



HAL
open science

Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants.

Clémentine Piotrowicz

► To cite this version:

Clémentine Piotrowicz. Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants.. Electronique. Université de Bordeaux, 2024. Français. NNT : 2024BORD0269 . tel-04891063

HAL Id: tel-04891063

<https://theses.hal.science/tel-04891063v1>

Submitted on 16 Jan 2025

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 POUR OBTENIR LE
GRADE DE **DOCTEUR** DE
L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX

ÉCOLE DOCTORALE EDSPI
Electronique

Par Clémentine PIOTROWICZ

**Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT
GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés
physiques et les performances électriques des composants**

Sous la direction de : Nathalie MALBERT

Soutenue le 22/11/2024

Membres du jury :

Daniel ALQUIER (GREMAN Tours) – Professeur, Rapporteur

Dominique PLANSON (AMPERE Lyon) – Professeur, Rapporteur

Loïc THEOLIER (IMS Bordeaux), – Maître de Conférence, Examineur

Philippe GODIGNON (CEA LETI Grenoble), – Professeur, Examineur

Bassem SALEM (LTM Grenoble) – Directeur de recherche CNRS, Examineur – Président

Nathalie MALBERT (IMS Bordeaux) – Professeure, Directrice de thèse

Membre invité:

Blend MOHAMAD (CEA LETI Grenoble), – Ingénieur docteur, Encadrant de thèse

*« La connaissance s'acquiert par l'expérience,
tout le reste n'est que de l'information. »*

Albert Einstein

Table des matières

TABLE DES MATIERES	III
INTRODUCTION GENERALE	VI
ABBREVIATION	VIII
REMERCIEMENTS	X
Chapitre 1: Introduction au MOS-HEMT GaN de puissance	0
I. Contexte général	0
1. Contexte historique : du premier transistor à nos jours	0
2. L'électronique de puissance : un marché en plein essor	1
II. Des propriétés physiques des matériaux III-N au MOS-HEMT GaN de puissance	4
1. La structure cristalline et ses propriétés.....	4
2. L'hétérostructure AlGa _N /Ga _N	11
3. Les différentes architectures de transistors Ga _N de puissance	15
III. Le MOS-HEMT de puissance développée au LETI	18
1. Architecture et procédé technologique du MOS-HEMT	18
2. Fonctionnement du MOS-HEMT	27
3. Enjeux actuels du MOS-HEMT	32
IV. Conclusion et objectifs de la thèse.....	40
Chapitre 2 : Caractérisation électrique et modélisation du gaz d'électrons 2D de l'hétérostructure AlGa_N/Al_N/Ga_N en vue de son optimisation.....	42
I. Les méthodes de caractérisation	42
1. La structure de type Van der Pauw	42
2. La mesure du courant	43
3. La mesure de la capacité.....	44
4. Extraction de la mobilité par la méthode Split-CV	47
II. Introduction aux simulations 1D : Schrödinger-Poisson et TCAD.....	48
1. Un peu de formalisme	48
2. Les paramètres matériaux	51
3. Eléments d'analyse de la capacité expérimentale à l'aide des simulations.....	52
III. Effets des paramètres technologiques sur les propriétés du gaz d'électrons bidimensionnel .	55
1. Variations technologiques étudiées	55
2. Effet du pourcentage d'aluminium et de l'épaisseur de la barrière AlGa _N	56
3. Effet du dopage de type-p de la « Back-Barrier »	58
4. Effet de l'épaisseur de la couche intermédiaire Al _N : une question de polarisation	61
5. Le dopage de type n de l'AlGa _N : le rôle d'un canal précoce.....	68
6. Conclusion.....	73
Chapitre 3 : Optimisation du 2DEG et compromis R_{ON}/BV : Pourcentages d'aluminium innovants dans la barrière AlGa_N	76
I. Effet de fractions molaires élevées en aluminium sur les propriétés du 2DEG	76
1. Présentation des variantes technologiques.....	77
2. Caractérisation électrique du 2DEG à 25°C	78
3. Caractérisations électriques du 2DEG en température	82
4. Analyse à fort champ électrique	85
5. Bilan	87
II. Effet des forts taux d'aluminium sur les charges de polarisation	88
1. Détermination des épaisseurs et limitations des mesures double-plateau.....	88
2. Détermination des charges d'interfaces de polarisations.....	91

3.	Validation des charges d'interfaces de polarisation déterminées	92
III.	Bilan sur la résistance R_{ON} et compromis R_{ON}/BV	93
1.	Contribution de la résistance R_{2DEG} sur la résistance R_{ON} totale.....	93
2.	Caractéristiques $I_D(V_D)$ en blocage.....	94
3.	Conclusion.....	95
Chapitre 4: Impact de la gravure et de l'orientation cristallographique du canal de grille sur les performances électriques du MOS-HEMT		96
I.	Procédés de gravure et orientations cristallographiques du canal	96
II.	Mesures des performances en régime linéaire : la mesures $I_{DS}(V_G)$	97
1.	Montage expérimental	97
2.	Résultats et discussions des performances du MOS-HEMT	98
3.	Variabilité des procédés de gravure et performances électriques	101
III.	Méthodologie d'extraction des mobilités des régions des flancs et du fond de la grille.....	105
1.	Présentation de la méthode d'extraction des mobilités	105
2.	Résultats des extractions à 25°C et discussion	107
IV.	Simulations TCAD des transistors.....	111
1.	Reproduction des architectures de grille sous TCAD	112
2.	La simulation physique des MOS-HEMT	113
3.	Validation des résultats expérimentaux par les simulations TCAD	121
V.	Conclusion.....	122
Chapitre 5 : Impact de la profondeur de gravure de la grille sur les performances électriques du MOS-HEMT		124
I.	Variations morphologiques étudiées	124
1.	Présentations des trois profondeurs de gravure	124
2.	Détermination des paramètres morphologiques liés à la gravure	125
II.	Mesures des performances électriques en régime linéaire et en régime bloqué	127
1.	Performances en régime linéaire et détermination du R_{ON} à 25°C et 150°C	127
2.	Performances en blocage à 25°C et 150°C	128
3.	Compromis entre résistance R_{ON} et fuites en régime bloqué	130
III.	Extraction des mobilités du canal de grille à 25°C et 150°C	131
1.	La mobilité du fond de grille (μ_{bottom})	132
2.	La mobilité des flancs (μ_T)	136
3.	Hypothèse d'une dégradation plus marquée des coins de grille	138
4.	Bilan des contributions sur la résistance à l'état passant (R_{ON})	141
IV.	Simulations TCAD de la profondeur de gravure	144
1.	Implémentation des morphologies et des mobilités.....	144
2.	Résultats des simulations TCAD pour les trois morphologies de grille	146
V.	Conclusion et perspectives d'optimisation	147
CONCLUSION GENERALE		i
PERSPECTIVES		iv
PUBLICATIONS		v
REFERENCES.....		vi

Introduction générale

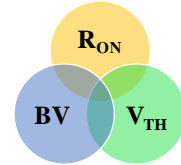
L'électronique de puissance est un domaine clé qui traite de la conversion, du contrôle et de la gestion de l'énergie électrique. Elle trouve des applications dans divers secteurs tels que le transport avec la conversion et la gestion de l'énergie dans les véhicules électriques et hybrides, les énergies renouvelables pour la conversion de l'énergie dans les systèmes solaires photovoltaïques et éoliens, l'électronique grand public avec les adaptateurs secteur, chargeurs rapides pour smartphones et ordinateurs portables mais aussi industriels pour ce qui est de la commande de moteurs, l'alimentation pour l'automatisation industrielle, ou encore dans les centres de données. Le composant fondamental, qui sert principalement en électronique de puissance à commuter des signaux électriques, est le transistor. Les transistors en nitrure de gallium (GaN) présentent plusieurs avantages par rapport aux technologies en silicium (Si) et carbure de silicium (SiC) tels qu'un grand gap (3.4eV) permettant l'application de fortes tensions (forte tension de claquage « BV »), une mobilité électronique supérieure notamment grâce à l'utilisation de l'hétérojonction AlGaN/GaN, permettant des fréquences de commutation plus rapides et une réduction des pertes de conduction. Ainsi, la résistance à l'état passant (R_{ON}) est un paramètre crucial dans les transistors de puissance car une faible valeur de R_{ON} se traduit par une meilleure efficacité énergétique et une dissipation thermique réduite.

Cette thèse se focalise sur le transistor à haute mobilité électronique avec une structure métal-oxyde-semi-conducteur (MOS-HEMT) qui présente plusieurs avantages tels qu'une grille MOS pour réduire les fuites de grille et améliorer la fiabilité, une hétérojonction AlGaN/GaN permettant une réduction des pertes énergétiques et une configuration « normally off » (où le transistor est bloqué sans application d'une tension de grille) qui est cruciale pour des raisons de sécurité et de simplicité dans les circuits de commande (driver). Le développement de transistors GaN MOS-HEMT implique plusieurs compromis tels que la réduction de la taille des composants pour améliorer la densité de puissance sans compromettre la tenue en tension, l'utilisation de dopants pour augmenter la tension de seuil (V_{TH}) sans entraîner une diminution de la densité et de la mobilité des porteurs dans le gaz bidimensionnel (2DEG), et sans dégrader le transport des électrons dans le canal de grille. Les procédés de gravure créent eux aussi des défauts et augmentent la rugosité de surface, dégradant la mobilité des électrons et la stabilité de la tension de seuil. Pour comprendre et optimiser la résistance R_{ON} , il est essentiel de considérer les résistances de contacts (source et drain), la résistance du 2DEG, cette dernière étant liée aux effets de polarisation au sein de l'hétérojonction AlGaN/GaN, et ainsi que les résistances et mobilités du canal impactées par les procédés de gravure de la grille. L'optimisation des transistors GaN repose ainsi sur un équilibre délicat entre performance, compromis (V_{TH} , R_{ON} , BV) et fiabilité, ce qui en fait un domaine de recherche dynamique dans l'électronique de puissance.

L'objectif de cette thèse sera donc d'étudier l'influence de l'architecture MOS-HEMT sur les propriétés physiques et les performances électriques. L'accent est mis sur l'optimisation de la résistance à l'état-passant des transistors (R_{ON}), qui est envisagée dans une perspective globale afin de maintenir les propriétés de blocage (R_{ON}/BV), et le comportement « normally-off » des composants (R_{ON}/V_{TH}). Deux axes majeurs seront étudiés. Le premier concerne la résistance du canal de grille qui dépend de la séquence de gravure, qui elle-même joue sur la morphologie, et sur les mobilités du canal, auxquelles s'ajoute la contribution de la qualité de l'interface diélectrique/GaN. Le second axe porte sur la réduction de la résistance des accès du

transistor, liée aux propriétés de l'hétérojonction AlGa_N/AlN/GaN et aux mécanismes de polarisation à l'origine du gaz d'électrons 2D à l'interface AlN/GaN (2DEG).

Ce manuscrit débutera par le chapitre 1 qui visera à présenter le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse, ainsi que les propriétés du matériau GaN aux transistors. Il sera également abordé les différents régimes de fonctionnement des MOS-HEMT et les enjeux liés à cette technologie. Finalement, une présentation des objectifs détaillés et des différents chapitres sera proposée en fin du chapitre 1.



Abbreviation

- **CEA-LETI** : Commissariat à l'énergie atomique et aux énergies alternatives - Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information
- **IMS** : Intégration du Matériau au Système

GaN : Nitrure de Gallium

HEMT : Transistor à haute mobilité électronique

MOS : Métal oxyde semi-conducteur

NID : Non-intentionnellement dopé

2DEG : Gaz d'électron 2D (ou « *bi-dimensional electron gas* »)

Paramètres matériaux :

BV : Tension de claquage

E_A : Niveau accepteur

E_D : Niveau donneur

E_C : Bande de conduction

E_F : Niveau de fermi

E_G : Energie de bande interdite

E_V : Bande de valence

E_{crit} : Champ critique

N_A : Concentration en accepteur

N_D : Concentration en donneur

P_{SP} : Polarisation spontanée

P_{PZ} : Polarisation piézoélectrique

q : Charge élémentaire (= *e* si on considère la charge élémentaire d'un électron)

x : Fraction molaire d'aluminium

σ_{AlGaN/GaN} : Densité de charge d'interface de polarisation

ΔE_C : La discontinuité de la bande à l'interface barrière/canal.

ε₀ : Permittivité diélectrique du vide

ε_r : Permittivité diélectrique relative

Paramètres électriques :

C_G : Capacité source-grille

I_{DS} ou I_D : Courant de drain

f : Fréquence

V_D : Tension de drain

V_G : Tension de grille

Techniques de fabrication:

ALD: Dépôt de couches atomiques

Paramètres architecturaux :

L_{GS} : Longueur source-grille

L_{GD} : Longueur grille-drain

L_G : Longueur d'ouverture de la grille

L_{G,bot} : Longueur effective de la grille

L_T : Longueur du flanc de grille

L_{sw} : Longueur du coté de grille

L_{corner} : Longueur du coin de grille

RD : Profondeur de gravure

W_G : Largeur de grille

θ : Angle de gravure

Paramètres des performances :

N_{ch} : Densité d'électrons du canal de grille

n_s : Densité d'électrons du 2DEG

R_{ON} : Résistance à l'état ON des transistors

R_{□,i} : Résistance carrée de *i*

R_{2DEG} : Résistance du 2DEG

R_C : Résistance de contact

R_{bottom} : Résistance du fond de grille

R_T : Résistance des flancs de grille

R_{sw} : Résistance du côté de grille

R_{corner} : Résistance du coin de grille

SS : Pente sous le seuil

V_{TH} : Tension de seuil

V_{sat} : Vitesse de saturation

μ_{2DEG} : Mobilité du 2DEG

μ_{bottom} : Mobilité du fond de grille

μ_T : Mobilité du flanc de grille

μ_{sw} : Mobilité du coté de grille

μ_{corner} : Mobilité du coin de grille

Techniques de simulations :

TCAD : La technologie de conception assistée par ordinateur

1DSP : Simulation 1D Poisson-Schrödinger

ALE: Gravure par couche atomique
ICP-RIE: Plasma inductif - Gravure ionique réactive (*“Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching”*)
LPCVD : Dépôt chimique en phase vapeur à basse pression
MOCVD: Le dépôt chimique en phase vapeur à partir de précurseur organométalliques
PECVD: Dépôt chimique en phase vapeur amélioré par plasma

Techniques de mesure matériau :

AFM : Microscope à force atomique
FIB/TEM: Faisceau d'ions focalisés/
Microscopie électronique en transmission
SIMS : Spectrométrie de masse des ions secondaires
STEM : Microscope électronique en transmission à balayage
XRD : Diffraction des rayons X
XRR : Réflectométrie des rayons X

Remerciements

Ce projet de thèse a été riche d'expérience et d'échanges au CEA-Leti. Il n'aurait pas été possible sans l'aide, l'appui et la contribution de plusieurs personnes.

Tout d'abord je remercie les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse. Notamment je remercie Daniel ALQUIER et Dominique PLANSON d'avoir accepté d'être les rapporteurs, merci pour vos commentaires et suggestions. Je remercie également Loïc THEOLIER, Philippe GODIGNON et Bassem SALEM d'avoir examiné cette thèse.

Un grand merci à ma directrice Nathalie MALBERT et à mon encadrant Blend MOHAMAD pour leur soutien tout au long de cette thèse. Vos conseils avisés, votre expertise et votre rigueur scientifique m'ont été d'une aide précieuse. Votre accompagnement m'a permis de développer de nouvelles compétences, de voyager pour présenter mes travaux et de mener à bien ce projet scientifique.

Je remercie plus généralement l'équipe du LAPS pour leur accueil, leur convivialité et leurs précieux conseils. Un grand merci à Cyrille pour ses retours constructifs sur nos travaux scientifiques et pour m'avoir partagé son expérience en matière de publications, afin de bien valoriser les résultats. Je souhaite également exprimer ma reconnaissance à mes collègues de bureau, Julien, Laura et Murielle, avec qui il est toujours agréable d'échanger. Je tiens également à remercier René pour sa patience lors de nos pauses déjeuner à H3, ainsi que Jérôme, Etienne, Romain, Aurélien et Rémi alias le parrain officiel, Cédric, Yann, Véronique. Merci à Stéphane pour son aide précieuse lors de l'acquisition des mesures high-voltage, et à Florent pour les sorties team building et les informations concernant les lots. Je n'oublie pas Charlotte, Max, Evelyne, et tous ceux qui, de près ou de loin, ont contribué à ces travaux et partagé leurs idées et leur expertise. Sans oublier Estelle, dont le soutien administratif a été indispensable au bon déroulement de cette thèse.

J'adresse aussi mes remerciements aux membres du LCEF dont Alexis, Romain et Saliou pour leur disponibilité et leurs expertises lors des mesures électriques. Merci aux graveurs, Simon et Patricia, pour les différentes gravures réalisées dans cette thèse mais principalement pour les discussions autour de cette thématique. Merci à Matthew et Simona pour la réalisation des différentes épitaxies et mesures matériaux, ainsi que pour nos échanges toujours constructifs. Merci à François pour son très utile code Poisson-Schrödinger. Merci également à Marie-Anne, pour m'avoir formé à l'utilisation de TCAD, ton aide a été précieuse.

Je souhaite aussi remercier les thésards, stagiaires et alternants, post-doc du LAPS, qui ont rendu ces années plus sympathiques. Je pense à Florian, Rémi, Vishwajeet, Pedro, Ahmad, Mohammed, Thimothée, Marathon Mohit, Joëlle, Valentin ...

Merci à mes amis et ma famille pour m'avoir toujours soutenue dans mes projets.

Chapitre 1: Introduction au MOS-HEMT GaN de puissance

Ce chapitre vise à présenter le contexte dans lequel s'inscrit cette thèse. Il sera structuré en quatre sections. La première section proposera une introduction générale, retraçant l'évolution historique de l'électronique jusqu'à l'utilisation des transistors GaN pour les applications en électronique de puissance. La seconde section introduira les concepts fondamentaux liés à ces matériaux et expliquera le rôle de l'hétérojonction AlGaIn/GaN, en détaillant les différentes architectures de transistors (« Normally on/off »). La troisième section se concentrera sur l'architecture, les procédés de fabrication et les enjeux spécifiques au transistor GaN de puissance développé au LETI. Enfin, la conclusion abordera les principaux enjeux de cette thèse.

I. Contexte général

1. Contexte historique : du premier transistor à nos jours

En 1947, le premier transistor bipolaire voit le jour dans les laboratoires Bell grâce aux travaux de trois scientifiques : John Bardeen, Walter H. Brattain et William Shockley. Cette invention, révolutionnaire pour l'époque, a été récompensée par le prix Nobel de physique en 1956 [1]. Le transistor bipolaire a remplacé le tube à vide, utilisé jusqu'alors comme amplificateur ou redresseur du courant alternatif, permettant ainsi la miniaturisation des dispositifs, la réduction des pertes énergétiques, et l'augmentation de la fiabilité des circuits et systèmes électroniques. Rapidement, les transistors ont remplacé les tubes à vide et ont été intégrés dans les premiers ordinateurs commercialisables d'IBM. En 1958, le premier circuit intégré, constitué de deux transistors bipolaires, a été inventé par Robert Noyce, qui a déposé son brevet en 1959. Parallèlement, Jack Kilby de Texas Instruments développait également un circuit intégré, ce qui lui valut le prix Nobel de physique en 2000 [2]. L'année 1969 a marqué une révolution dans le domaine de l'informatique avec la conception du premier microprocesseur par Federico Faggin et son équipe chez Intel. En 1975, Gordon E. Moore, cofondateur d'Intel, a prédit le doublement tous les deux ans du nombre de transistors par microprocesseur, selon une loi qui porte encore son nom : la « loi de Moore » [3]. Pour donner un ordre d'idée, en 1971, le microprocesseur d'Intel comptait 2 300 transistors, alors qu'en 2017, le microprocesseur Dual-Core Itanium2 en contenait 1.7 milliard, et ils comptent aujourd'hui plusieurs centaines de milliards de transistors [4].

Ces avancées ont été rendues possibles grâce à des progrès technologiques dans de nombreux domaines, notamment le développement des techniques de lithographie et de croissance des cristaux par la méthode Czochralski en 1918, ainsi que des techniques de caractérisation des composants [5]. En 1957, les techniques de lithographie ont été adaptées aux semi-conducteurs par Andrus. La même année, Frosch et Derrick ont développé les masquages par oxyde, et Sheftal et ses collègues ont inventé l'épitaxie. En 1915, William Lawrence Bragg et son père Sir William Henry Bragg ont reçu le prix Nobel de physique pour leurs travaux sur la structure cristalline du NaCl et d'autres sels par rayonnement X [6]. En 1986, Ernst Ruska a obtenu le prix Nobel de physique pour ses travaux fondamentaux en optique électronique. Ce prix a été partagé avec Gerd Binnig et Heinrich Rohrer pour leurs travaux sur le microscope à effet tunnel (STM) [7]. Le microscope électronique en transmission (TEM) permet d'observer la matière à l'échelle atomique en utilisant un faisceau d'électrons

traversant l'échantillon, tandis que le microscope électronique à balayage (SEM) révèle avec précision le relief d'une surface. En 1938, Manfred von Ardenne a installé des bobines de balayage sur le TEM, inventées par Max Knoll quelques années auparavant, donnant ainsi naissance au premier microscope à balayage par transmission (STEM).

