ohmic Contact for InAlGaIn/AlN/GaN HEMTs with Recess Etching,” *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 215, no. 8, pp. 1–5, 2018, doi: 10.1002/pssa.201700456.
- [48] J. Lee *et al.*, “Low resistance Mo/Al/Mo/Au ohmic contact scheme to InAlN/AlN/GaN heterostructure,” *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 208, no. 7, pp. 1538–1540, 2011, doi: 10.1002/pssa.201001096.
- [49] J. Bergsten *et al.*, “Low resistive Au-free, Ta-based, recessed ohmic contacts to InAlN/AlN/GaN heterostructures,” *Semicond Sci Technol*, vol. 30, no. 10, Sep. 2015, doi: 10.1088/0268-1242/30/10/105034.
- [50] Y. Kumazaki, S. Ozaki, N. Okamoto, N. Hara, and T. Ohki, “Low-Resistance and Low-Thermal-Budget Ohmic Contact by Introducing Periodic Microstructures for AlGaIn/AlN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans Electron Devices*, vol. 69, no. 6, pp. 3073–3078, 2022, doi: 10.1109/TED.2022.3169728.
- [51] Y. Irokawa, O. Fujishima, T. Kachi, and Y. Nakano, “Electrical activation characteristics of silicon-implanted GaN,” *J Appl Phys*, vol. 97, no. 8, Apr. 2005, doi: 10.1063/1.1863458.
- [52] S. J. Pearton, C. B. Vartuli, J. C. Zolper, C. Yuan, and R. A. Stall, “Ion implantation doping and isolation of GaN,” *Appl Phys Lett*, vol. 67, no. 10, pp. 1435–1437, 1995, doi: 10.1063/1.114518.
- [53] M. A. Kozubal, P. Karolina, T. Andrzej, K. Renata, S. Iwona, and K. Eliana, “Ohmic contact formation to GaN by Si⁺ implantation doping: Retarding layer, implantation fluence, encapsulation, and activation annealing temperature studies,” *Mater Sci Semicond Process*, vol. 122, no. June 2020, pp. 1–9, 2021, doi: 10.1016/j.mssp.2020.105491.
- [54] M. A. Kozubal, P. Karolina, T. Andrzej, K. Renata, M. Monika, and E. Kamińska, “Ohmic contact formation to GaN by Ge⁺ implantation doping: Implantation fluence and encapsulation layer studies,” *Mater Sci Semicond Process*, vol. 146, no. December 2021, 2022, doi: 10.1016/j.mssp.2022.106674.

- [55] A. Chanuel *et al.*, “Breakdown Mechanism of AlGaIn/GaN HEMT on 200-mm Silicon Substrate With Silicon Implant-Assisted Contacts,” *IEEE Trans Electron Devices*, vol. 69, no. 10, pp. 5530–5535, 2022, doi: 10.1109/TED.2022.3201837.
- [56] N. El Bondry, “Epitaxie d’hétérostructures innovantes pour la montée en fréquence des HEMTs à base de GaN,” Université Côte d’Azur, 2021.
- [57] A. Hickman *et al.*, “High Breakdown Voltage in RF AlN/GaN/AlN Quantum Well HEMTs,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 40, no. 8, pp. 1293–1296, Aug. 2019, doi: 10.1109/LED.2019.2923085.
- [58] J. Guo *et al.*, “Metal-face InAlN/AlN/GaN high electron mobility transistors with regrown ohmic contacts by molecular beam epitaxy,” *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 208, no. 7, pp. 1617–1619, 2011, doi: 10.1002/pssa.201001177.
- [59] J. Guo *et al.*, “MBE-regrown ohmics in InAlN HEMTs with a regrowth interface resistance of 0.05 Ωmm ,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, no. 4, pp. 525–527, 2012, doi: 10.1109/LED.2012.2186116.
- [60] D. S. Lee *et al.*, “317 GHz InAlGaIn/GaN HEMTs with extremely low on-resistance,” *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics*, vol. 10, no. 5, pp. 827–830, 2013, doi: 10.1002/pssc.201200541.
- [61] L. Lugani *et al.*, “N⁺-GaIn grown by ammonia molecular beam epitaxy: Application to regrown contacts,” *Appl Phys Lett*, vol. 105, no. 20, Nov. 2014, doi: 10.1063/1.4902347.
- [62] S. Ganguly, J. Verma, H. Xing, and D. Jena, “Plasma MBE growth conditions of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors on silicon and their device characteristics with epitaxially regrown ohmic contacts,” *Applied Physics Express*, vol. 7, no. 10, 2014, doi: 10.7567/APEX.7.105501.