Le développement de nouveaux types de transistors, de plus en plus complexes, a suivi cette révolution technologique. Le transistor bipolaire de 1947 fonctionne grâce à la juxtaposition de jonctions p/n. En revanche, le transistor à effet de champ, inventé en 1928 par J.E. Lilienfeld, fonctionne par l'application d'un champ électrique sur la grille, permettant le passage ou non des porteurs du canal de la source vers le drain. Parmi les variantes les plus connues, on trouve le *Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor* (MOSFET), dont la grille est isolée du canal par un oxyde, le *Metal Semiconductor Field Effect Transistor* (MESFET), le premier à être fabriqué avec des matériaux III-V, et le *High Electron Mobility Transistor* (HEMT), qui utilise une hétérostructure de deux semi-conducteurs de bandes interdites différentes, créant un puits de potentiel à l'interface dans le matériau de plus petit gap [8], [9].

2. L'électronique de puissance : un marché en plein essor

L'électronique de puissance émerge dans les années 1970, suite à l'introduction des premières diodes en 1956 et des thyristors en 1961. Ces nouveaux composants remplacent progressivement les convertisseurs électromécaniques, offrant désormais une conversion d'énergie plus efficace, une capacité de puissance accrue et une compacité améliorée des équipements [10]. Aujourd'hui, de nombreuses applications exploitent les transistors bipolaires à grille isolée (IGBT) (forte puissance et fréquence < 10 kHz) et les MOSFET à super-jonction à base de silicium (fréquence de 10 kHz à des centaines de kHz mais à faible puissance < 10 W) qui sont des composants fondamentaux des systèmes d'électroniques de puissance. Cependant, l'électrification de nos sociétés nécessite une demande croissante en termes de nouveaux systèmes de conversion d'énergie tels que l'illustre le scénario d'augmentation du marché en Figure 1.



Figure 1: Evolution du marché des composants de puissance [11]

Par exemple, les systèmes de conversion d'énergie embarqués à bord des véhicules, comme l'illustre la Figure 2, imposent de fortes contraintes en termes de densité (poids et volume) et de robustesse. Considérons le cas de la voiture électrique (EV). Les convertisseurs
Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants

d'électronique de puissance à haut rendement et à haute densité de puissance jouent un rôle crucial, car ils permettent de réduire le poids global et la taille de la batterie, ainsi que la consommation d'énergie, augmentant ainsi l'autonomie. Ainsi, en fonction de l'application visée deux paramètres sont essentiels : la fréquence d'opération et la puissance de commutation, illustrées sur le graphique ci-dessous en Figure 3.

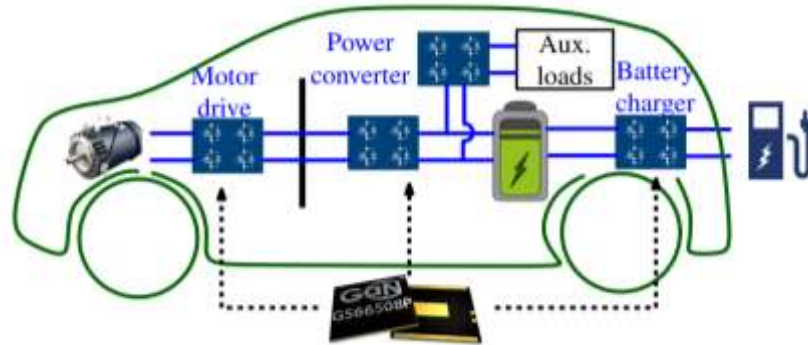


Figure 2: Electronique de puissance au sein d'une voiture électrique [12]

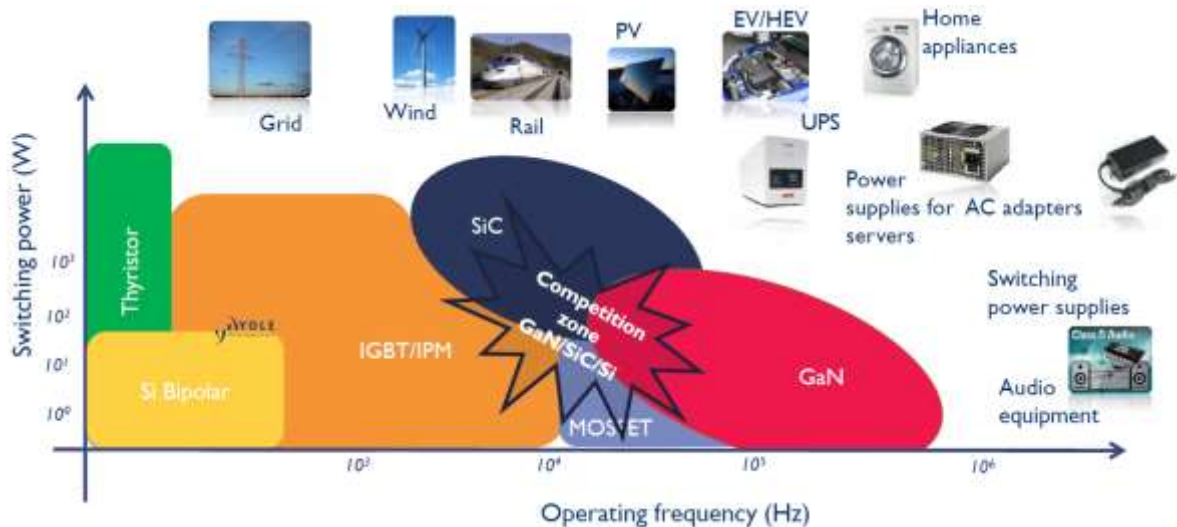


Figure 3: Puissance de commutation en fonction de la fréquence d'opération pour les différentes technologies existantes et les applications visées, tiré de Yole [11]

Les matériaux à grands gaps tels que le GaN (découvert en 1920), et mis en avant grâce aux avancées de Amano et *al.* pour la réalisation d'un matériau GaN aux propriétés électriques et optiques améliorées [13] ou encore le SiC sont des matériaux de choix pour les véhicules électriques, permettant de dépasser les limites imposées par le silicium. Le GaN est plutôt utilisé pour les applications de plus faibles puissances, soit des tensions et courants inférieures à 900V et 150A respectivement, et à forte fréquence de commutation (> MHz) faisant de ce matériau un candidat idéal pour le convertisseur DC/DC et le chargeur embarqué. Le SiC, quant à lui, sera plutôt utilisé pour des applications nécessitant de fortes tensions et forts courants jusqu'à 3.3kV et 800A, comme pour l'entraînement du moteur (motor drive) [12], [14], [15]. Toutefois, dans le cas de certaines applications (exemple du motor drive) pour des tensions faibles à moyennes (<650V), il existe une zone de compétition entre GaN et SiC [16].

Finalement, à l'ère de l'intelligence artificielle, dans un monde de plus en plus connecté et consommateur d'énergie et de ressources, une conscience écologique émerge. La nécessité de comprendre l'impact de nos technologies devient un enjeu primordial [17]. Aujourd'hui des méthodes d'éco-innovation voient le jour pour permettre de mesurer l'impact d'une technologie et ainsi identifier les étapes et matériaux critiques afin de, à terme, les remplacer ou les supprimer [18]. Ces méthodes sont basées sur l'analyse du cycle de vie (ACV) du composant. Cette ACV a pour but de faire l'inventaire des différents impacts du produit depuis l'extraction des matières premières à sa fin de vie et son potentiel recyclage, sur un ensemble de catégories distinctes telles que l'épuisement des ressources, l'acidification, l'oxydation photochimique, etc... comme l'illustre la Figure 5 [19], [20], [21].

Une première étude d'analyse de cycle de vie (ACV) a été réalisée au sein du laboratoire pour évaluer l'impact environnemental des MOS-HEMT GaN fabriqués [22]. Cette ACV s'est concentrée sur les étapes allant de l'extraction des matières premières (principalement en Chine pour le gallium comme l'illustre la Figure 4) à la mise en boîtier des dispositifs.

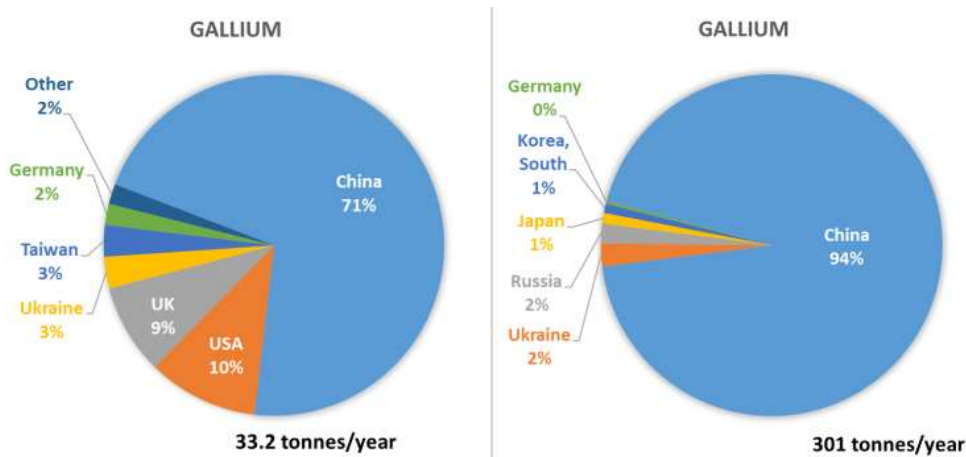


Figure 4: Approvisionnement en gallium de l'UE et production minière mondiale [23]

Les conclusions de cette étude montrent que la fabrication des wafers est extrêmement consommatrice en matériaux et en énergie, nécessitant entre 6 et 67 fois plus de métaux que ceux présents sur le wafer final, ainsi que 194g de produits chimiques, 33L d'eau et 2kWh d'électricité par cm² de wafer traité. La forte consommation d'énergie des procédés et des installations de salles blanches entraîne des impacts environnementaux significatifs sur l'utilisation des ressources, les énergies fossiles, les radiations ionisantes et le changement climatique. Ces impacts varient selon le mix énergétique du lieu de fabrication. En mettant en évidence les étapes les plus impactantes, des solutions peuvent être mises en place pour réduire ces impacts. Par exemple, les émissions de gaz à effet de serre, résultant notamment de l'utilisation de composés fluorés, affectent fortement le changement climatique, mais peuvent être atténuées par des systèmes de récupération et de traitement des émissions. Un matériau ayant un impact conséquent est l'or, dont l'extraction et la faible abondance dans l'écorce terrestre augmentent considérablement les impacts des transistors sur l'épuisement des ressources (métallisation, *bonding*). Pour réduire cet impact, il est envisageable de recourir à des matériaux de substitution, ainsi qu'à un recyclage de l'or au sein des étapes de fabrication.

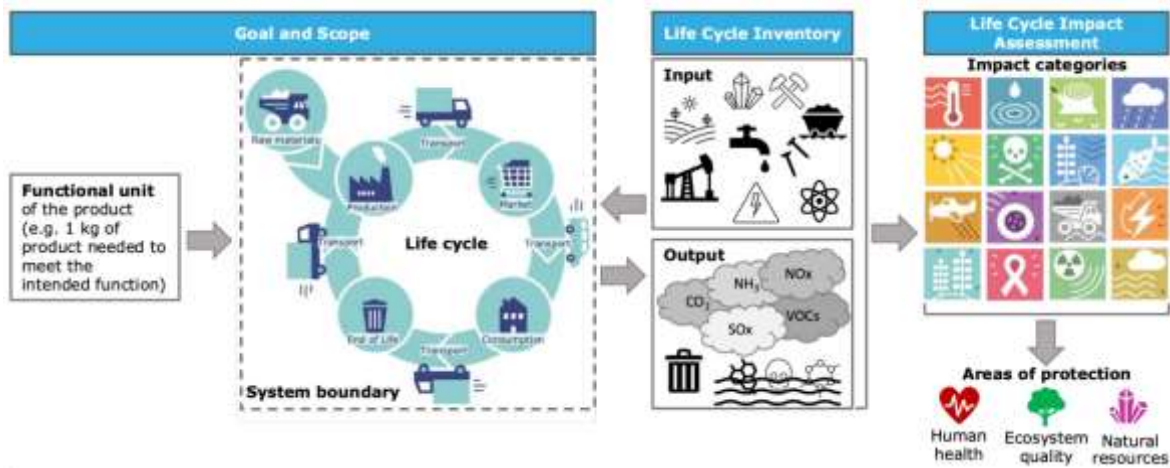


Figure 5: Illustration de la méthode d'ACV telle que présentée par la commission européenne [21]

Le secteur de l'électronique de puissance doit ainsi répondre à des enjeux de plus en plus forts, en lien avec le développement à grande échelle de nouvelles applications telles que le véhicule électrique pour le remplacement de la voiture à combustible fossile [24], les convertisseurs pour les panneaux solaires, les centres de données, etc... L'utilisation de nouveaux matériaux dits à grands gaps permet une augmentation des rendements électriques, ce qui devrait réduire les pertes lors de la conversion et, à grande échelle, contribuer à diminuer la consommation d'énergie [25], [26]. Cependant, cette transition doit répondre à une politique globale de réduction des impacts sur l'ensemble de la chaîne depuis la production, l'utilisation, et jusqu'à la fin de vie. Enfin, pour évaluer de manière rigoureuse les avantages environnementaux des transistors GaN, il serait nécessaire d'inclure dans l'analyse de cycle de vie (ACV) les phases d'utilisation, la durée de vie et la gestion du recyclage. Cette approche permettrait de comparer ces transistors aux différentes technologies existantes, telles que le silicium (Si) et le carbure de silicium (SiC) [27]. Ainsi, il serait possible de mesurer les gains d'efficacité en les mettant en balance avec les consommations énergétiques et matérielles observées lors de la fabrication, afin de déterminer un rendement effectif réel.

II. Des propriétés physiques des matériaux III-N au MOS-HEMT GaN de puissance

Cette section a pour objectif d'introduire les différents types d'architectures des transistors GaN de puissance. Pour cela, les propriétés intrinsèques du matériau de nitrure de gallium (GaN), de nitrure d'aluminium (AlN), ainsi que de l'alliage de nitrure d'aluminium-gallium (AlGaIn) seront présentées. De plus, les propriétés intéressantes de l'hétérostructure AlGaIn/GaN, point commun des composants GaN de puissance, seront également abordées.

1. La structure cristalline et ses propriétés

a. La maille primitive

Le nitrure de gallium (GaN) est formé d'un élément des colonnes III (gallium, $Z=31$) et V (azote, $Z=7$) du tableau de Mendeleïev. Il peut être synthétisé sous trois formes cristallographiques différentes : la forme wurtzite qui est la plus stable d'un point de vue thermodynamique, et représentée en Figure 6, la forme zinc-blende dont la structure est

Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants

composée de deux réseaux cubiques à faces centrées et la forme sel gemme obtenue uniquement à de très hautes pressions supérieures à 50 GPa [28], [29]. La structure de GaN étudiée sera de type würtzite selon des conditions de croissance lente permettant l'équilibre thermodynamique. Dans cette structure, le GaN est organisé en deux réseaux hexagonaux compacts : l'un contenant les nitrures et l'autre contenant les atomes de gallium décalés d'une distance u le long de l'axe c , c'est-à-dire le long de la direction [0001]. Un jeu de 3 paramètres est utilisé pour caractériser les dimensions de ce type de structure hexagonale : le paramètre c_0 correspondant à la hauteur d'une maille primitive, a_0 la largeur de sa base et u_0 le paramètre interne de la maille correspondant à la distance cation-anion le long de l'axe c . En général, ce paramètre u varie de sa valeur idéale $u_0=3/8=0.375$, et pour le GaN $u > u_0$ [30]. Ces paramètres sont déterminés par la Théorie de la Fonctionnelle de Densité (DFT) [31].

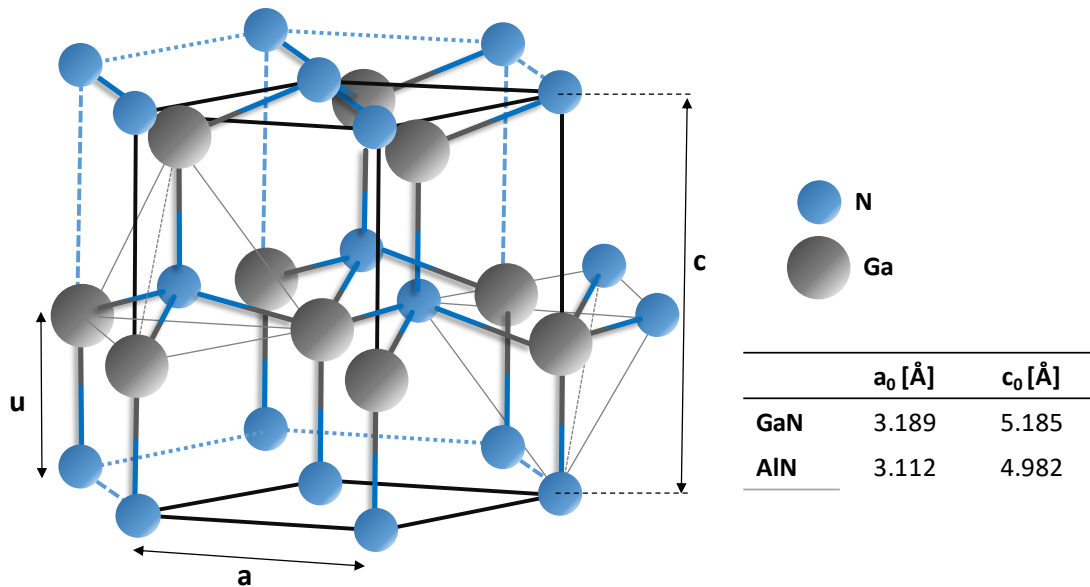


Figure 6: Structure würtzite représentative du matériau GaN, maille primitive en trait plein noir; tableau récapitulatif des paramètres de mailles a_0 et c_0 du GaN et de l'AlN, calculés par [31]

Afin d'atteindre les caractéristiques requises pour nos composants, du nitrure d'aluminium (AlN) ainsi qu'un alliage ternaire d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sont utilisés, où le coefficient x représente la fraction molaire d'aluminium. En fonction de l'électronégativité des atomes en jeu au sein des liaisons du cristal, des variations des paramètres de mailles par rapport à la maille idéale se produisent, modifiant ainsi les propriétés des matériaux.

b. Les propriétés électriques

▪ L'énergie de gap

Le GaN est un matériau à gap direct, c'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction (BC) et le maximum de la bande de valence (BV) sont localisés au centre de la première vallée de la zone de Brillouin (la Γ -vallée), comme représenté sur la Figure 7.

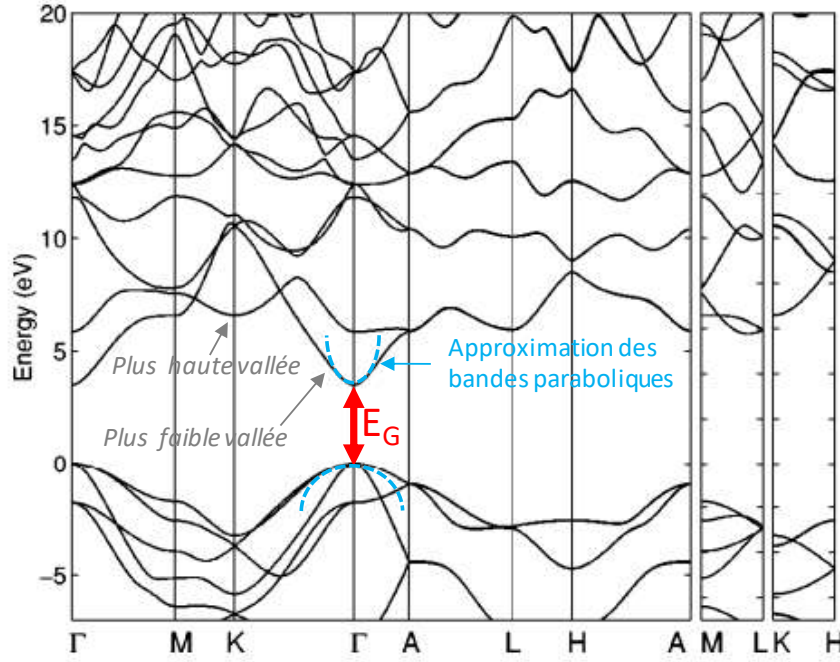


Figure 7: Diagramme k-E du GaN würtzite [32]

Le gap caractérise ainsi l'énergie nécessaire à un atome de la bande de valence pour passer dans la bande de conduction. Cette énergie varie en fonction de la température en raison de la dépendance des paramètres de mailles avec celle-ci, ceux-ci impliquant aussi une modification des interactions au sein du réseau [33], [34]. Cette dépendance est exprimée sous la forme d'un modèle empirique proposée par Varashni [35]:

$$E_G(T) \approx E_G(T = 0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (01)$$

où les coefficients α et β sont respectivement les coefficients de Varashni et de Debye [31]. L'énergie de gap augmente ainsi légèrement quand la température se rapproche du zéro absolu. Il peut aussi être intéressant de moduler cette énergie de gap en fonction des applications recherchées. Notamment pour l'électronique de puissance, qui nécessite des tensions de plus en plus élevées. Dans cette thèse, nous considérerons les énergies de gap (Cf. Figure 9) du GaN, de l'AlN et celle du composé ternaire d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ qui est déterminée par la loi de Végard [36] comme suit :

$$E_G^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = E_G^{\text{AlN}} \cdot x + E_G^{\text{GaN}} \cdot (1 - x) \quad (02)$$

▪ **La mobilité électronique**

La mobilité électronique (μ_n) caractérise l'habilité des électrons à se déplacer au sein du cristal sous l'effet d'un champ électrique. Dans le cas d'un matériau idéal en régime linéaire, la probabilité d'un événement de diffusion, est proportionnelle à la vitesse moyenne des porteurs, et on a :

$$\mu_n = \frac{v_n}{E} = \frac{e\tau_c}{m^*} \quad (03)$$

avec v_n la vitesse des électrons, E le champ électrique appliqué, m^* la masse effective, et τ_c le temps moyen entre deux collisions [8]. La masse effective caractérise les interactions au sein de la maille, et est définie telle que :

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial^2 E}{\partial k^2} \quad (04)$$

avec \hbar la constante de Planck réduite, et k le nombre d'onde.

Dans un semi-conducteur intrinsèque, la mobilité est déterminée par la diffusion des phonons (vibration des liaisons). D'autres diffusions sont introduites par les impuretés, les défauts ou le désordre de l'alliage, qui viennent alors perturber le potentiel perçu par les électrons et donc impacter leur mobilité. Les divers mécanismes de diffusion ont des dépendances en température très différentes, cependant, il convient que la mobilité des électrons à $T=0$ K, sera limitée, d'une part par les interactions coulombiennes, et d'autre part par l'effet des phonons à forte température. La mobilité résultante suit la loi de Matthiessen comme suit :

$$\frac{1}{\mu_n} = \sum_i \frac{1}{\mu_i} \quad (05)$$

Pour le GaN la valeur de la mobilité est souvent associée à la mobilité des électrons dans le cas de l'hétérojonction AlGaIn/GaN bien que la mobilité intrinsèque soit de l'ordre de 300-1000 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ [30], [37]. Toutefois, ces valeurs sont indicatives et peuvent varier en fonction de la qualité du matériau, ou de types de caractérisations utilisés.

▪ *Le champ de claquage*

Le champ de claquage ou champ critique (E_{crit}) caractérise le champ électrique maximal applicable à un matériau avant l'apparition de dommages irréversibles, induits par le mécanisme d'avalanche. Le champ de claquage dépend du gap du matériau, ainsi plus celui-ci est élevé, plus un champ électrique élevé pourra être appliqué. L'utilisation des matériaux grands gaps devient intéressante puisqu'ils permettent pour une même surface effective de matériau semi-conducteur de réduire les dimensions et ainsi de limiter les pertes en conversion. Comme $BV = E_{crit} \cdot L$ (avec L la longueur), par exemple une tension de claquage (BV) de 1 kV, nécessitera de considérer une épaisseur de 30 μm de Si ($E_{crit}(\text{Si})=0.3 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$), contre 3.3 μm de GaN ($E_{crit}(\text{GaN})=3.3 \text{ MV} \cdot \text{cm}^{-1}$), soit une réduction d'un facteur 10 [38].

La figure de mérite de Baliga ($BFO M$), est importante pour l'électronique de puissance car elle illustre le compromis entre diminution de la résistance à l'état-on (R_{ON}) avec l'augmentation du champ critique, ainsi que les limites intrinsèques des divers matériaux, comme illustré en Figure 8. La résistance R_{ON} étant directement reliée à la mobilité des porteurs (μ_n) et à leur densité (n) dans le canal de conduction, un compromis entre réduction des longueurs pour limiter R_{ON} et conserver la tenue en tension devient un enjeu essentiel.

$$R_{ON} = \frac{4 \cdot BV^2}{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot \mu_n \cdot E_{crit}^3} = \frac{4 \cdot BV^2}{BFO M} \quad (06)$$

avec BV la tension de claquage, ϵ_0 et ϵ_r sont respectivement le coefficient de permittivité électrique du vide ($\epsilon_0=8,854 \times 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$) et le coefficient de permittivité relatif du matériau.

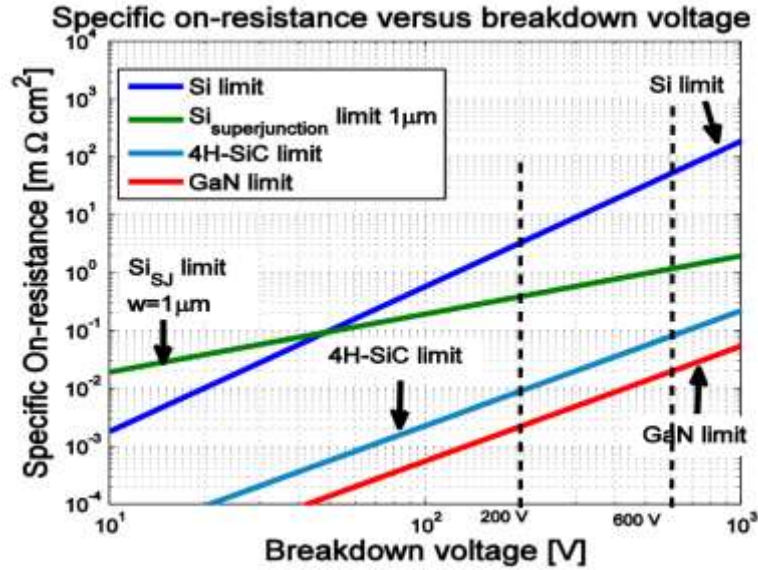


Figure 8: Limite théorique des matériaux [39]

▪ Vitesse de saturation

Lorsque le champ appliqué devient supérieur à un champ E , les porteurs acquièrent suffisamment d'énergie et la relation qui lie la vitesse des porteurs v et le champ électrique n'est donc plus linéaire,

$$v = \mu_n(E) \cdot E \quad (07)$$

Au-delà d'un certain seuil, la vitesse sature donc, c'est la vitesse de saturation (v_{sat}). Dans le cas du GaN cette v_{sat} est relativement élevée ($2.4 \times 10^7 \text{ cm.s}^{-1}$) [38]. Ce paramètre est très important dans le domaine des hyperfréquences car il impacte sur la fréquence de coupure (f_T) des transistors ($f_T = v_{sat} / 2\pi L$), où L est la longueur du canal. Une vitesse de saturation élevée favorisera un fonctionnement à hautes fréquences. Pour des applications en électronique de puissance ce paramètre est moins crucial au premier ordre mais permet néanmoins une réduction des pertes d'énergie [38]. La figure de mérite de Johnson montre le compromis entre vitesse de saturation, le champ de claquage (E_{crit}) du matériau, et sa tension de claquage (BV) comme reporté dans l'équation 12.

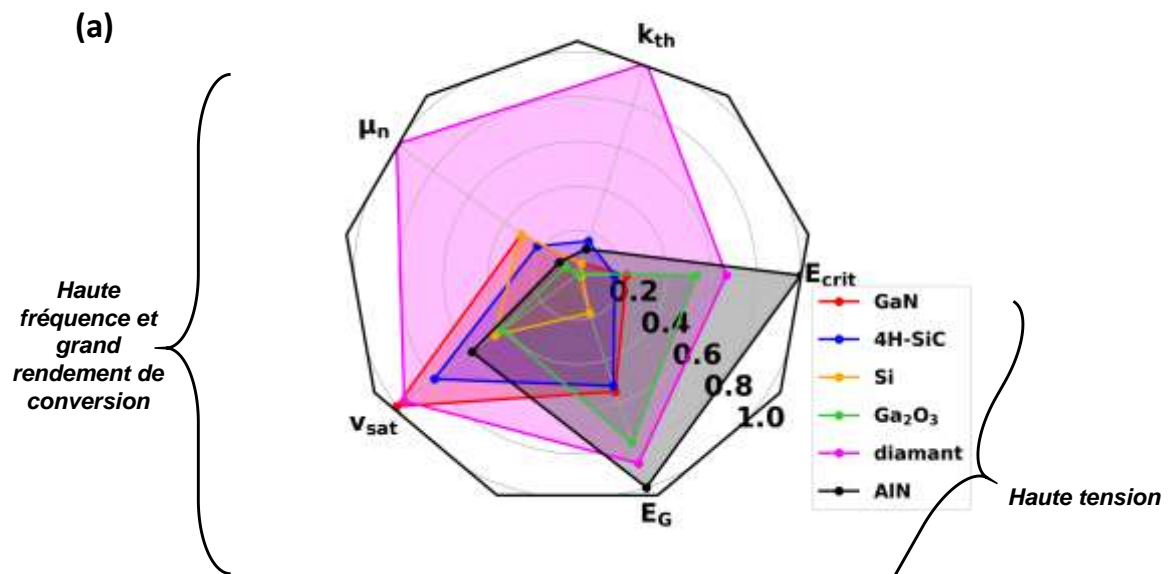
$$JoFM = BV \cdot f_T = \frac{E_{crit} \cdot v_{sat}}{2\pi} \quad (08)$$

Ainsi, la montée en tension n'est possible que par une diminution de la fréquence d'opération. Les matériaux à grands gaps, tels que le GaN, possèdent à la fois un grand champ de claquage et une grande vitesse de saturation, caractéristiques essentielles pour les applications à forte puissance et haute fréquence. Ces propriétés permettent au GaN de surmonter les limitations des matériaux traditionnels comme le silicium, en offrant des performances supérieures (Figure 3).

▪ *Conductivité thermique*

La conductivité thermique (k) représente l'habilité d'un matériau à conduire la chaleur et ainsi limiter les phénomènes d'auto-échauffement lorsque le composant dissipe une forte puissance. Pour limiter la dégradation des composants, des systèmes de refroidissements doivent être intégrés. La conductivité thermique du GaN est relativement faible de l'ordre de $1.3 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$ comparé à celle du SiC ($3.7 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) mais proche du Si ($1.5 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$).

Dans le diagramme araignée de la Figure 9-a, il apparaît que le GaN présente les meilleures propriétés en termes de v_{sat} , E_G , et E_{crit} comparé au Si et SiC, d'où son intérêt pour les applications en électronique de puissance. Le tableau Figure 9-b, présente également les paramètres du Ga_2O_3 , de l'AlN et du diamant (classé par ordre croissant du E_G) qui sont au stade de recherche mais qui pourraient à terme être utilisés notamment pour des applications requérant un très fort champ de claquage.



(b)	Si	4H-SiC	GaN	$\beta\text{-Ga}_2\text{O}_3$	Diamant	AlN
E_G [eV]	1.12	3.23	3.4	4.9	5.5	6.2
$v_{sat} \times 10^7$ [cm.s^{-1}]	1	2	2.4	1.1	2.3	1.4
μ_n [$\text{cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$]	1440	950	1400	250	4500	450
E_{crit} [MV.cm^{-1}]	0.3	2.5	3.3	8	10	15
ϵ_r	11.7	9.7	9.5	10	5.7	8.5
k_{th} [$\text{W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$]	1.50	3.7	1.30	0.1-0.3	23	2.85

Figure 9: (a) Diagramme araignée comparant les propriétés du GaN, Si, 4H-SiC, Ga_2O_3 , du diamant et de l'AlN, normalisé par rapport au matériau AlN (b) Tableau récapitulatif des propriétés tiré de [38]

c. La polarisation spontanée

En l'absence de champ électrique, une particularité du matériau GaN mais aussi du matériau AlN et leurs composés ternaire AlGaN est de présenter une polarisation spontanée non nulle. Cette polarisation est permise par plusieurs facteurs :

- La forte ionicité de la liaison Ga-N, en raison de la forte électronégativité de l'azote qui a tendance à attirer les électrons.
- L'écart à l'idéalité avec la structure würtzite (longueur cation-anion, paramètre u), ce qui a pour effet une irrégularité des barycentres des charges au sein des tétraèdres dans le cristal.

Cela a pour conséquence de créer un moment dipolaire au sein de chaque tétraèdre telle que les moments dipolaires $\vec{P}_2 + \vec{P}_3 + \vec{P}_4$ créent un moment dipolaire résultant \vec{P}_R qui s'oppose au moment dipolaire \vec{P}_1 , illustré en Figure 10-b. En raison du caractère non centro-symétrique de la structure GaN würtzite, c'est-à-dire du fait qu'elle ne possède pas de centre d'inversion (groupe spatial $P6_3mc$), deux configurations sont à différencier. La polarité gallium qui correspond au cas où un atome de gallium est entouré de 4 atomes d'azote dont 3 situés dans le plan cristallographique perpendiculaire à l'axe de croissance (0001). La polarisation résultante $\vec{P} = \vec{P}_1 + \vec{P}_2 + \vec{P}_3 + \vec{P}_4$ est inversée selon l'axe de croissance [0001]. La polarité azote concerne le cas où la polarisation résultante sera selon le plan de croissance [000 $\bar{1}$]. La somme vectorielle de ces dipôles génère une polarisation macroscopique non nulle. Ainsi, aux extrémités du cristal, selon qu'on ait une polarité azote ou gallium, une charge fixe d'interface résultante sera respectivement de signe négatif, ou positif, comme l'illustre la Figure 10-c. Dans nos structures la croissance se faisant suivant la direction [0001] la polarité considérée sera de type gallium.

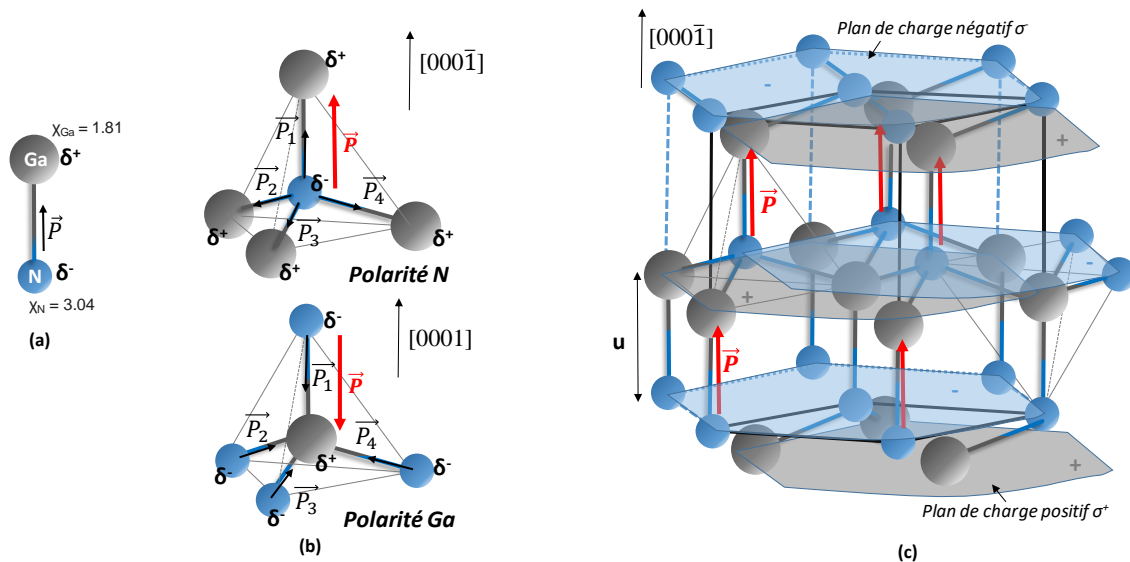


Figure 10: (a) Liaison ionique Ga-N ; (b) Représentation des moments dipolaires au sein du tétraèdre constitutif de la maille GaN dans le cas d'une polarité azote (N) et gallium (Ga), ainsi que la polarisation résultante \vec{P} ; (c) Illustration du vecteur de polarisation spontanée et distribution des plans de charges fixes aux limites du cristal pour le GaN würtzite à polarité azote.

La valeur de la polarisation spontanée (P_{sp}) du GaN est déterminée par les travaux de Bernardini et Fiorentini [40], et est évaluée par calcul ab-initio à $P_{sp} = -0.034 C/m^2$. D'autre part, la forte valeur de polarisation de l'AlN dont la polarisation spontanée est de $P_{sp} =$

-0.09 C/m^2 est attribuée à un plus grand décalage du paramètre u par rapport à la maille idéale ($u_{\text{idéale}} = 0.375 < u_{\text{GaN}} = 0.377 < u_{\text{AlN}} = 0.382$) [41]. Le matériau AlGaN étant un alliage de GaN et du matériau AlN sa polarisation est déterminée par la loi de Vegard qui stipule que la valeur de sa polarisation est une combinaison linéaire. Toutefois un paramètre de non-linéarité est introduit $b = -0.021 \text{ C/m}^2$ pour reproduire les résultats expérimentaux tels que présentés en Figure 11.

$$P_{sp}^{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x \cdot P_{sp}^{\text{AlN}} + (1-x) \cdot P_{sp}^{\text{GaN}} + b \cdot x \cdot (1-x) \quad (09)$$

Bien que la polarisation spontanée soit très forte, les coefficients pyroélectriques, qui décrivent le changement de la polarisation spontanée en fonction de la température, sont étonnamment faibles, ce qui est considéré comme un grand avantage pour l'utilisation de ces matériaux dans des applications à haute puissance et à haute température [42], [43].

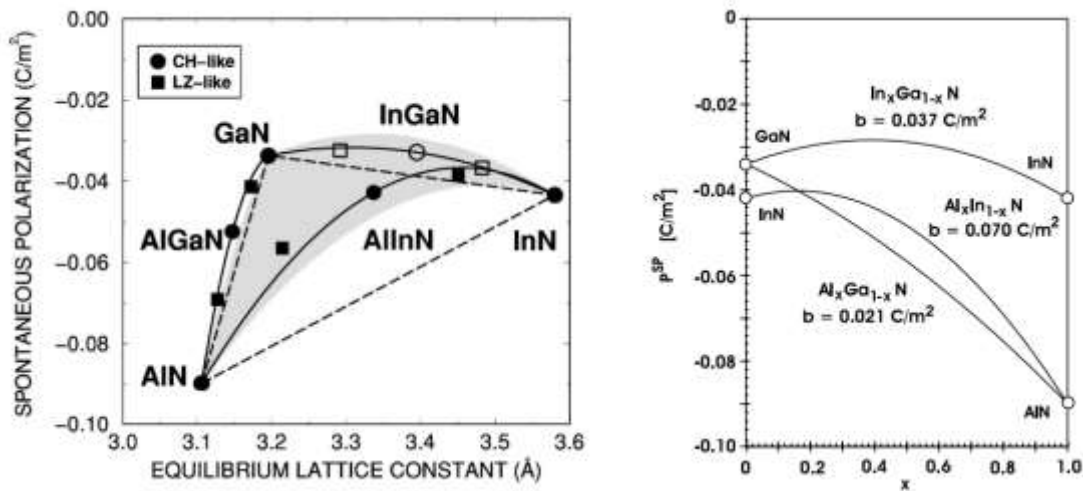


Figure 11: Gauche, Représentation de l'écart à la loi de Vegard de la polarisation spontanée [36] Droite, Illustration de la non-linéarité de la polarisation spontanée en fonction de la fraction molaire d'aluminium (x) et détermination du paramètre de « bowing », tiré de [41]

2. L'hétérostructure AlGaN/GaN

Les composants GaN latéraux sont souvent associés avec l'hétérostructure AlGaN/GaN. En effet, c'est l'épitaxie de la couche AlGaN sur le matériau GaN qui va conférer des propriétés intéressantes aux dispositifs. Plus particulièrement, en raison des effets de polarisation intrinsèques ainsi qu'en raison de la grande mobilité des électrons à cette interface avec $\mu_n \approx 2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, cette interface est cruciale pour la compétitivité du GaN pour les applications en l'électronique de puissance mais aussi pour les applications en radiofréquences.