- [63] B. Song *et al.*, “Ultralow-Leakage AlGaIn/GaN High Electron Mobility Transistors on Si with Non-Alloyed Regrown Ohmic Contacts,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 37, no. 1, pp. 16–19, 2016, doi: 10.1109/LED.2015.2497252.
- [64] P. Murugapandiyam, A. Mohanbabu, V. R. Lakshmi, M. Wasim, and K. M. Sundaram, “Investigation of Quaternary Barrier InAlGaIn/GaN/AlGaIn Double-Heterojunction High-Electron-Mobility Transistors (HEMTs) for High-Speed and High-Power Applications,” *J Electron Mater*, vol. 49, no. 1, pp. 524–529, 2020, doi: 10.1007/s11664-019-07731-4.
- [65] Y. Zhou *et al.*, “High performance millimeter-wave InAlN/GaN HEMT for low voltage RF applications via regrown Ohmic contact with contact ledge structure,” *Appl Phys Lett*, vol. 120, no. 6, p. 062104, Feb. 2022, doi: 10.1063/5.0079359.
- [66] T. Huang, X. Zhu, and K. M. Lau, “Enhancement-mode AlN/GaN MOSHFETs on Si substrate with regrown source/drain by MOCVD,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, no. 8, pp. 1123–1125, 2012, doi: 10.1109/LED.2012.2198911.
- [67] T. Fujiwara, S. Keller, J. S. Speck, S. P. Denbaars, and U. K. Mishra, “Enhancement-mode m-plane AlGaIn/GaN HFETs with regrown n⁺-GaIn contact layer,” *Physica Status Solidi (C) Current Topics in Solid State Physics*, vol. 9, no. 3–4, pp. 891–893, 2012, doi: 10.1002/pssc.201100419.
- [68] A. Suzuki *et al.*, “Extremely low on-resistance Enhancement-mode GaN-based HFET using Ge-doped regrowth technique,” in *IEEE, IEDM*, 2014, pp. 275–278.

- [69] H. Y. Guo *et al.*, "High-Frequency AlGaN/GaN High-Electron-Mobility Transistors with Regrown Ohmic Contacts by Metal-Organic Chemical Vapor Deposition," *Chinese Physics Letters*, vol. 32, no. 11, pp. 9–12, 2015, doi: 10.1088/0256-307X/32/11/118501.
- [70] W. Wojtasiak *et al.*, "AlGaN/GaN high electron mobility transistors on semi-insulating Ammono-GaN substrates with regrown ohmic contacts," *Micromachines (Basel)*, vol. 9, no. 11, pp. 1–14, 2018, doi: 10.3390/mi9110546.
- [71] S. Leone *et al.*, "Optimization of Metal-Organic Chemical Vapor Deposition Regrown n-GaN," *Phys Status Solidi B Basic Res*, vol. 1900436, 2019, doi: 10.1002/pssb.201900436.
- [72] H. Cakmak, M. Ozturk, E. Ozbay, and B. Imer, "Nonalloyed Ohmic Contacts in AlGaN/GaN HEMTs with MOCVD Regrowth of InGaN for Ka-Band Applications," *IEEE Trans Electron Devices*, vol. 68, no. 3, pp. 1006–1010, 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3050740.
- [73] H. Qie *et al.*, "Selective area epitaxy of degenerate n-GaN for HEMT ohmic contact by MOCVD," *Appl Phys Lett*, vol. 121, no. 21, Nov. 2022, doi: 10.1063/5.0129997.
- [74] L. Zhang *et al.*, "Optimization of selective-area regrown n-GaN via MOCVD for high-frequency HEMT," *Appl Phys Lett*, vol. 119, no. 26, p. 262104, 2021, doi: 10.1063/5.0077937.
- [75]. M Manasevit and W. I. Simpson, "The Use of Metal-Organics in the Preparation of Semiconductor Materials," *J. Electrochem. Soc*, vol. 116, no. 12, p. 1725, 1969.
- [76] J.-P. Duchemin, "Low-Pressure MOVPE: The time of the pioneers," *J Cryst Growth*, vol. 601, Jan. 2023, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2022.126939.
- [77] Z. Ye *et al.*, "Ammonia decomposition and reaction by high-resolution mass spectrometry for group III – Nitride epitaxial growth," *J Cryst Growth*, vol. 516, pp. 63–66, Jun. 2019, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2019.03.025.
- [78] G. B. Stringfellow, *Organometallic vapor-phase epitaxy : Theory and practice*. 1989.
- [79] "Reflectance measurements for real-time optical control of epitaxial growth."
- [80] P. Gamarra, "Etude de Composés Semiconducteurs III-N à Forte Teneur en Indium. Application à l'Optimisation des Hétérostructures pour Transistors à Effet de Champ Piézo-électriques (HEMT)," 2012.
- [81] T. Huang, X. Zhu, and K. M. Lau, "High-performance AlN/GaN MOSHEMTs with regrown ohmic contacts by MOCVD," *ICSICT 2012 - 2012 IEEE 11th International Conference on Solid-State and Integrated Circuit Technology, Proceedings*, no. 111, pp. 1–3, 2012, doi: 10.1109/ICSICT.2012.6467624.
- [82] A. Y. C. Yu, "Electron tunneling and contact resistance of metal-silicon contact barriers," *Solid State Electronics*, vol. 13, no. 2, pp. 239–247, 1970, doi: 10.1016/0038-1101(70)90056-0.
- [83] Y. C. Chang, Y. K. Fang, and S. M. Sze, "SPECIFIC CONTACT RESISTANCE OF METAL-SEMICONDUCTOR BARRIERS," Pergamon Press, 1971.
- [84] T. C. Shen, "Recent developments in ohmic contacts for III–V compound semiconductors," *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 10, no. 5, p. 2113, Sep. 1992, doi: 10.1116/1.586179.

- [85] T. Markurt *et al.*, "Blocking growth by an electrically active subsurface layer: The effect of si as an antisurfactant in the growth of GaN," *Phys Rev Lett*, vol. 110, no. 3, Jan. 2013, doi: 10.1103/PhysRevLett.110.036103.
- [86] L. Konczewicz *et al.*, "Electrical transport properties of highly doped N-type GaN materials," *Semicond Sci Technol*, vol. 37, no. 5, 2022, doi: 10.1088/1361-6641/ac5e01.
- [87] J. N. Baker, P. C. Bowes, J. S. Harris, R. Collazo, Z. Sitar, and D. L. Irving, "Complexes and compensation in degenerately donor doped GaN," *Appl Phys Lett*, vol. 117, no. 10, Sep. 2020, doi: 10.1063/5.0013988.
- [88] F. Afroz Faria *et al.*, "Ultra-low resistance ohmic contacts to GaN with high Si doping concentrations grown by molecular beam epitaxy," *Appl Phys Lett*, vol. 101, no. 3, Jul. 2012, doi: 10.1063/1.4738768.
- [89] K. Shinohara *et al.*, "Self-aligned-gate GaN-HEMTs with heavily-doped n+-GaN ohmic contacts to 2DEG," in *Technical Digest - International Electron Devices Meeting, IEDM*, 2012. doi: 10.1109/IEDM.2012.6479113.
- [90] T. Matsuoka, "Progress in nitride semiconductors from GaN to InN - MOVPE growth and characteristics," *Superlattices Microstruct*, vol. 37, no. 1, pp. 19–32, Jan. 2005, doi: 10.1016/j.spmi.2004.06.003.
- [91] D. Doppalapudi, S. N. Basu, K. F. Ludwig, and T. D. Moustakas, "Phase separation and ordering in InGaN alloys grown by molecular beam epitaxy," *J Appl Phys*, vol. 84, no. 3, pp. 1389–1395, Aug. 1998, doi: 10.1063/1.368251.
- [92] F. A. Ponce *et al.*, "Microstructure and electronic properties of InGaN alloys," in *Physica Status Solidi (B) Basic Research*, Nov. 2003, pp. 273–284. doi: 10.1002/pssb.200303527.
- [93] M. Shimizu, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, "Metalorganic vapor phase epitaxy growth of (In_xGa_{1-x}N/GaN)_n layered structures and reduction of indium droplets," *J Cryst Growth*, vol. 145, no. 1–4, pp. 209–213, 1994, doi: 10.1016/0022-0248(94)91052-9.
- [94] O. Schön, B. Schineller, M. Heuken, and R. Beccard, "Comparison of hydrogen and nitrogen as carrier gas for MOVPE growth of GaN," *J Cryst Growth*, vol. 189–190, pp. 335–339, 1998, doi: 10.1016/S0022-0248(98)00287-5.
- [95] D. D. Koleske, A. E. Wickenden, R. L. Henry, and M. E. Twigg, "Influence of MOVPE growth conditions on carbon and silicon concentrations in GaN," *J Cryst Growth*, vol. 242, no. 1–2, pp. 55–69, 2002, doi: 10.1016/S0022-0248(02)01348-9.