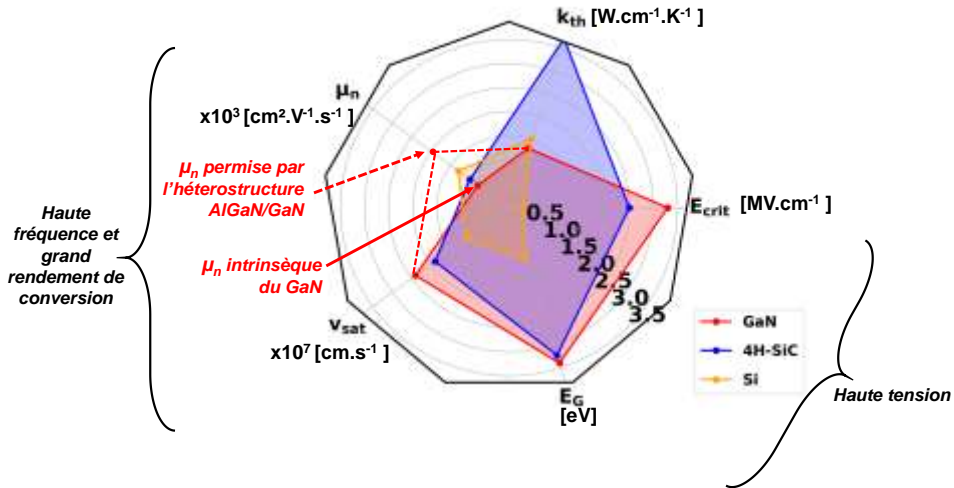


Figure 12: Diagramme araignée comparant les propriétés du GaN, Si, et du 4H-SiC

a. La polarisation piézoélectrique

En complément de la polarisation spontanée (P_{SP}), les matériaux III-N peuvent également manifester une polarisation piézoélectrique (P_{PZ}) lorsqu'ils sont soumis à une contrainte mécanique. Ainsi, lors de la croissance de la couche AlGaIn, dont le paramètre de maille diffère de celui du substrat épais de GaN sur lequel elle est déposée, une modification de la symétrie cristalline se produit. Cette altération de la symétrie cristalline induit alors l'émergence d'une polarisation piézoélectrique. Cette contrainte piézoélectrique (P_{pz}) dans la couche AlGaIn est calculée selon la loi de Hooke ($[\sigma] = [C] \cdot [\varepsilon]$), en partant de la matrice de déformation :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{xz} \\ \sigma_{xy} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0.5(C_{11} - C_{12}) \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{xy} \end{pmatrix} \quad (10)$$

La contrainte étant liée à la différence de paramètre de maille, ainsi qu'au coefficient d'expansion thermique, la première hypothèse est de considérer une déformation bi-axiale ($\sigma_{zz} = 0$) et isotopique suivant la direction perpendiculaire à l'axe de croissance ($\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy}$), ce qui implique $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$. En négligeant le stress par cisaillement, la polarisation piézoélectrique peut s'écrire:

$$P_{pz} = d_{31} \cdot (\sigma_{xx} + \sigma_{yy}) = 2d_{31} \cdot \sigma_{xx} \quad (11)$$

Soit en exprimant σ_{xx} , la matrice est réduite à une forme unidimensionnelle telle que :

$$P_{pz} = 2 \cdot d_{31} \cdot \varepsilon_{xx} \cdot \left(C_{11} + C_{21} - \frac{2 \cdot C_{13}^2}{C_{33}} \right) \quad (12)$$

Avec d_{31} le coefficient piézoélectrique, ε_{xx} la variable rendant compte de la déformation et telle que $\varepsilon_{xx} = (a_0 - a(x))/a_0$, et C_{ij} les constantes de rigidité. Ces paramètres sont déterminés expérimentalement et théoriquement par DFT et sont rappelés en Figure 13 pour l'AlN et le GaN. Les paramètres de l'AlGaIn sont calculés suivant la loi de Vegard suivante,

$$X_{ij}(Al_xGa_{1-x}N) = x \cdot X_{ij}(AlN) + (1 - x) \cdot X_{ij}(GaN) \quad (13)$$

	AlN	GaN
d_{31} [m/V]	$-2,10 \times 10^{-12}$	$-1,60 \times 10^{-12}$
C_{33} [Pa]	$3,73 \times 10^{11}$	$3,98 \times 10^{11}$
C_{13} [Pa]	$1,08 \times 10^{11}$	$1,06 \times 10^{11}$
C_{12} [Pa]	$1,37 \times 10^{11}$	$1,45 \times 10^{11}$
C_{11} [Pa]	$3,96 \times 10^{11}$	$3,90 \times 10^{11}$

Figure 13: Tableau récapitulatif des paramètres matériau de déformation [41]

Il a été reporté [41], [44], [45] qu'au-delà d'une certaine fraction molaire x d'aluminium, la couche AlGa_{1-x}N se relaxe selon un coefficient $r(x)$ défini tel que :

$$r(x) = \begin{cases} 0 & \text{si } 0 \leq x < 0.38 \\ 3.5x - 1.33 & \text{si } 0.38 \leq x \leq 0.67 \\ 1 & \text{si } 0.7 < x \leq 1 \end{cases} \quad (14)$$

$$P_{pz} = (1 - r(x)) \cdot 2 \cdot d_{31} \cdot \varepsilon_{xx} \cdot \left(C_{11} + C_{21} - \frac{2 \cdot C_{13}^2}{C_{33}} \right) \quad (15)$$

La Figure 14, reporte le calcul basé sur les équations 10-15, de la polarisation piézoélectrique, spontanée et le total de la polarisation ($P_{tot} = P_{pz} + P_{sp}$) en fonction de la fraction molaire d'aluminium, en prenant en considération le cas d'une couche relaxée avec x (Equation 15) ou non (Equation 12). Pour des fractions molaires supérieures à environ 6%, la polarisation totale est la somme des contributions des polarisations piézoélectrique et spontanée, ce qui n'est plus le cas pour $x > 0.6$, où la polarisation piézoélectrique devenant nulle, il ne reste uniquement que la contribution de la polarisation spontanée.

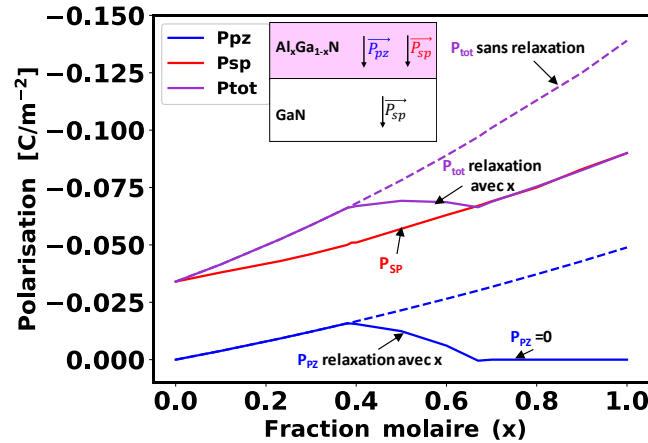


Figure 14: Calcul de la polarisation totale (P_{tot}), spontanée (P_{sp}) et piézoélectrique (P_{pz}) de la couche AlGa_{1-x}N en fonction de la fraction molaire d'aluminium (x) pour le cas d'une couche AlGa_{1-x}N relaxée avec x et dans le cas d'une couche non-relaxée.

b. Les charges d'interfaces de polarisation et le gaz 2D d'électrons

De la différence de polarisation entre le GaN et l'AlGa_{1-x}N, il en résulte une charge positive fixe d'interface de polarisation $\sigma_{P_{Al_xGa_{1-x}N}/GaN}$ comme l'illustre la Figure 15-a. Cette charge est déterminée suivant la relation 16:

$$\sigma_{P_{Al_xGa_{1-x}N/GaN}} = P_{sp}^{GaN} - (P_{sp}^{Al_xGa_{1-x}N} + P_{pz}^{Al_xGa_{1-x}N}) \quad (16)$$

Et on définit la quantité de charges $\sigma_{AlGaN/GaN}$ telle que :

$$\sigma_{Al_xGa_{1-x}N/GaN} = \frac{\sigma_{P_{Al_xGa_{1-x}N/GaN}}}{q} \quad (17)$$

La création d'un gaz d'électron (2DEG) dans le matériau de plus petit gap E_G , proche de l'interface ($<10\text{nm}$) vient compenser cette charge positive comme le montre la Figure 15-b. En effet, en raison de la charge positive, un puit de potentiel à l'interface se forme. L'hétérojonction confère des propriétés très intéressantes telles que la présence d'un canal d'électrons sans application de champ électrique ni dopage, une grande mobilité électronique ($\geq 2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$), ainsi qu'une forte concentration d'électrons (n_s).

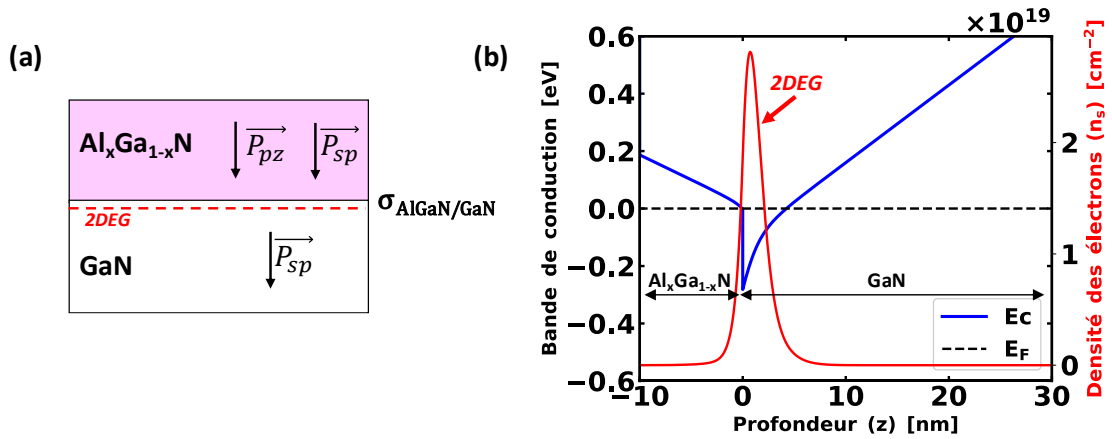


Figure 15: (a) Représentation de l'hétérostructure AlGaN/GaN avec les effets de polarisation qui résultent en un 2DEG à l'interface; (b) Diagramme de bande de l'hétérojonction et densité d'électrons obtenue par simulation Poisson Schrödinger 1D.

Ainsi pour améliorer les propriétés de l'hétérojonction en fonction de l'application recherchée (fort n_s , forte mobilité ou encore grande v_{sat}), plusieurs paramètres peuvent être modifiés tels que par exemple la fraction molaire d'aluminium, l'épaisseur de la couche AlGaN ou encore l'épitaxie, l'utilisation de dopage, etc... D'après l'équation 16, la charge d'interface a été calculée en fonction de x et est représentée en Figure 16-a. De même, les travaux d'Ambacher [41], définissent une loi empirique permettant de déterminer la concentration des électrons associée aux différentes valeurs de x pour des épaisseurs de la couche AlGaN supérieures à 15nm sans relaxation, montrant ainsi la corrélation entre densité d'électrons (n_s) et densité de charge de polarisation ($\sigma_{AlGaN/GaN}$). Il convient donc que le n_s est majoritairement gouverné par cette charge de polarisation.

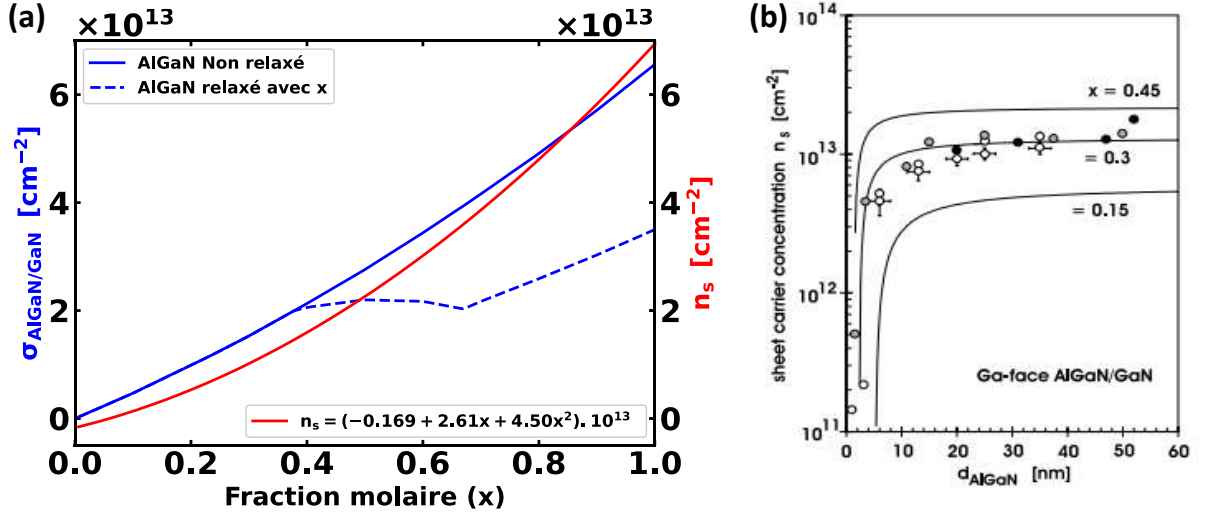


Figure 16: (a) Quantité de charge d'interface de polarisation ($\sigma_{\text{AlGaIn/GaN}}$) calculée selon l'équation 10-16 en fonction de la fraction molaire (x) d'aluminium et de la densité d'électrons (n_s) déterminée par l'équation tirée de [41]; (b) Densité d'électrons (n_s) en fonction de l'épaisseur AlGaIn (d_{AlGaIn}) pour différentes valeurs de x , figure extraite de [41]

Au-delà de la dépendance de la polarisation avec la fraction molaire x , une dépendance avec l'épaisseur de la couche AlGaIn a été démontrée. En effet, il a été montré qu'en deçà d'une épaisseur critique (t_c), la densité d'électrons (n_s) diminue comme l'illustre la Figure 16-b. Finalement, lors de la résolution 1D Poisson-Schrödinger, l'équation liant la charge d'interface et l'épaisseur de la barrière à la densité d'électron n_s est la suivante :

$$n_s = \frac{\sigma_{P_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N/GaN}}}}{q} - \left(\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{d_{\text{AlGaIn}} q^2} \right) (q\phi_b + E_F - \Delta E_C) \quad (18)$$

Avec d_{AlGaIn} l'épaisseur de la barrière, ϕ_b la hauteur de la barrière Schottky, E_F le niveau de Fermi et ΔE_C la discontinuité de la bande à l'interface barrière/canal.

3. Les différentes architectures de transistors GaN de puissance

a. Le transistor « normally-on »

Basé sur l'hétérojonction AlGaIn/GaN présentée plus haut, le transistor HEMT pour *High Electron Mobility Transistor* a la particularité d'être passant sans application de tension sur la grille ($V_G = \emptyset$), en raison de l'existence du canal d'électrons à l'interface AlGaIn/GaN (2DEG). Un autre point intéressant de ce type de transistor est la bonne qualité de l'interface AlGaIn/GaN permettant une bonne mobilité des électrons et donc d'atteindre une faible résistance à l'état passant. Ce type de transistor est constitué d'un canal GaN non-intentionnellement-dopé (NID) de type n en raison de la croissance par MOCVD, de deux contacts de type ohmique pour la source (S) et le drain (D) ainsi qu'un contact de grille de type Schottky ou MIS (*métal isolant semi-conducteur*) tel qu'illustré sur la Figure 17, pour moduler le canal d'électrons. La géométrie du transistor est caractérisée par la largeur (W_G), la longueur de grille (L_G), et de la distance source-grille et grille-drain (L_{SG} et L_{GD}). Lorsqu'un potentiel de grille est égal ou inférieur à une valeur seuil négative ($V_G \leq V_{TH} < 0$ V), le transistor sera bloqué, le canal 2DEG sera alors déplété. Généralement ce type de comportement est appelé « normally-on » ou « D-mode » (*pour depletion-mode*).

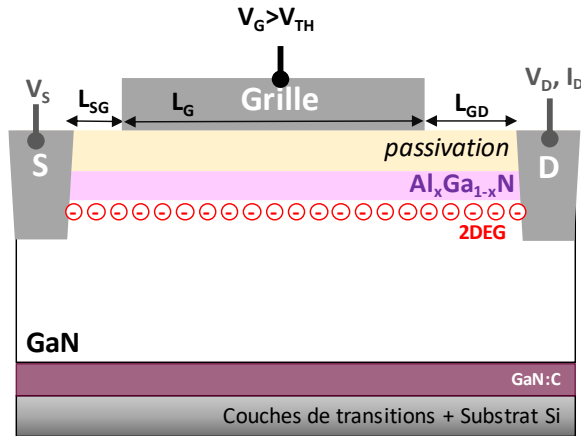


Figure 17: Transistor « D-mode »

b. Les différents « Normally-OFF »

La commande des semi-conducteurs de puissance est assurée par un circuit électronique de commande rapproché dédié appelé « driver ». Ce circuit se positionne au plus près des composants, et constitue une interface entre la partie contrôle-commande du convertisseur et le semi-conducteur de puissance dont il assure à la fois la commande et l'intégrité. Ces drivers sont cependant adaptés au silicium et aux composants « normally-off ». Ainsi en raison des vitesses de commutations ultra rapide des transistors GaN de puissance, ces drivers ne sont pas parfaitement adaptés et des phénomènes d'instabilité et d'over-shoot apparaissent. En effet, plusieurs scenarios sont possibles :

- Si le driver échoue, la tension devient nulle et un comportement *normally-off* permet d'éviter ainsi un court-circuit
- Si le transistor passe d'un comportement ON à OFF, des oscillations du signal de grille peuvent engendrer une fausse commutation.

Une marge de sécurité sur la tension de seuil est alors demandée au concepteurs des transistors, de l'ordre de 3-4V. Ainsi, afin de pouvoir intégrer le marché de l'électronique de puissance, l'obtention d'un transistor fiable, *normally-off* est requis, c'est-à-dire qu'ils doivent être bloqués pour des tensions de grille $0 < V_G < V_{TH}$. Diverses solutions ont été développées pour répondre à ses exigences. Elles sont présentées dans la Figure 18.

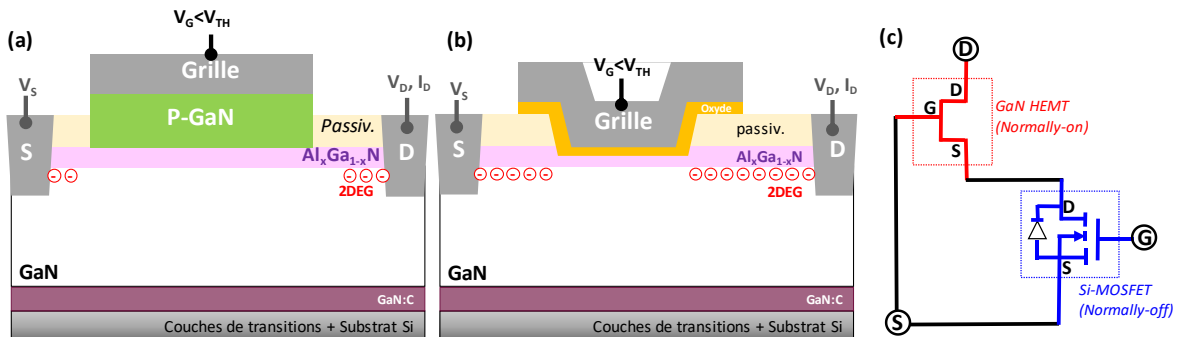


Figure 18: Principales structures « normally-off » de transistors GaN; (a) GaN à grille p-GaN, (b), grille MIS avec gravure (c) configuration cascade.

▪ *La configuration cascode*

Dans la configuration cascode comme représentée en Figure 18-c, un transistor HEMT normally-on (faible résistance et forte tension) est intégré avec un transistor MOSFET qui assure la condition off de l'ensemble ($V_{TH} > 0$ V) [46]. Ce type d'architecture bénéficie ainsi d'une adaptation facile sur les circuits puisqu'elle utilise la technologie MOSFET silicium. Cependant, cette architecture souffre de fortes pertes en raison des inductances parasites. Des études [47] sont actuellement menées pour fabriquer des structures cascode monolithiques c'est-à-dire combiner directement sur le même substrat le composant GaN HEMT et un GaN MOSFET afin d'éliminer ses inductances parasites.

▪ *Le transistor latéral à grille p-GaN*

La structure à grille p-GaN est aujourd'hui la structure commercialisée car c'est la première à réussir à combiner la structure HEMT avec le comportement E-mode ($V_{TH} > 0$ V). Le schéma général est représenté en Figure 18-a, où une couche dopée p de GaN ou AlGaIn sous la grille vient dépléter le canal en élevant la bande de conduction au-dessus du niveau de Fermi. Cependant, cette technologie souffre de problème de fiabilité [48], [49]. L'application d'un stress à forte tension de drain (≥ 650 V) en régime bloqué ($V_G < V_{TH}$) engendre un phénomène de piégeage entraînant l'augmentation de la résistance R_{ON} par rapport à la résistance avant stress, une fois en régime ouvert [50], aussi appelé « R_{ON} dynamique ». La grille souffre également de courants de fuites pour des tensions de grille V_G de l'ordre de 5-6 V [51]. Une voie d'amélioration de la fiabilité est celui du dopage p, un des points critiques étant l'activation du dopant magnésium pour atteindre des concentrations supérieures à 10^{18} cm⁻³ [52], [53].

▪ *Le transistor latéral à grille MIS avec gravure partielle*

Le transistor à grille MIS (pour métal isolant semi-conducteur) apparaît comme une solution intéressante pour réduire les courants de fuites de grille. Dans ce type de dispositif représenté en Figure 18-b, la grille est d'abord gravée par plasma afin de retirer la couche de passivation, voire une partie de la couche AlGaIn, afin de dépléter le 2DEG sous la grille. Cette gravure partielle de la couche AlGaIn préserve ainsi les propriétés de l'hétérojonction AlGaIn/GaN sous-jacente. Toutefois, en raison de la difficulté de contrôler précisément les profondeurs de gravure, des variations non négligeables de la tension de seuil sont reportées [54]. S'ensuit, le dépôt d'un oxyde de grille (ex : Al₂O₃, SiN, AlN, etc...) généralement par ALD (*Atomic Layer deposition*) ou PECVD (*plasma enhanced chemical vapor deposition*) [55] ou encore par LPCVD (*low pressure chemical vapor deposition*) [56]. Le choix du diélectrique et de sa méthode de dépôt est crucial. En effet, un diélectrique présentant de fortes concentrations de pièges induira des effets d'instabilités sur la tension de seuil (V_{TH}), et pourra générer de forts courants de fuites voire la rupture du diélectrique.

III. Le MOS-HEMT de puissance développée au LETI

1. Architecture et procédé technologique du MOS-HEMT

a. Vue générale du procédé de fabrication

L'architecture retenue au CEA-LETI est la structure MOS-HEMT (pour *métal oxyde semi-conducteur à forte mobilité électronique*) à grille MOS gravée. Le schéma de la structure étudiée est présentée en Figure 19. Elle présente un 2DEG au niveau des accès source-grille et grille-drain, ainsi qu'une structure MOS pour la grille, permettant le comportement normally-off et limitant les fuites de grille comparé à l'architecture à grille p-GaN. Elle s'inspire donc de la structure à grille MIS présentée plus haut (Figure 18-b), mais va plus loin en venant couper physiquement le canal d'électrons sous la grille. Cela permet d'améliorer le contrôle du transistor et la tenue en tension en minimisant les fuites par la source grâce à une gravure totale de la passivation, de la barrière AlGaN et une partie la couche de GaN sous le canal.

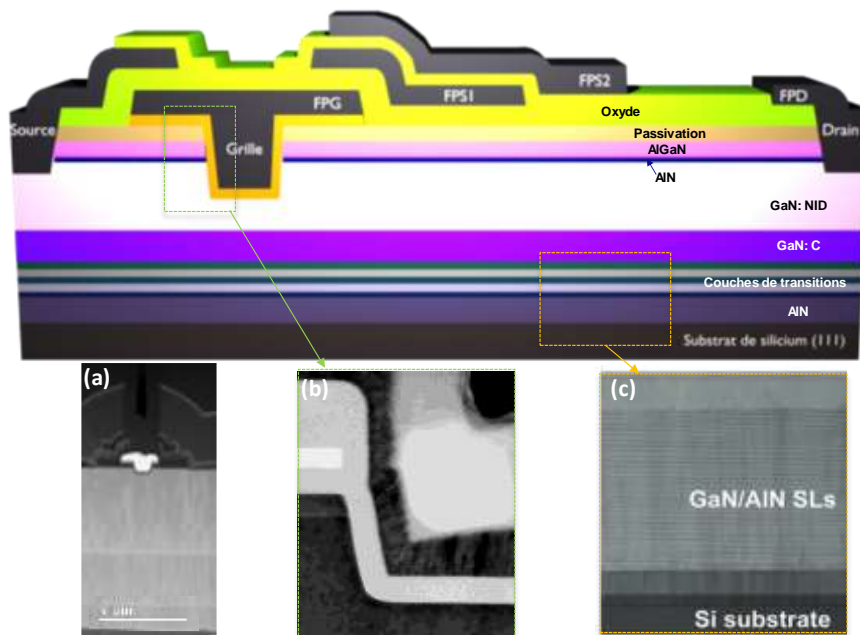


Figure 19: Schéma général de la structure MOS-HEMT développée au CEA-LETI. (a) coupe TEM de la structure MOS-HEMT (b) Image STEM¹ de la partie des flancs de grille [57], (c) zoom sur le super réseau, les couches tampons et le substrat Si [58].

Les différentes étapes de fabrication du composant sont présentées de manière synthétique dans la Figure 20, allant du choix initial du substrat jusqu'à la réalisation finale des contacts et des plaques de champ. Ces étapes comprennent la création des couches intermédiaires telles que la couche GaN dopée carbone (GaN :C) et la couche « Back-Barrier ». De plus, la réalisation et les choix d'optimisation de l'hétérojonction AlGaN/GaN seront également abordés. Enfin, les processus de passivation (in-situ et LPCVD) et de conception du module de grille seront présentés. Au total pas moins de 48 à 60 étapes sont nécessaires pour la fabrication du MOS-HEMT.

¹ STEM (« Scanning Transmission Electron Microscopy ») : Un faisceau d'électrons finement focalisé balaie l'échantillon point par point. Les électrons transmis sont détectés pour chaque point de balayage, et une image est reconstruite à partir des signaux collectés.

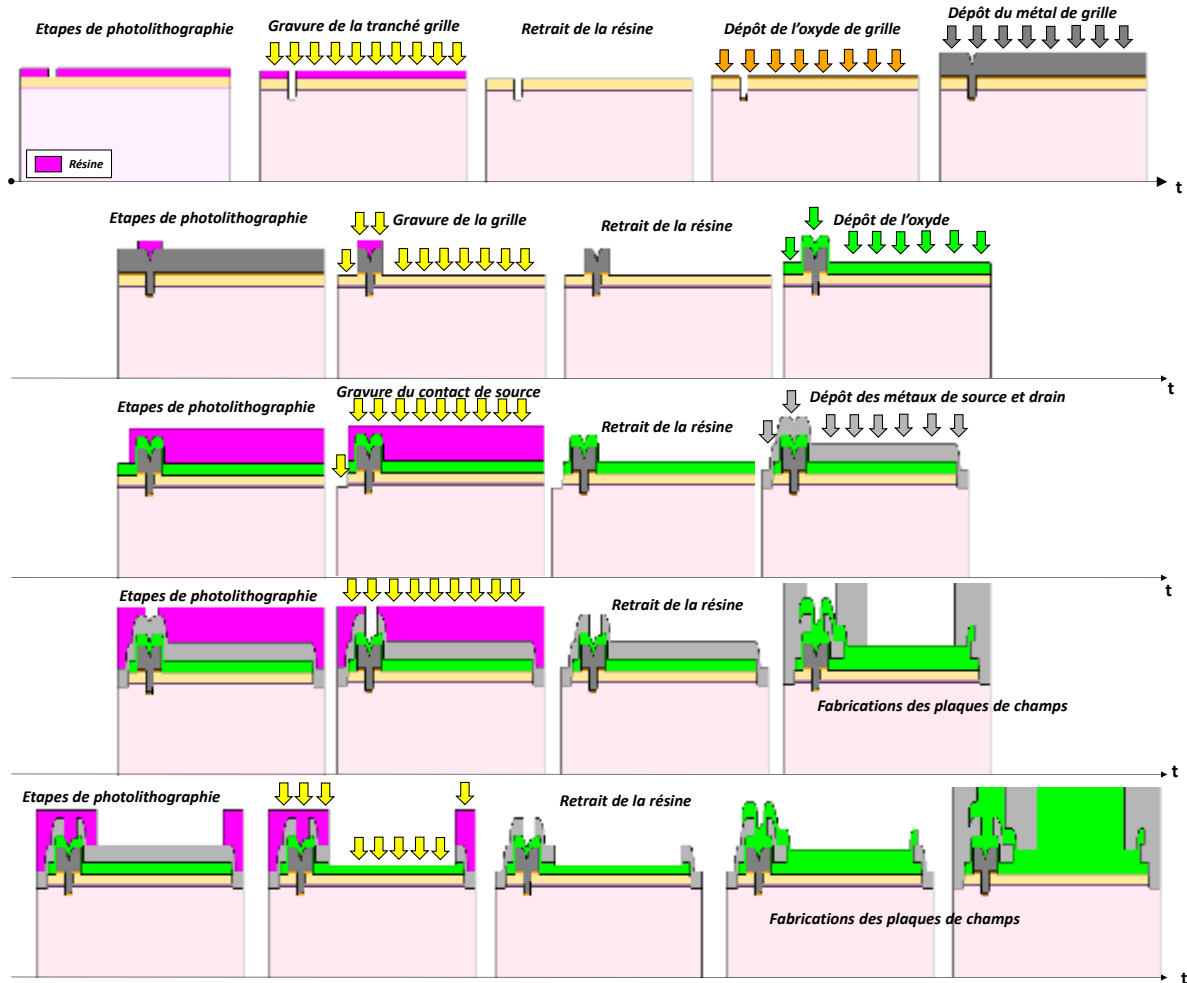


Figure 20: Séquence des étapes clés du procédé de fabrication des transistors MOS-HEMT

b. Le substrat et les couches tampons

L'un des enjeux pour ces transistors est la réalisation d'une couche de canal GaN de très bonne qualité, c'est-à-dire présentant de faibles concentrations d'impuretés, et un faible taux de dislocations. Or actuellement, il n'existe pas de substrat GaN de 200 mm pour la réalisation des transistors de puissance. Par conséquent, des substrats alternatifs doivent être employés. On peut citer le substrat silicium (Si), saphir (Al_2O_3), ou carbure de silicium (SiC). Au Leti, le substrat retenu est le silicium en raison de son faible coût, de sa fabrication maîtrisée et des grandes tailles de substrats disponibles. Cependant, un substrat intéressant au-delà du GaN, serait le SiC en raison de sa faible différence de maille avec le GaN (3.5%) comparé au Si (17%) et au saphir (14%), et de sa faible différence de coefficient d'expansion thermique (CET) avec le GaN (SiC: 25%) comparé au Si (56%). Finalement, le SiC présente aussi les meilleures propriétés en terme de conductivité thermique ($3.8 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) si l'on compare avec le saphir ($0.4 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et le Si ($1.5 \text{ W.cm}^{-1}.\text{K}^{-1}$) [59]. Cependant, le coût de ce substrat reste élevé. Les composants sont donc fabriqués sur des substrats Si (111) de 200 mm de diamètre. Pour la croissance du GaN sur ce substrat, de nombreuses couches intermédiaires sont nécessaires (Figure 19-b). Premièrement, une couche de nucléation AlN sert de couche tampon afin d'éviter la réaction du GaN avec le Si [60]. Puis pour maîtriser les contraintes mécaniques (dont l'effet de « bowing ») tel que présenté en Figure 21, induites par les différences de paramètres de

maille entre le GaN et le Si (17%) mais surtout de dilatation thermique (56%), des couches de transitions sont déposées [61].

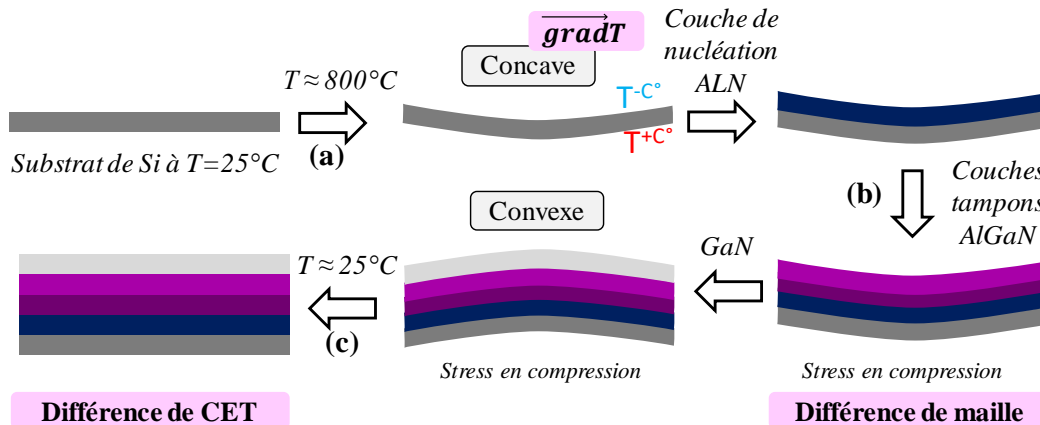


Figure 21: Illustration des effets de contraintes mécaniques responsables du "bowing effect" des wafers. Avec (a) l'effet de l'apparition d'un gradient de température entre le substrat et le wafer suite au chauffage; (b) l'effet de la différence de maille entre les couches tampons et l'AlN/substrat (stress en compression car les paramètres de maille de l'AlGaN sont plus faibles que ceux de l'AlN); (c) retour à un substrat relativement plat en raison de la différence de CET entre les couches déposées et le substrat ($\text{CET}_{\text{GaN}} > \text{CET}_{\text{Si}}$)

Pour les couches de transition, plusieurs solutions sont possibles telles que l'utilisation d'une couche AlGaN avec un gradient de fraction molaire d'aluminium variant de 1 à 0, l'utilisation d'un super-réseau AlN/GaN d'épaisseurs de quelques nanomètres à quelques dizaines de nanomètres, ou encore de larges épaisseurs de la couche AlGaN avec des fractions molaires décroissantes suivant la direction de croissance. Ainsi, comme le montre la Figure 22, le nombre de dislocations peut être réduit. Ces dislocations étant préjudiciables pour les fuites en blocage par le substrat [62], cette étape est donc cruciale pour la fiabilité des composants.

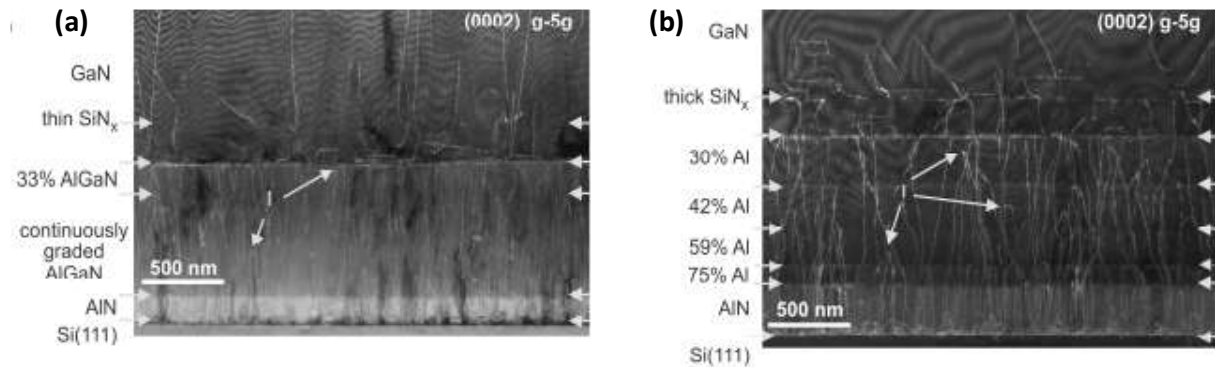


Figure 22: Images TEM illustrant les dislocations dans deux types d'architecture pour les couches de transition: (a) gradient de fraction molaire d'aluminium de AlGaN, (b) gradient de concentration d'aluminium par épaisseur AlGaN [63].

c. L'épitaxie par MOCVD et les pièges du GaN

Au-delà des dislocations, des défauts d'empilements tels que des lacunes de gallium (V_{Ga}) ou d'azote (V_{N}) sont présents au sein de la couche de canal GaN. Leur concentration dépend des conditions de croissance (gaz utilisés, température, pression, etc...), ainsi il a été reporté que les lacunes V_{Ga} seront plus stables dans un environnement de type n et inversement pour les V_{N} [64]. Ces défauts se comportent comme des pièges, en fonction de leur niveau

d'énergie dans le gap, c'est-à-dire de leur distance énergétique à la bande de conduction ou de valence. On définit généralement la valeur de l'énergie associée au piège : E_A si un piège est en position accepteur et respectivement E_D pour une position donneuse. Ils seront alors considérés comme des pièges profonds si $E_{\text{pièges}}$ est proche de la bande de valence ou inversement ils seront considérés comme peu profond si leur énergie est proche de la bande de conduction.

Ajouté à cela, il existe des impuretés introduites non intentionnellement lors de la croissance par MOCVD (*Épitaxie en phase vapeur aux organométalliques*) des couches semi-conductrices comme le carbone (C), l'oxygène (O), l'hydrogène (H), apportés par les organométalliques (Trimethylaluminium (TMAI) et Trimethylgallium (TMGa)) et les gaz (H_2 , N_2 , et NH_3). Ce niveau de dopage résiduel ($\sim 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) peut être mesuré par mesure de capacité telle que présentée dans [65]. Néanmoins, on nomme cette couche GaN:NID (pour *GaN non-intentionnellement dopé*).

La technique de croissance par MOCVD repose donc sur l'utilisation d'organométalliques (OMs) tels que le TMGa et d'un flux de gaz horizontal jouant le rôle de vecteur des OMs à déposer. Le substrat étant chauffé à une température de l'ordre de 800°C , au contact du substrat, les éléments se déposent et forment la maille cristalline. Les machines de dépôt par MOCVD permettent une production à grande échelle et offrent un bon contrôle des paramètres de croissance, ce qui permet d'obtenir une bonne uniformité de la vitesse de croissance et des niveaux de dopage sur un même wafer. Les dépôts réalisés au CEA utilisent un réacteur AIXTRON Crius-R200.

De plus, des impuretés peuvent être intentionnellement ajoutées lors d'étape de dopage [66], [67]. C'est le cas du carbone (C) et du magnésium (Mg) que nous détaillerons par la suite. Le fer (Fe) est également très utilisé pour rendre de type P la couche de GaN et permettre de pincer le transistor. Le GaN est donc un matériau complexe de par la présence des diverses impuretés qui peuvent agir comme des pièges à porteurs [38]. Leur étude est encore aujourd'hui un enjeu essentiel car ils sont à l'origine de nombreux phénomènes limitant les performances des composants.

d. L'hétérojonction AlGaN/GaN

L'hétérojonction AlGaN/GaN est fabriquée en changeant le rapport N/Ga et en adaptant les conditions de dépôt. Une barrière AlGaN sera ainsi en général constituée d'environ 20–30% d'aluminium ce qui est suffisant pour avoir une quantité de porteurs de l'ordre de $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ainsi qu'une bonne qualité d'interface. L'épaisseur de la couche AlGaN est choisie entre 16nm et 24 nm [68], [69], [70]. Des études ont montré que l'utilisation d'une faible couche intermédiaire AlN de l'ordre de 1 nm (soit quelques couches atomiques) entre la couche de GaN et AlGaN permettait d'améliorer les propriétés du 2DEG [71], [72]. En effet, une augmentation de la densité d'électrons ainsi qu'une amélioration de leur mobilité a été démontrée [73], [74]. Ce résultat doit toutefois être nuancé puisque certaines études montrent une amélioration de la mobilité, mais pas de changement en terme de densité de porteurs avec l'utilisation d'une couche AlN [75], cette amélioration pouvant être liée à d'une diminution de la pénétration de la fonction d'onde dans la couche barrière AlGaN [73] ou encore à la réduction de l'effet du désordre d'alliage [71]. D'autre part, au-delà d'une certaine épaisseur critique AlN ($>1/2\text{nm}$), la mobilité du 2DEG se dégrade, en cause, une augmentation de la rugosité de surface [74], [76]. La Figure 23, illustre l'effet d'une fine couche AlN à l'interface entre le GaN et l'AlGaN, sur le n_s et sur la bande de conduction.

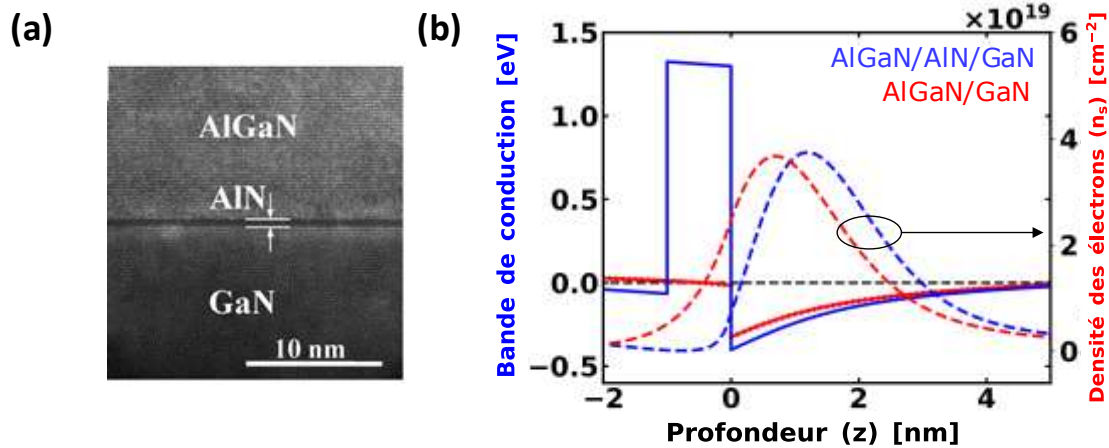


Figure 23: (a) image TEM² tirée de [71] montrant la couche d'interface AlN de 1nm, (b) Simulation Poisson-Schrödinger 1D d'une hétérojonction AlGaIn/GaN classique, et d'une hétérojonction avec l'ajout d'une fine couche AlN de 1nm (AlGaIn/AlN/GaN). Tracé des bandes de conduction et du n_s correspondant à $V_G=0V$.