- [96] Wickenden, Koleske, Henry, Gorman, Fatemi, and M. Freitas, "The Influence of OMVPE Growth Pressure on the Morphology, Compensation, and Doping of GaN and Related Alloys," *J Electron Mater*, vol. 29, no. 1, pp. 21–26, 2000, doi: <https://doi-org.ressources-electroniques.univ-lille.fr/10.1007/s11664-000-0088-2>.
- [97] M. Gibbon *et al.*, "Selective-area low-pressure MOCVD of GaInAsP and related materials on planar InP substrates," *Semicond. Sci. Technol*, vol. 8, pp. 998–1010, 1993, doi: 10.1088/0268-1242/8/6/006.
- [98] S. Nakamura, T. Mukai, and M. Senoh, "Si- and Ge-Doped GaN Films Grown with GaN Buffer Layers," *Japanese Journal of Applied Physics To*, vol. 31, p. 2883, 1992.

- [99] I. Halidou, Z. Benzarti, Z. Chine, T. Boufaden, and B. El Jani, "Heavily silicon-doped GaN by MOVPE," *Microelectronics J*, vol. 32, pp. 137–142, 2001, [Online]. Available: www.elsevier.com/locate/mejo
- [100] J. Neugebauer, "Surfactants and antisurfactants on group-III-nitride surfaces," in *Physica Status Solidi C: Conferences*, 2003, pp. 1651–1667. doi: 10.1002/pssc.200303132.
- [101] A. L. Rosa, J. Neugebauer, J. E. Northrup, C. D. Lee, and R. M. Feenstra, "Adsorption and incorporation of silicon at GaN(0001) surfaces," *Appl Phys Lett*, vol. 80, no. 11, pp. 2008–2010, Mar. 2002, doi: 10.1063/1.1452785.
- [102] S. Tanaka, M. Takeuchi, and Y. Aoyagi, "Anti-Surfactant in III-Nitride Epitaxy-Quantum Dot Formation and Dislocation Termination," *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 39, no. 8B, 2000.
- [103] A. L. Rosa and J. Neugebauer, "Understanding Si adsorption on GaN(0001) surfaces using first-principles calculations," *Phys Rev B Condens Matter Mater Phys*, vol. 73, no. 20, 2006, doi: 10.1103/PhysRevB.73.205314.
- [104] M. Copel, M. C. Reuter, E. Kaxiras, and R. M. Tromp, "Surfactants in Epitaxial Growth," vol. 63, no. 6, 1989.
- [105] H. Turski *et al.*, "Role of Metallic Adlayer in Limiting Ge Incorporation into GaN," *Materials*, vol. 15, no. 17, Sep. 2022, doi: 10.3390/ma15175929.
- [106] S. Joglekar, M. Azize, M. Beeler, E. Monroy, and T. Palacios, "Impact of recess etching and surface treatments on ohmic contacts regrown by molecular-beam epitaxy for AlGaIn/GaN high electron mobility transistors," *Appl Phys Lett*, vol. 109, no. 4, pp. 2–6, 2016, doi: 10.1063/1.4959831.
- [107] J. Neugebauer, T. K. Zywietz, M. Scheffler, J. E. Northrup, H. Chen, and R. M. Feenstra, "Adatom Kinetics On and Below the Surface: The Existence of a New Diffusion Channel," *Phys Rev Lett*, vol. 90, no. 5, p. 4, 2003, doi: 10.1103/PhysRevLett.90.056101.
- [108] R. Czernecki *et al.*, "Influence of hydrogen and TMIIn on indium incorporation in MOVPE growth of InGaIn layers," *J Cryst Growth*, vol. 402, pp. 330–336, 2014, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2014.05.027.
- [109] M. Bosi and R. Fornari, "A study of Indium incorporation efficiency in InGaIn grown by MOVPE," *J Cryst Growth*, vol. 265, no. 3–4, pp. 434–439, May 2004, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2004.02.103.
- [110] R. Guillaumet, "Simulation et caractérisation de l'épitaxie sélective en phase vapeur aux organo-métalliques pour la réalisation de circuits photoniques intégrés," 2012.
- [111] N. Dupuis, "Intégration par epitaxie sélective d'un Modulateur Electro-Absorbant et d'un Amplificateur Optique à base de puits quantiques AlGaInAs," 2008.
- [112] C. Lacam, "MOVPE Selective area growth for wavelength modulation of InGaIn/GaN Multi-Quantum Wells," Université Grenoble Alpes, 2022.
- [113] D. Li *et al.*, "Selective etching of GaN polar surface in potassium hydroxide solution studied by x-ray photoelectron spectroscopy," *J Appl Phys*, vol. 90, no. 8, pp. 4219–4223, Oct. 2001, doi: 10.1063/1.1402966.