Finalement, au-dessus de la couche AlGaIn, une couche SiN (Figure 19) in-situ et une seconde déposée par LPCVD (*Low-pressure chemical vapor deposition*) ont pour objectif de protéger la surface et de neutraliser les liaisons pendantes réduisant ainsi les phénomènes de piégeage lié à la surface et améliorant ainsi les propriétés du 2DEG [77], [78].

c. Le module de grille

Le module de grille est fabriqué par une gravure sèche des couches AlGaIn/GaN par ICP-RIE (pour *Inductively Coupled Plasma - Reactive Ion Etching*), suivie de plusieurs cycles de gravure ALE (pour *Atomic layer Etching*). La profondeur de gravure (RD pour *Recessed Depth*) est modulée en ajustant le temps de gravure. Après le conditionnement de la surface de la couche GaN par nettoyage humide, l'oxyde de grille Al₂O₃ est déposé par ALD (*atomic layer deposition*). Pour terminer, le métal de la grille de TiN est déposé.

▪ La gravure

La gravure ICP-RIE est une technique impliquant un plasma chimiquement réactif. En appliquant un champ électromagnétique entre le porte-substrat et l'électrode supérieure, les ions sont accélérés de façon anisotrope et viennent percuter les échantillons. L'énergie alors mise en jeu ainsi que les réactions chimiques de surface permettent de graver les dispositifs. Pour le GaN, les ions sont de types chlorés (plasma BCl₃/Cl₂) et des phénomènes d'implantation de ces ions peuvent nuire aux performances. La gravure est donc une étape cruciale à optimiser puisqu'elle va engendrer des défauts de surface (oxyde natif de GaOx [79], défauts cristallins tels que des lacunes V_N [80], dépôt d'un film de polymère dû à la réaction des ions avec la résine [81], etc...) et une certaine rugosité [82], [83], [84]. La Figure 24 met en évidence la dégradation de la surface en terme de rugosité lors de la gravure et sa dépendance avec la puissance utilisée, par rapport à un échantillon de GaN non gravé.

² TEM (Transmission Electron Microscopy) : Un faisceau d'électrons est transmis à travers un échantillon très fin. Les électrons interagissent avec l'échantillon, et ceux qui le traversent forment une image directe sur un écran fluorescent ou une caméra.

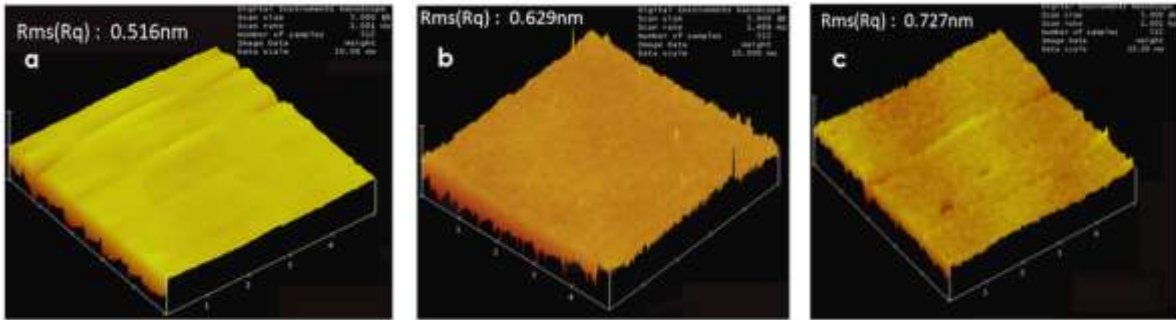


Figure 24: Images AFM³ prises de [83], (a) GaN non-gravé; (b) GaN gravé avec une puissance de 50W, (c) GaN gravé avec une puissance 200W. La valeur croissante du RMS ici est corrélée avec la dégradation de la surface par une plus forte rugosité

Pour améliorer la qualité de la surface gravée, une étape de gravure par ALE a été développée et ajoutée en fin de gravure [85], [86]. Ce procédé se déroule en deux étapes : une réaction de chloration de la surface, puis son retrait via une pulvérisation à faible puissance. La gravure par ALE étant très longue, elle ne peut pas être utilisée pour des profondeurs de gravure importantes. Les profondeurs de gravure mises en jeu ici étant de l'ordre de 50nm à 350nm, il a été choisi de procéder d'abord par une première gravure par ICP-RIE qui permet de graver la majeure partie du matériau sous la grille, puis de terminer par une étape de gravure ALE plus douce venant compléter la gravure. En fonction du temps, de la puissance, de la directionnalité des ions, etc., la morphologie ainsi que la qualité de la surface vont différer [57]. Pour terminer, une étape de nettoyage par voie chimique permet de préparer la surface avant le dépôt de l'oxyde. Cette étape doit permettre d'éliminer les oxydes natifs [87], le carbone et les autres contaminations tout en laissant la surface lisse [88], [89].

▪ L'oxyde de grille

Le choix ainsi que la maîtrise du dépôt (méthode de croissance, recuit, ...) de l'oxyde de grille sont des enjeux importants puisqu'ils vont impacter la fiabilité des transistors à travers différentes grandeurs comme la tension de seuil, la tenue en tension, les mécanismes de piègeages. L'oxyde de grille utilisé ici est l'alumine (Al_2O_3 , $\Delta E_C = 2.1\text{eV}$, $\epsilon_r = 9$, $E_G = 7\text{eV}$). Déposé par ALD, son épaisseur finale est de 30 nm. Ce procédé ALD consiste en deux étapes : lors de la première, les précurseurs (TMA) réagissent avec les sites actifs du substrat. Puis lors de la seconde étape, le réactant (H_2O) est introduit dans la chambre et réagit avec la monocouche créée par le précurseur, formant ainsi le matériau désiré couche par couche. Finalement, une étape de recuit PDA (*post deposition annealing*) permet de diminuer la présence de l'oxyde natif GaO_x . Toutefois une température trop grande entraîne une recristallisation de l'oxyde Al_2O_3 induisant des claquages prématurés [90]. L' Al_2O_3 est connu pour ces nombreux défauts, pour ce faire, des recherches sont menés pour améliorer sa qualité, mais aussi de nouveaux diélectriques sont à l'étude pour améliorer les performances des MOS-HEMTs (Al_2O_3 : [80], [82], [83], [84], [78], [86] ; AlON : [91],[92] ; HfO_2 : [85], AlSiO , SiO_2 ,...[93]).

³ AFM : La microscopie à force atomique est une technique de microscopie utilisée pour caractériser la topographie d'une surface grâce aux interactions entre la pointe qui va balayer l'échantillon et la surface. La déformation du cantilever en raison des forces entre la pointe et l'échantillon est enregistrée par un faisceau laser réfléchi sur un photo-détecteur, ce qui permet d'enregistrer la topographie de l'échantillon.

f. Le dopage

▪ *Le rôle du dopage carbone*

Comme mentionné plus haut le dopage carbone peut être non-intentionnel c'est à dire inhérent à la méthode de croissance par MOCVD. On retrouve ainsi une concentration résiduelle d'accepteurs ionisés de l'ordre de $N_A^- - N_D^+ \approx 10^{14} \text{cm}^{-3}$ dans le canal GaN [65]. Cependant, ce dopage peut être aussi intentionnel, comme c'est le cas dans la couche buffer (GaN :C) (Cf. Figure 19) [94]. Dans ce cas, la couche atteint des concentrations en carbone de l'ordre de $10^{18} - 10^{19} \text{cm}^{-3}$. Cette couche de GaN: C permet d'améliorer la tenue en tension. En effet, la présence de ce dopage rend la couche semi-isolante et permet de réduire les fuites de courant de drain en blocage entre le substrat et le drain. Celles-ci sont appelées fuites de *bulk* (I_B) [95], [96]. En raison des forts champs électriques appliqués, cette couche doit avoir une épaisseur suffisante pour atteindre la tension de claquage souhaitée. En général, elle a une épaisseur supérieure à 1µm.

▪ *L'intérêt du dopage magnésium*

Une couche de GaN dopé de type p en utilisant du magnésium, et appelé « Back-barrier » a été ajoutée (Cf. Figure 19) dans le but d'augmenter la tension de seuil afin d'atteindre un comportement normally-OFF des transistors ($V_{TH} > 0V$) [97], [69]. Deux types d'architectures ont été envisagés comme le montre la Figure 25. La première en Figure 25-a nommée « deep recess » est caractérisée par une gravure profonde qui vient traverser la *back-barrier* (BB). La seconde en Figure 25-b nommée « shallow recess » consiste en une gravure qui s'arrête à quelques nanomètres de la BB, ou bien qui est poursuivie jusque dans la BB.

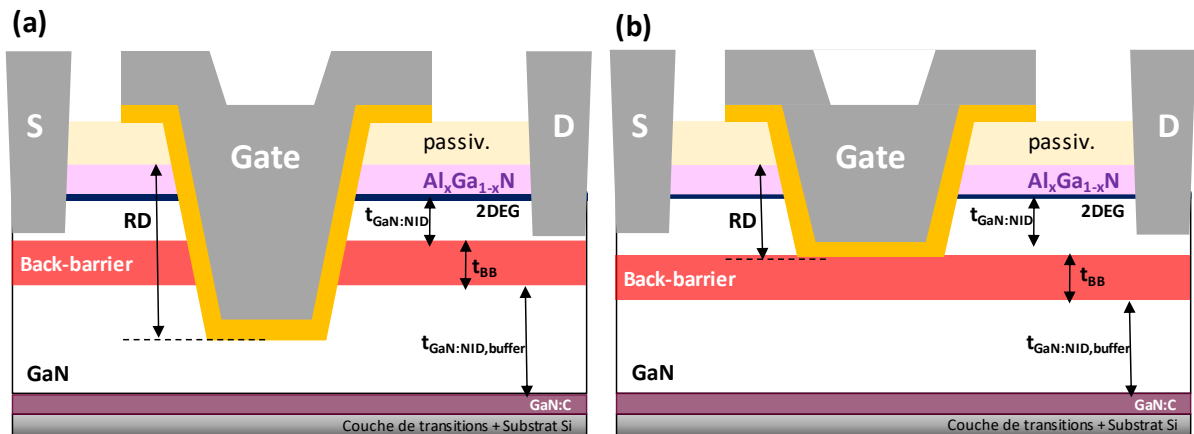


Figure 25: Schéma des deux types de structure avec Back-barrier p-GaN : (a) Gravure profonde ($RD=350\text{nm}$, la gravure traverse le p-GaN); (b) Gravure peu profonde ($RD=50\text{nm}-150\text{nm}$) le p-GaN est en fond de grille.

Ainsi, pour la structure « Deep Recess » le contrôle électrostatique des porteurs est réalisé par les côtés de la grille (au niveau du p-GaN), en raison de l'augmentation des bandes de conduction tandis que l'architecture « Shallow Recess », est contrôlée par les coins [98], [99]. La Figure 26, représente les bandes de conduction pour les trois familles.

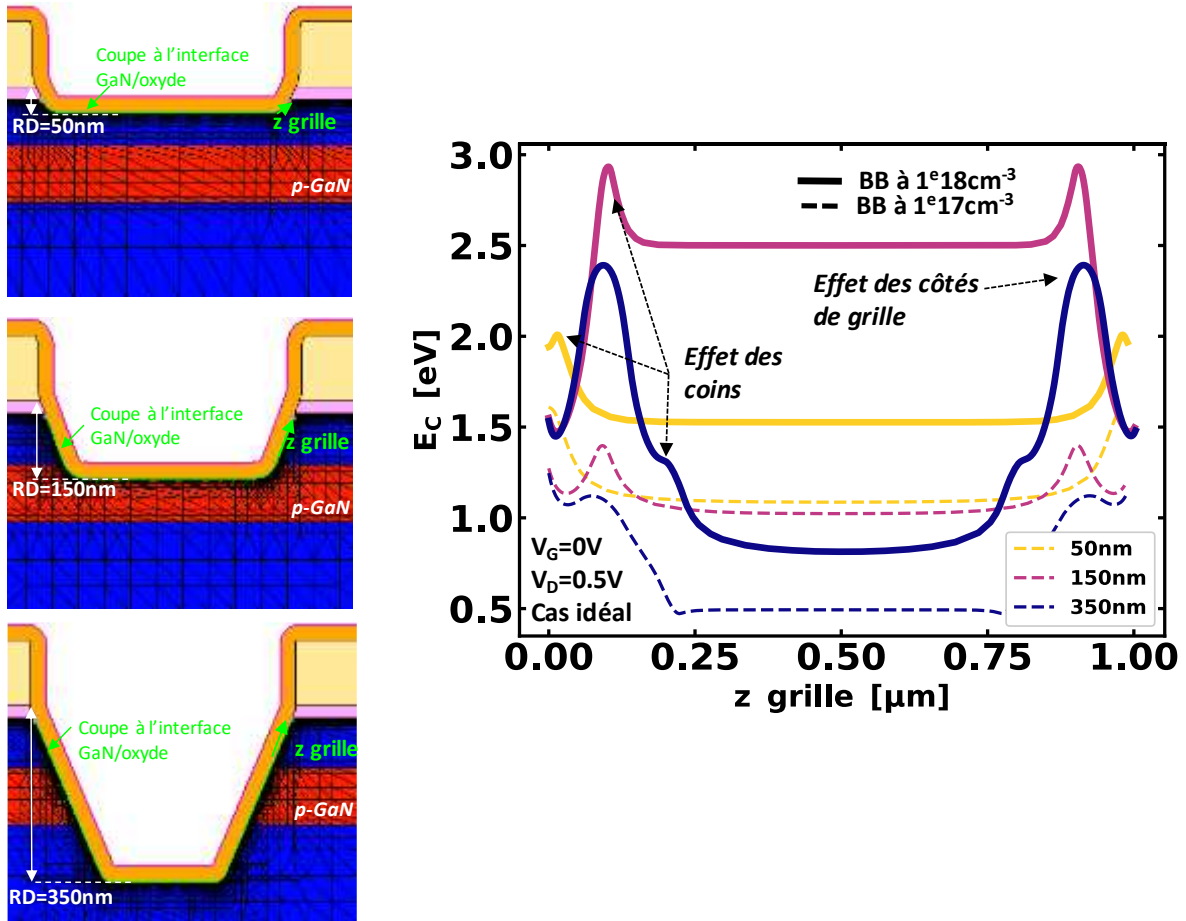


Figure 26 : Bandes de conduction en fonction de z la distance le long du pourtour de la grille, obtenue à partir de simulations TCAD pour le cas d'une BB à $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, et ce pour les trois structures: les « shallow recess » ($RD=50\text{nm}$ et 150nm) et « deep recess » ($RD=350\text{nm}$) dans le cas d'une interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ idéale.

Un autre effet du dopage magnésium est de venir confiner les électrons plus proches de la grille, comme l'illustre la Figure 27. Cet effet impacte la mobilité du canal sous la grille. En effet, d'après de précédentes études, il a été montré que l'effet électrostatique du p-GaN a pour conséquence une augmentation de la rugosité, la mobilité liée à la rugosité de surface $\mu_{\text{roughness}}$ décroît si on rapproche le p-GaN du canal à forte inversion (fort n_s).

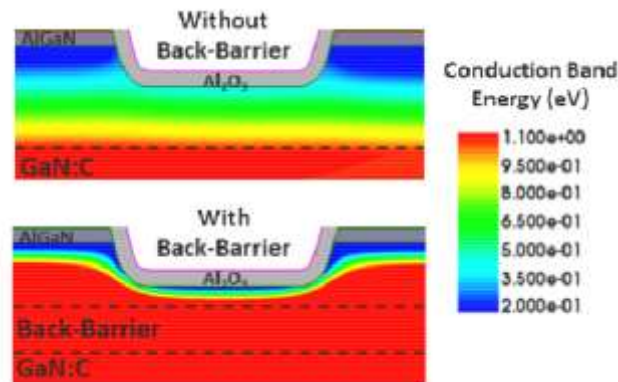


Figure 27 : Simulations TCAD avec et sans "Back-barrier" [99]

D'autre part, des études ont montré un phénomène de diffusion des dopants allant jusqu'à 50-100nm ($\sim 1 \times 10^{16}$ atm.cm⁻³ à 50 nm du p-GaN) [100], [101]. La présence de ces dopants jusque dans le canal, a aussi un impact négatif sur la mobilité (μ_{Coulomb}) des électrons à faible inversion. La Figure 28 illustre ces mécanismes (rugosité, coulombs) de dégradation de la mobilité en fonction de la densité de porteurs à 298K pour trois échantillons avec des distances et dopages variables.

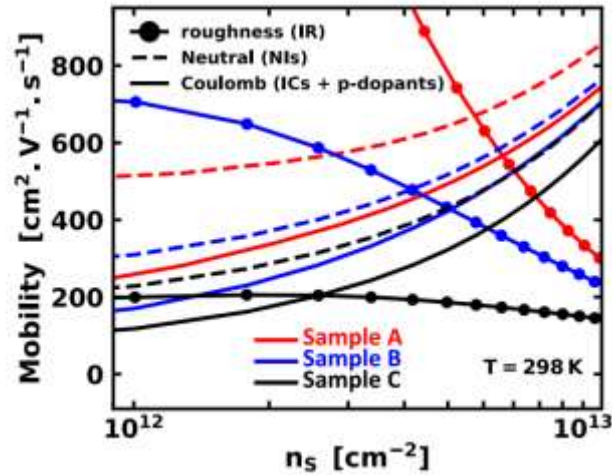


Figure 28: Calcul théorique de la mobilité des électrons du canal sous grille en fonction de la densité d'électrons (n_s) dans le cas d'une structure $\text{Al}_2\text{O}_3(30\text{nm})/\text{GaN:NID}/\text{p-GaN}$ pour trois échantillons : « Sample A » = sans dopage p, « Sample B » = distance p-GaN- Al_2O_3 de 150nm, et « Sample C » = distance p-GaN- Al_2O_3 de 50nm, figure tirée de [101].

Concernant la partie HEMT (partie non gravée avec présence du 2DEG) ce dopage a aussi un effet sur les propriétés du 2DEG. Comme l'illustre la Figure 29, le rehaussement des bandes de conduction va induire des changements de densité d'électrons et potentiellement de mobilité. Ce point sera détaillé dans le chapitre 2.

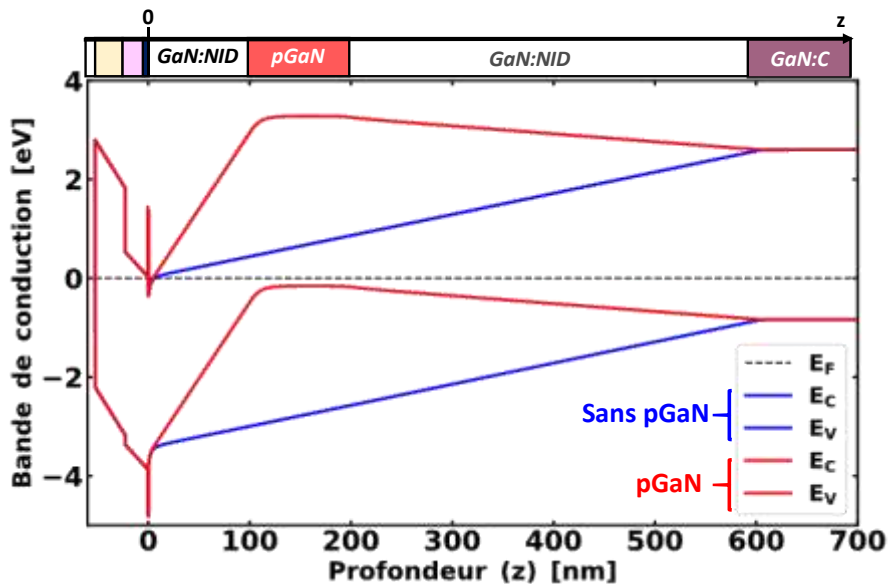


Figure 29: Diagramme de bandes en fonction de la profondeur dans l'épitaxie. Comparaison du cas sans BB p-GaN et avec BB p-GaN à 100nm du canal 2DEG. (Empilement : Passivation/ AlGaIn (0.225-22nm)/ $\text{GaN:NID}/\text{p-GaN}$ à 1×10^{18} cm⁻³/ $\text{GaN:NID}/\text{GaN:C}$). Graphique obtenu par simulation Poisson-Schrödinger dans le cas de l'ionisation incomplète (Cf. section suivante)

2. Fonctionnement du MOS-HEMT

La structure a été conçue pour tenir une tension de drain de 650V et un courant de 30A. Ce type de transistor de puissance est utilisé comme interrupteur de tension, c'est-à-dire que la grille par l'application d'une tension $V_G < V_{TH}$ bloque le passage des électrons entre la source et le drain, comme l'illustre la Figure 31 (régime bloqué). Lors de l'augmentation de cette tension de grille au-delà d'une certaine valeur $V_G > V_{PO}$, le courant commence à passer par diffusion entre la source et le drain (régime de diffusion, Figure 31(a)). Puis lorsque $V_G > V_{TH}$, on entre dans le régime de dérive (Figure 31(b-c)). Ainsi deux types de caractéristiques seront étudiés :

- La caractéristique $I_D(V_G)$ et la caractéristique $I_G(V_G)$, où une tension V_G variable de -2 à $6V$ est appliquée sur la grille. Nous étudierons également le cas d'une tension $V_{GS} > V_{TH}$ qui permet le passage des électrons de la source vers le drain, avec $V_D=0.5V$, soit en régime linéaire (Cf. Figure 30).
- La caractéristique $I_D(V_D)$ en régime de blocage, où l'on étudiera les fuites de courant de substrat, de grille, de drain, et de source. Dans ce régime de fonctionnement, la tension V_G est fixe et $V_G < V_{PO}$, la tension de drain (V_D) varie de 0 à $650V$ (Figure 33). Au-delà d'une certaine tension V_D , le composant se dégrade et il est possible de mesurer la tension de claquage du composant.

En électronique de puissance, il est important d'avoir un comportement Normally-OFF comme décrit précédemment, c'est-à-dire que la tension V_{TH} soit strictement supérieure à $0V$ (Figure 31).

a. Les caractéristiques en régime linéaire $I_D(V_G)$ et $I_G(V_G)$

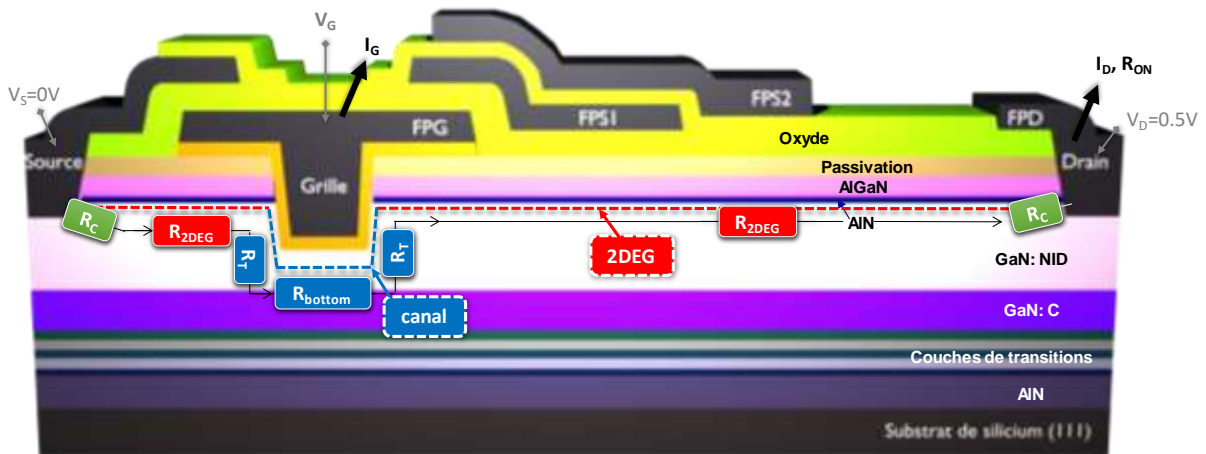


Figure 30: Conditions de mesures appliquées au MOS-HEMT pour l'obtention des caractéristiques $I_D(V_G)$ et $I_G(V_G)$. Illustration schématique des différentes contributions de résistance

La caractéristique du courant de drain (I_D) en fonction de la tension grille-source (V_G), représentée Figure 31, permet d'accéder en échelle logarithme à la tension de seuil (V_{TH}), à la tension de seuil sous le seuil (V_{PO}), à l'inverse de la pente sous le seuil (SS), et en régime linéaire à la résistance à l'état-on (R_{ON}). Les équations de densité courants régissent les régimes de diffusion ($J_{n,diff}$) et de dérive ($J_{n,drift}$) sont les suivantes :

$$J_{n,diff} = q \cdot D_n \cdot \frac{dn}{dx} = \mu_n \cdot k \cdot T \cdot \frac{dn}{dx} \quad (19)$$

$$J_{n,drift} = q \cdot n \cdot \mu_n \cdot E \quad (20)$$

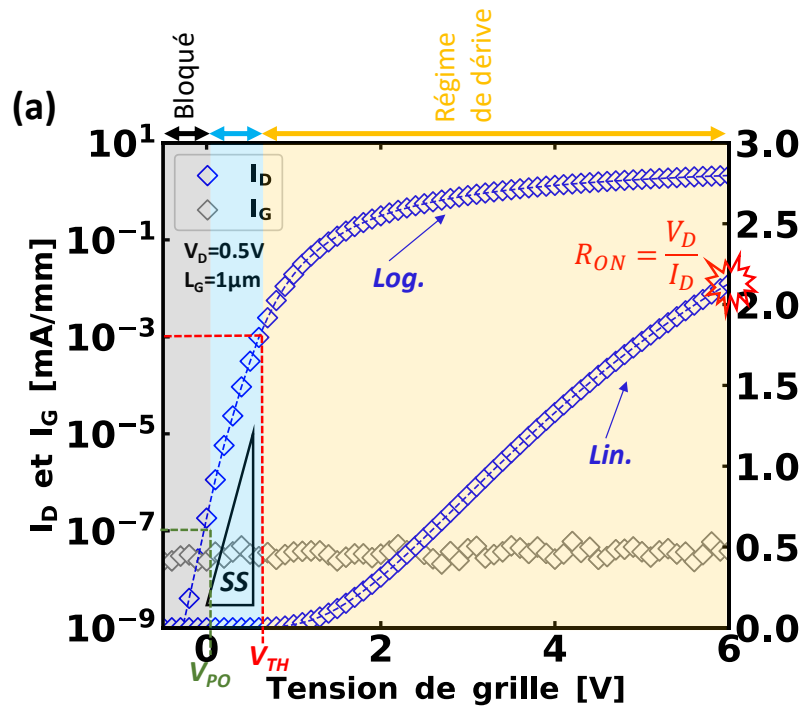
avec E le champ électrique, n la densité d'électron, μ_n la mobilité des électrons et D_n le coefficient de diffusion qui dans la relation d'Einstein s'écrit $D_n = \frac{k.T}{q} \cdot \mu_n$.

Dans cette thèse, les valeurs de V_{PO} , V_{TH} [unité = V] sont définies selon les mêmes standards qu'au laboratoire à savoir : V_{PO} est mesuré à $I_{DS}=10^{-7}$ mA/mm et V_{TH} est mesuré à $I_{DS}=10^{-3}$ mA/mm. Parmi les paramètres qui influent sur ces valeurs on peut citer : la profondeur de la gravure de grille (RD pour *Recessed Depth*), la qualité de l'interface entre le diélectrique et la couche de GaN, le dopage p de la back-barrier. Concernant la pente sous le seuil, appelée SS [unité = mV/décade], elle correspond à la tension V_G supplémentaire à appliquer pour augmenter le courant I_{DS} d'une décade dans le régime de diffusion ou sous le seuil.

$$SS = \frac{\partial \log_{10}(I_D)}{\partial V_G} \quad (21)$$

La résistance à l'état passant R_{ON} est associée à la densité de porteurs n et aux dégradations μ_n que ceux-ci rencontrent dans la structure. Pour déterminer les régions les plus sensibles et donc à améliorer, la résistance R_{ON} peut être décomposée en une combinaison linéaire de quatre résistances selon la région considérée : les résistances de contacts (R_C), les résistances d'accès (R_{2DEG}), et la résistance du canal de grille. Cette dernière peut être répartie en la résistance du fond de grille (R_{bottom}) et la résistance des cotés/flancs de grille (R_T), comme présenté en Figure 30.

$$R_{ON} = \frac{V_D}{I_D} = 2 \cdot R_C + 2 \cdot R_T + R_{bottom} + R_{2DEG,S} + R_{2DEG,D} \quad (22)$$



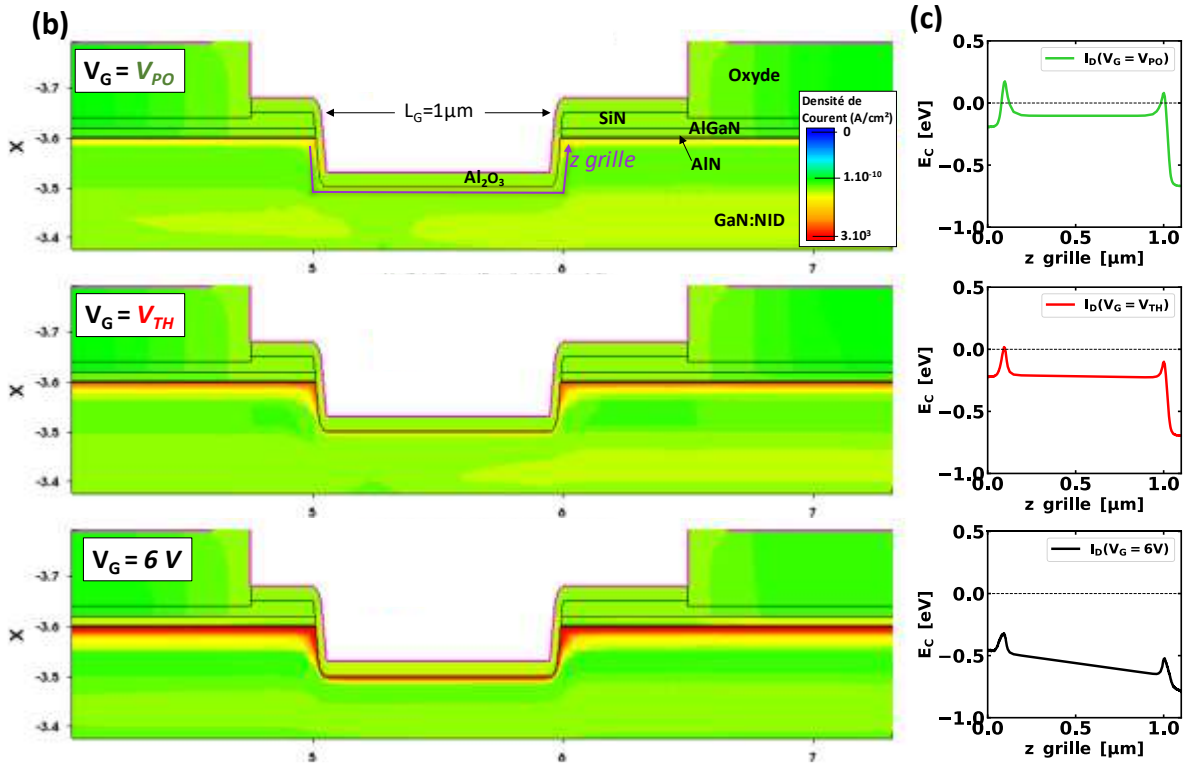


Figure 31: (a) Mesures $I_D(V_G)$ et $I_G(V_G)$ pour un transistor de référence de $1\mu\text{m}$ d'ouverture de grille (L_G), à 25°C , (b) Simulations TCAD montrant la densité de courant autour de la grille pour les conditions $V_G = V_{PO}$ (début régime de diffusion), $V_G = V_{TH}$ (début régime de dérivation) et pour $V_G = 6\text{V}$ (transistor en conduction) ; (c) les bandes de conceptions respectives.

La minimisation des fuites de courant de grille constitue un paramètre crucial dans l'optimisation des transistors. À cet égard, la configuration de grille MIS offre des bénéfices par rapport à celle dotée d'une grille en p-GaN. Dans le cas d'une grille MIS, les fuites de grille sont réduites et la tension de claquage de la grille augmentée par rapport à la grille p-GaN comme l'illustre la Figure 32, ce qui fait de la grille MIS un atout pour les transistors de puissance [102].

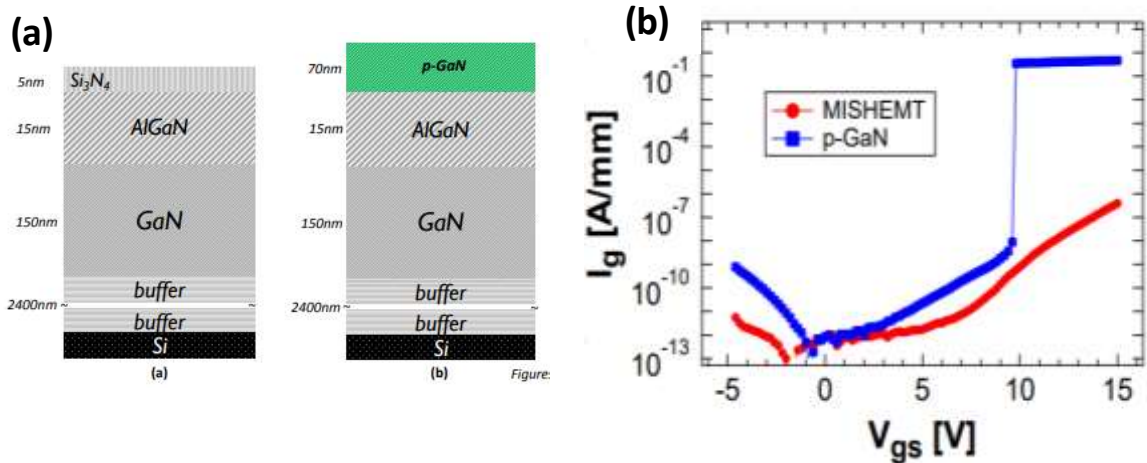


Figure 32: Comparaison des fuites de grille dans le cas d'un transistor à grille p-GaN et d'une grille MIS, tirée de [46]

b. La caractéristique $I_D(V_D)$ en régime de blocage

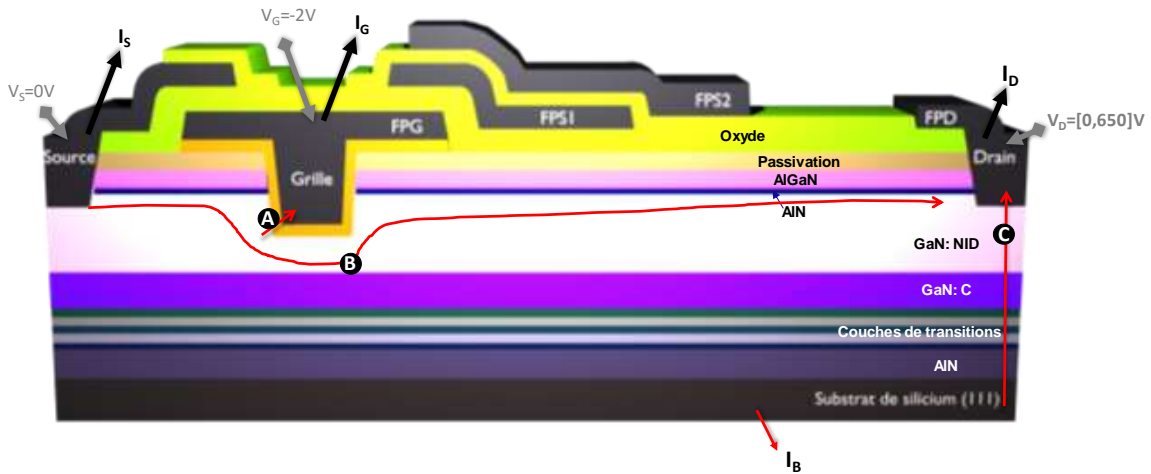


Figure 33: MOS-HEMT en mode bloqué. (A) : Fuite de grille ; (B) : Fuite source-drain en raison d'un mauvais contrôle de grille ; (C) : Fuite verticale

La caractéristique $I_D(V_D)$ en blocage est importante pour les transistors de puissance car elle permet de vérifier la tenue en tension du composant ainsi que d'identifier les mécanismes de fuites et de défaillances. La Figure 34, reporte les courbes en blocage d'un dispositif à 25°C et 150°C. On observe que le courant de fuite dominant à forte tension provient du courant de fuite vertical dans le buffer ($I_B = I_D$). Ces fuites peuvent être dues à des défauts ponctuels regroupés autour de dislocations filiformes tel que des lacunes de gallium, d'azote (pour les faibles tensions V_D et températures), ou encore à de l'azote interstitiel (à fort V_D et température) [62], [103]. Le courant de fuite de grille (I_G) et le courant de fuite de source (I_S) sont aussi mesurés. Ce dernier non représenté ici, caractérise la capacité de la grille à assurer le blocage du courant. La Figure 35 illustre le potentiel électrostatique au sein de la structure lors de l'application d'une forte polarisation de drain (V_D variant de 0V à 800V) tandis que la Figure 36 illustre la déplétion du 2DEG du canal sous l'effet de cette forte polarisation. On remarque ainsi que suite à l'application d'une tension V_{DS} , le 2DEG se déplète en partant de la grille vers le drain, tandis qu'à zéro volt, la grille assure le comportement bloqué.

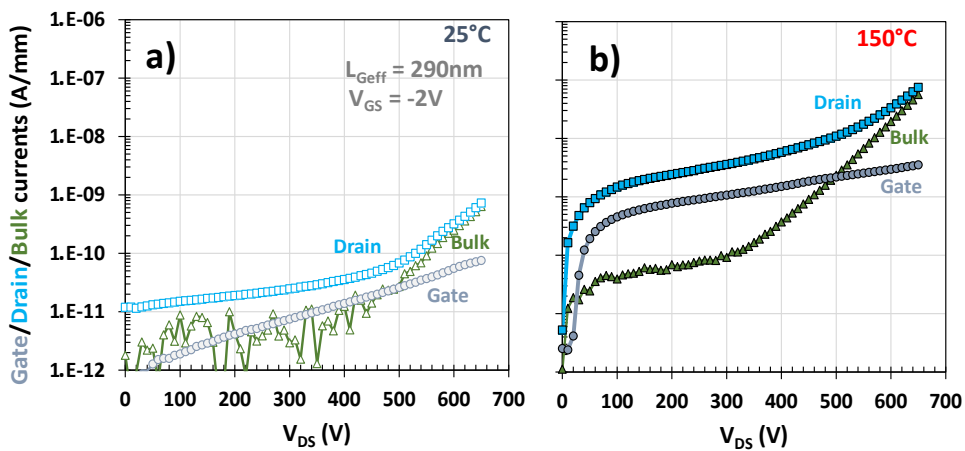


Figure 34: Courbes en blocage à 25°C et 150°C tirées de [104]

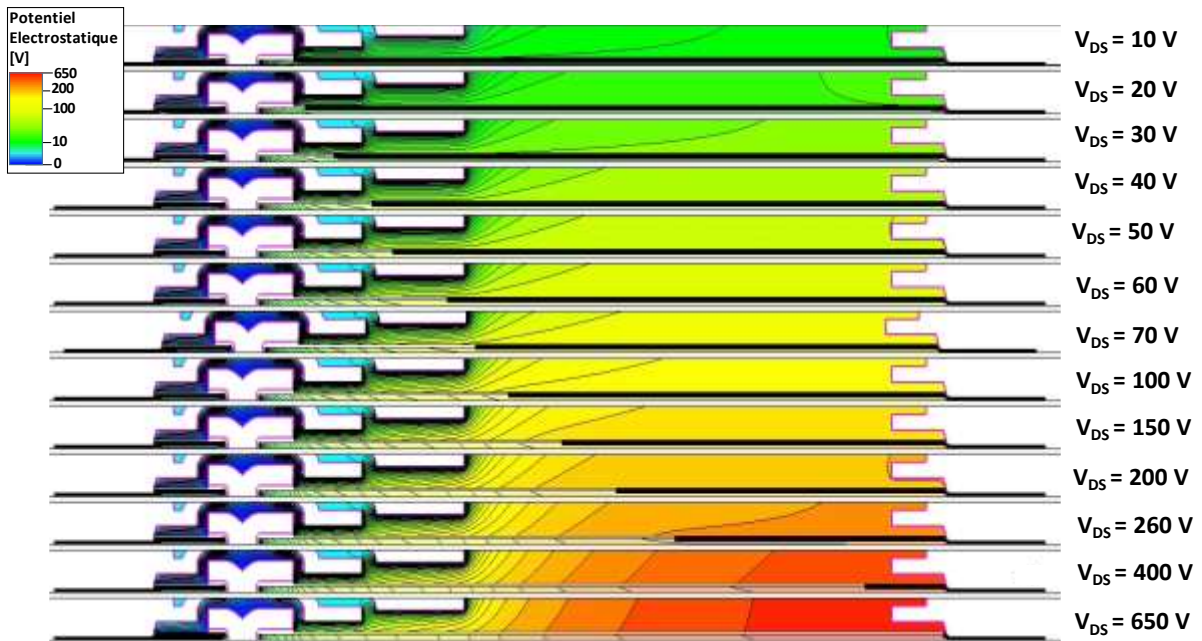


Figure 35: Simulations TCAD de la répartition du potentiel électrostatique dans la structure proche du canal en fonction de la tension de drain appliquée de 0 V à 650 V pour une tension $V_G=0$ V.