- [114] S. W. King *et al.*, "Cleaning of AlN and GaN surfaces," *J Appl Phys*, vol. 84, no. 9, pp. 5248–5260, 1998, doi: 10.1063/1.368814.
- [115] M. Stępniaik, M. Wośko, J. Prażmowska-Czajka, A. Stafiniak, D. Przybylski, and R. Paszkiewicz, "Growth uniformity in selective area epitaxy of algan/gan heterostructures for the application in semiconductor devices," *Electronics (Basel)*, vol. 9, no. 12, p. 2129, 2020, doi: 10.3390/electronics9122129.
- [116] D. D. Koleske, A. E. Wickenden, R. L. Henry, M. E. Twigg, J. C. Culbertson, and R. J. Gorman, "Enhanced GaN decomposition in H₂ near atmospheric pressures," *Appl Phys Lett*, vol. 73, no. 14, pp. 2018–2020, 1998, doi: 10.1063/1.122354.
- [117] T. Shioda, M. Sugiyama, Y. Shimogaki, and Y. Nakano, "Selectivity enhancement by hydrogen addition in selective area metal-organic vapor phase epitaxy of GaN and InGaN," *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 207, no. 6, pp. 1375–1378, Jun. 2010, doi: 10.1002/pssa.200983606.
- [118] J. Li *et al.*, "Ultra-low resistance n+GaN contacts for GaN HEMT applications using MOCVD selective area epitaxy in N₂ carrier gas," *AIP Adv*, vol. 12, no. 3, p. 35201, 2022, doi: 10.1063/5.0082345.
- [119] D. E. Eastman, "Photoelectric Work Functions of Transition, Rare-Earth, and Noble Metals," *Physiscal Review B*, 1970, doi: <https://doi-org.ressources-electroniques.univ-lille.fr/10.1103/PhysRevB.2.1>.
- [120] H. Josef, S. Franz K., and W. Heribert, "Work function of metals," in *Springer Tracts in Modern Physics (STMP)*, Berlin: Springer, Berlin, Heidelberg, 1979. doi: <https://doi-org.ressources-electroniques.univ-lille.fr/10.1007/BFb0048919>.
- [121] G. Greco, F. Iucolano, and F. Roccaforte, "Ohmic contacts to Gallium Nitride materials," *Appl Surf Sci*, vol. 383, pp. 324–345, 2016, doi: 10.1016/j.apsusc.2016.04.016.
- [122] B. M. Green *et al.*, "The Effect of Surface Passivation on the Microwave Characteristics of Undoped AlGa_N / GaN HEMT 's," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 21, no. 6, pp. 268–270, 2000.
- [123] P. Altuntas, "Fabrication et caractérisation de dispositifs de type hemt de la filière gan pour des applications de puissance hyperfréquence," Université des sciences et technologies de Lille, 2015.
- [124] V. Rajagopal Reddy, C. K. Ramesh, and C. J. Choi, "Structural and electrical properties of Mo/n-GaN Schottky diodes," *Physica Status Solidi (A) Applications and Materials Science*, vol. 203, no. 3, pp. 622–627, Feb. 2006, doi: 10.1002/pssa.200521313.
- [125] P. M. Solomon, A. Palevski, T. F. Kuech, and M. A. Tischler, "Low Resistance Ohmic Contacts to two-dimensional electron-gas structures by selective MOVPE," 1989.
- [126] S. Datta, F. Assad, and M. S. Lundstrom, "The silicon MOSFET from a transmission viewpoint," 1998.
- [127] M. Rau, J. Lin, D. A. Antoniadis, J. A. Del Alamo, and M. Luisier, "Investigation of Source Starvation in High-Transconductance III-V Quantum-Well MOSFETs," *IEEE Trans Electron Devices*, vol. 66, no. 11, pp. 4698–4705, Nov. 2019, doi: 10.1109/TED.2019.2942724.

- [128] M. V Fischetti *et al.*, "Simulation of Electron Transport in High-Mobility MOSFETs: Density of States Bottleneck and Source Starvation," in *IEEE International Electron Devices Meeting*, 2007. doi: 10.1109/IEDM.2007.4418876.
- [129] T. Ohki *et al.*, "Reliability of GaN HEMTs: Current Status and Future Technology," in *2009 IEEE International Reliability Physics Symposium*, IEEE, 2009, p. 1010. doi: 10.1109/IRPS.2009.5173225.
- [130] N. Hatui *et al.*, "Ultra-high silicon doped N-polar GaN contact layers grown by metal-organic chemical vapor deposition," *Semicond Sci Technol*, vol. 35, no. 9, 2020, doi: 10.1088/1361-6641/ab9727.