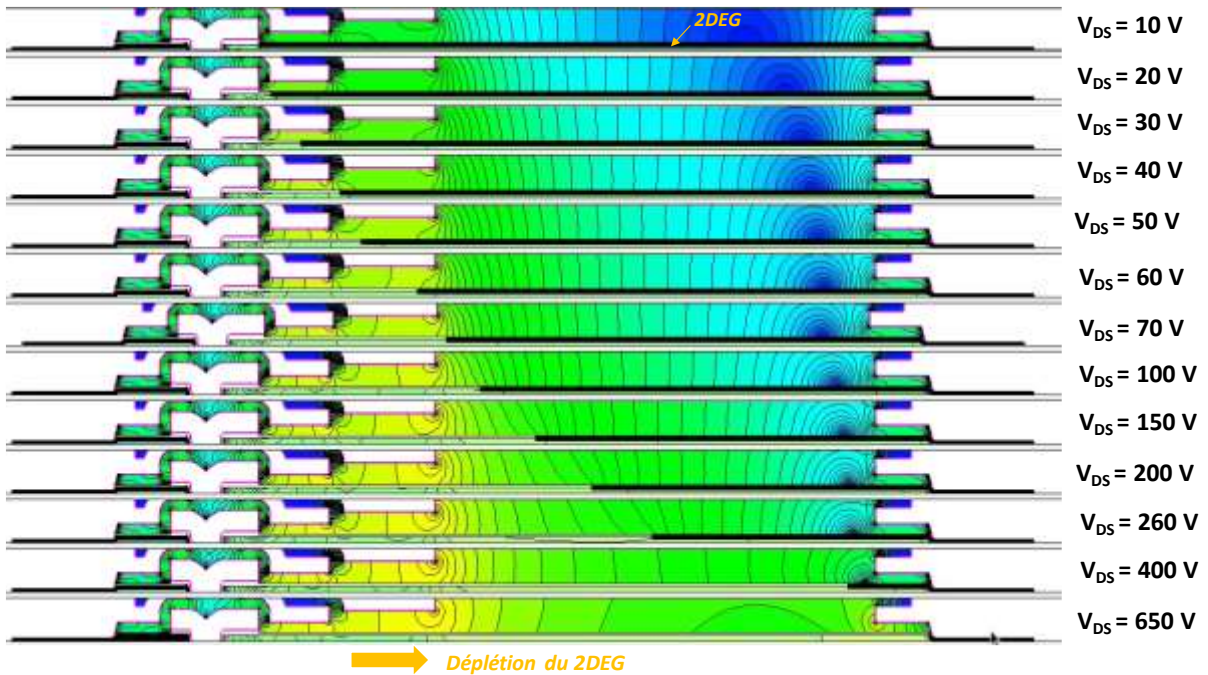


Figure 36 : Simulations TCAD, illustrant la déplétion du 2DEG et le champ électrique avec l'application d'une forte tension de drain.

3. Enjeux actuels du MOS-HEMT

a. La minimisation de la résistance à l'état-ON

Pour atteindre l'objectif de minimisation de la résistance R_{ON} , nécessaire pour réduire les pertes en commutation, plusieurs aspects doivent être considérés, comme l'a illustrée précédemment la Figure 30. En effet, la résistance R_{ON} est la combinaison linéaire de la résistance de contact (R_C) (qui compte 2 fois pour la contribution des contacts la source et du drain), de la résistance des flancs de grille (R_T), du fond de la grille (R_{bottom}) et des résistances d'accès côté source et drain ($R_{2DEG,S}$ et $R_{2DEG,D}$). Il est donc crucial de réduire l'ensemble de ces résistances. Les résistances de contacts ont été optimisées [105] et sont aujourd'hui responsable de 3% de la résistance R_{ON} comme on peut le voir en comparant deux publications de 2021 [106] et 2023 [57].

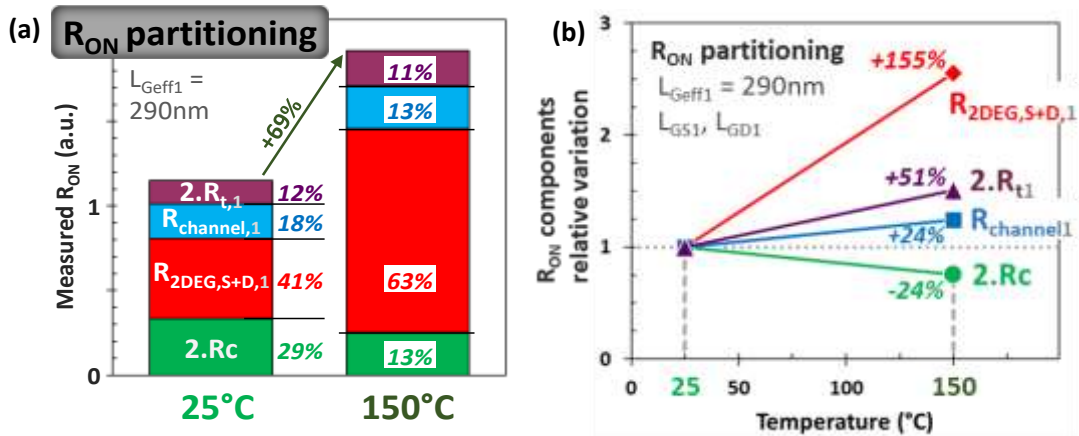


Figure 37: (a) Représentation des différentes contributions sur la résistance R_{ON} à 25°C et 150°C (la $R_{channel}$ correspond à notre R_{bottom}), (b) Variation relative avec la température [106].

Il faut donc s'intéresser aux deux contributions majeures restantes:

- La résistance du 2DEG des accès sources et drain ($R_{2DEG,S}$ et $R_{2DEG,D}$) qui est en partie gouvernée par les effets de polarisation des matériaux de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/AiN/GaN$ qu'il faudra optimiser.
- La résistance du canal de grille qui regroupe les flancs (R_T) et le fond de grille (R_{bottom}) et qui sera majoritairement impactée par le procédé de gravure ainsi que par la qualité de l'interface avec le diélectrique de grille et l'utilisation de dopage.

▪ La résistance du 2DEG

La résistance du 2DEG est comme l'illustre la Figure 37, responsable de 41% de la résistance totale R_{ON} à 25°C. Ce nombre augmente et passe à 63% lorsque le composant est étudié à 150°C, soit une augmentation de 155% de la résistance R_{2DEG} . Si on prend en compte de l'optimisation de la résistance R_C , il convient aisément que l'amélioration de cette résistance du 2DEG est un enjeu crucial. Cette résistance est liée à deux paramètres d'optimisation:

- La densité d'électrons du 2DEG (n_S) qui comme on l'a montré précédemment est fortement corrélée aux charges d'interface de polarisations de l'hétérostructure $Al_xGa_{1-x}N/AiN/GaN$,
- La mobilité du 2DEG (μ_{2DEG}) qui dépend d'un ensemble de paramètres tels que la rugosité de l'interface AiN/GaN , de la concentration d'électron, de l'épitaxie, etc.

$$R_{2DEG,\square} = \frac{1}{q \cdot n_s \cdot \mu_{2DEG}} \quad (23)$$

Cette mobilité du 2DEG pour une interface $Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN$ se situe aux alentours de $2000\text{cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{V}^{-1}$ à 25°C et est inférieure à $900\text{cm}^2.\text{s}^{-1}.\text{V}^{-1}$ à 150°C . Cette forte dégradation en température est expliquée en raison notamment de l'effet des phonons responsables de la diminution de la mobilité, comme l'illustre la Figure 37 [70], [107], [108].

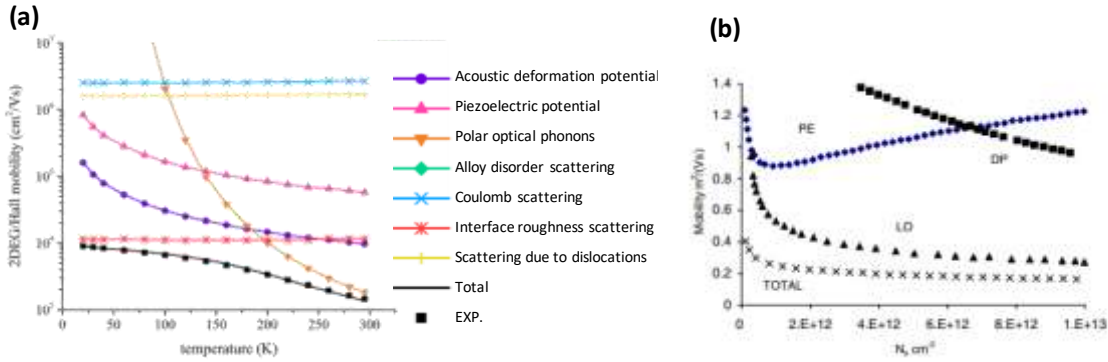


Figure 38: Impact des différents mécanismes de dégradations sur la mobilité du 2DEG avec en : (a) l'effet en fonction de la température jusqu'à 300K [109]; (b) l'effet en fonction de la densité d'électron à 300K (LO : Phonon optique, PE : potentiel piézoélectrique, DP : potentiel de déformation acoustique) [110].

La Figure 39 présente un état de l'art de l'optimisation de la mobilité et de la densité d'électrons n_s en relation avec la résistance du gaz d'électron bidimensionnel ($R_{\square,2DEG}$) représenté en carte d'iso-résistivité. Les structures comparées présentent des différences significatives en termes de procédés de fabrication, tels que l'épitaxie (par MBE, MOCVD, conditions de croissances). Elles diffèrent également par leur architecture, incluant des configurations telles que AlN/GaN ou $SiN/AlGaN/AlN/GaN$, entre autres, mais encore des différences avec présence de grille ou non directement sur la barrière $AlGaN$ qui induit aussi des dégradations du canal d'électrons sous-jacent [73]. En conséquence, les variations technologiques ne peuvent pas être directement comparées de manière équitable. Néanmoins, ces comparaisons fournissent un aperçu précieux des tendances et des valeurs actuelles. Les valeurs observées ont été mesurées à température ambiante. On remarque :

- Une augmentation de la densité d'électrons (n_s) va en général de pair avec une diminution de la mobilité.
- La présence de la passivation SiN semble être bénéfique à l'augmentation de la mobilité et de la densité d'électrons contrairement aux structures avec une grille directement sur la barrière $AlGaN$.
- L'ajout d'une couche AlN à l'interface $AlGaN/GaN$ permet d'augmenter la mobilité du gaz d'électron (comparaison des points (6)).
- D'autre part une augmentation de cette épaisseur de couche AlN permet un gaz d'électrons plus concentré (comparaison des points (9)).

La référence « *Ref-LETI-2021* » du laboratoire prise ici concerne une structure de type $Al_{0.24}Ga_{1-0.24}N(24\text{nm})/AlN(1\text{nm})/GaN(100\text{nm})/p\text{-GaN}$, elle sera présentée plus en détails dans le prochain chapitre (Cf. Figure 62), ainsi que de nouvelles variations de cette hétérostructure.

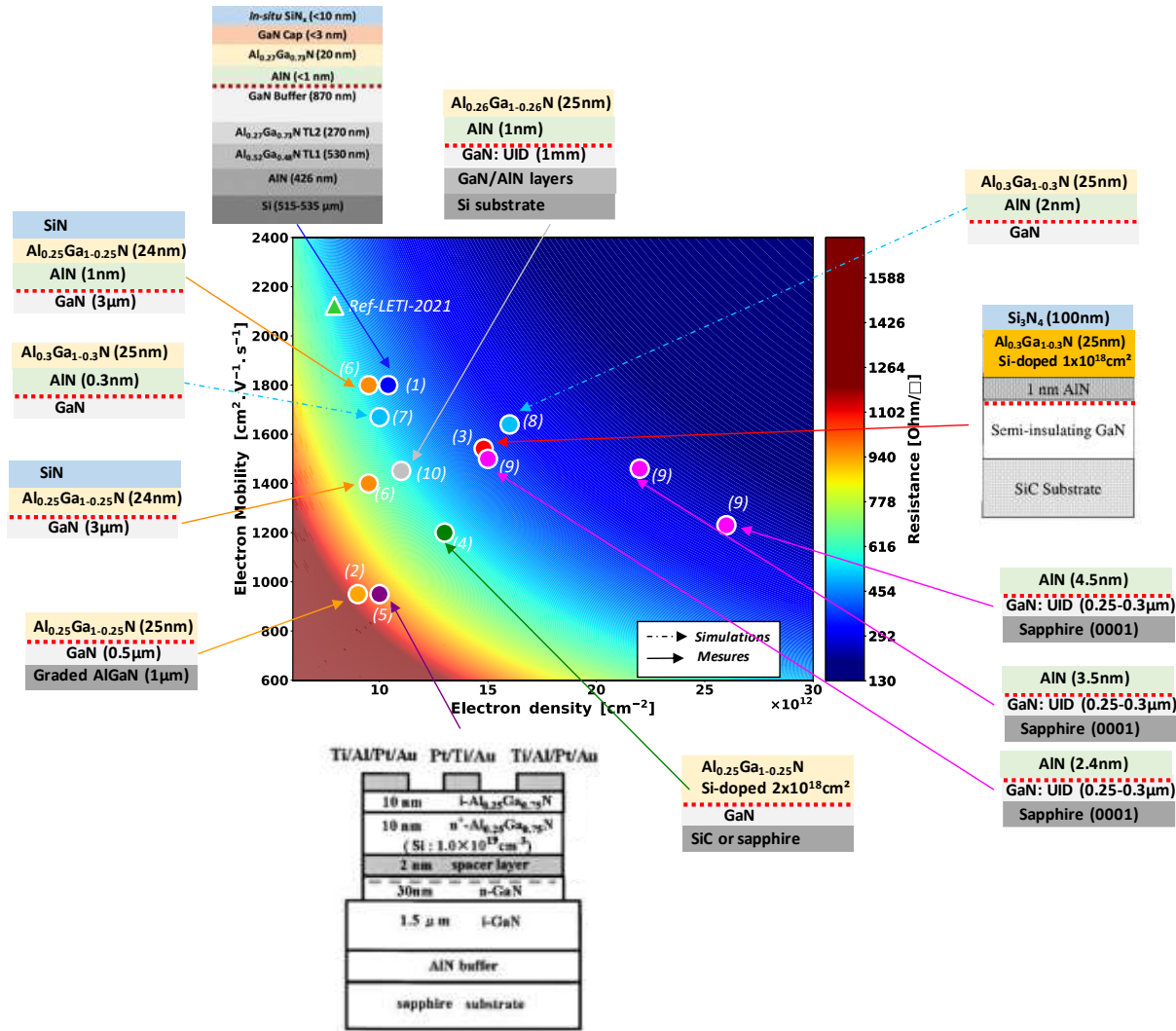


Figure 39: Etat de l'art à 25°C de la résistance du 2DEG, et de la mobilité et n_s associées, extrait des publications associées au numéro entre parenthèse suivants : (1)[78], (2) [111], (3) [112],(4) [113], (5) [114], [6] [73], (7) (8) [74], (9) [115], (10) [116].

▪ **La résistance du canal de grille**

Selon la Figure 37, la résistance du canal de grille est le second facteur ayant le plus grand impact sur la résistance R_{ON} . Cette résistance comprend la résistance du fond de la grille (R_{bottom}), qui contribue à hauteur de 18%, et la résistance des flancs (R_T), avec une contribution de 12% pour une température de 25°C. À 150°C, bien que leur contribution relative diminue en raison de l'augmentation prédominante de la contribution de la résistance 2DEG, on observe une augmentation de R_{channel} et R_T de respectivement 24% et 51%. Il est également important de noter que ces pourcentages ont été calculés en considérant une longueur effective de grille de 290 nm, laquelle peut varier, affectant ainsi la résistance R_{bottom} de manière plus ou moins significative. De plus, la profondeur de gravure peut également influencer la résistance R_T , de même que la proximité du dopage p par rapport au canal.

Contrairement à l'optimisation de la résistance du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG), l'optimisation de la mobilité des électrons constitue ici le seul paramètre disponible. Il a été démontré que l'un des avantages de la grille MIS est de permettre une dégradation moindre de la mobilité des électrons en fonction de la température par rapport à la structure p-GaN [48].

Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants

Toutefois, en raison des dégradations induites par le procédé de gravure, l'interface entre la couche diélectrique et la couche de GaN présente des défauts, tels que des liaisons pendantes, la présence d'oxyde natif de gallium (GaO_x), des pièges, et autres défauts [117]. De plus, une rugosité importante de cette interface affecte de manière significative la mobilité dans le canal. Généralement, on définit la mobilité μ_{FE} comme la mobilité d'effet de champ du canal selon :

$$\mu_{FE} = \frac{L_G}{W_G C_{OX} V_D} \left(\frac{\partial I_D}{\partial V_G} \right) \quad (24)$$

où C_{OX} est la capacité grille/oxyde par unité de longueur, L_G et W_G sont respectivement la longueur et la largeur de grille.

Des précédentes études se sont intéressées à la caractérisation de cette mobilité du canal [101], [118], [119]. En général, la mobilité du fond de grille est étudiée car plus simple à appréhender que la mobilité des flancs grâce à des structures de test dédiées. Il a été reporté des mobilités du canal inférieures à $250 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$ [120], [121], [122], [123]. Les principaux mécanismes de dégradation étant les attractions coulombiennes pour les faibles n_s et de la rugosité d'interface à forte inversion comme le montre la Figure 40-a. On remarque aussi une diminution de la mobilité avec la température de $20 \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1} \cdot \text{V}^{-1}$, soit une dégradation de 14%. Une méthode basée sur l'utilisation de la fonction Y a aussi été adaptée par Kammeugne et *al.* [119] dans le but de caractériser les flancs de grille. Les résultats de cette méthode présentés en Figure 40-b mentionnent que la mobilité le long des flancs de gravure augmente quand la profondeur de gravure augmente. En faisant l'hypothèse que les flancs ont la même valeur de mobilité que celle du fond de grille il en a été déduit une mobilité de coins (ou « Corner mobility »), expliquant cette observation.

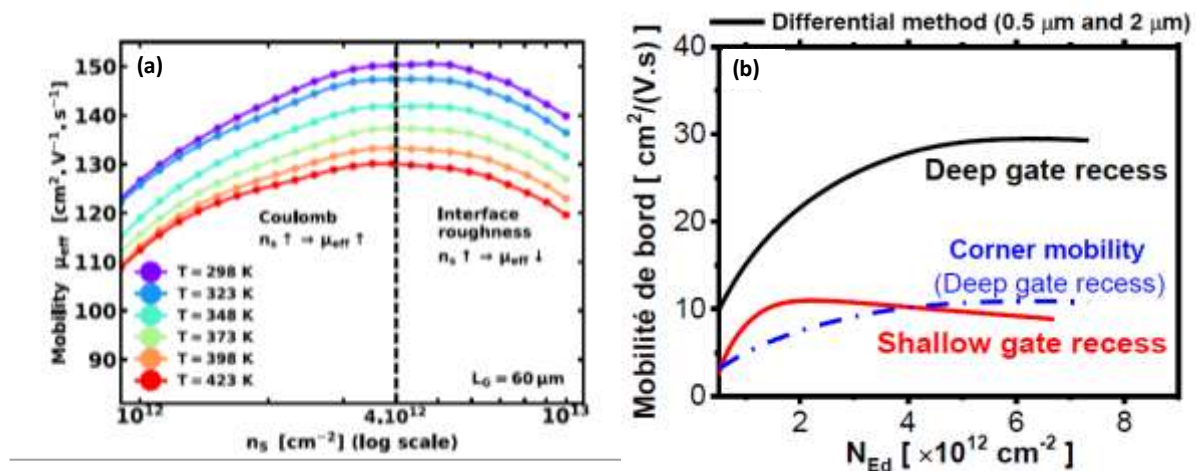


Figure 40: (a) Mobilité des électrons dans le canal sous la grille en fonction de la n_s pour différentes températures obtenue par Split-CV dans le cas d'une interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$, graphique tirée de [118]; (b) Mobilité des flancs de grilles en fonction de la n_s dans le cas d'une gravure de 45nm (« Shallow recess ») et 115nm (Appelé « Deep recess » sur la figure), tirée de [119]

b. L'interface Oxyde/GaN et les effets de compensation

Dans le transistor MOS-HEMT, le passage de l'état ON à l'état OFF est commandé par l'électrode de grille via la partie MOS, c'est-à-dire à travers l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$. Pour augmenter la tension de seuil (V_{TH}), une couche de dopage p-GaN a été introduite. Cependant, cette approche présente plusieurs problèmes :

- L'activation des dopants est difficile à réaliser en raison de la formation de complexes Mg-H. Pour y remédier, un recuit d'activation doit permettre d'activer le Mg [124], [125], [126].
- La valeur de V_{TH} obtenue est inférieure à celle prédite par la théorie comme l'illustre la Figure 41-a.

La compréhension de cette interface est donc un réel enjeu. En effet, de nombreux phénomènes entraînant des mécanismes de piégeages peuvent intervenir comme l'illustre la Figure 41-b, tel que des pièges d'interfaces (DITs) [127]. De plus, la formation de l'oxyde natif de GaO_x , peut également être à l'origine de la compensation de l'effet du dopage [128]. Ainsi malgré l'ajout de cette barrière, l'effet escompté sur les performances du MOS-HEMT en terme d'augmentation des tensions V_{TH} et V_{PO} ($V_{TH} = 1.5V$ et $V_{PO} < 0V$) est inférieur à ce qui est attendu ($V_{TH} > 5 V$ et $V_{PO} > 0V$) (Figure 41-a).

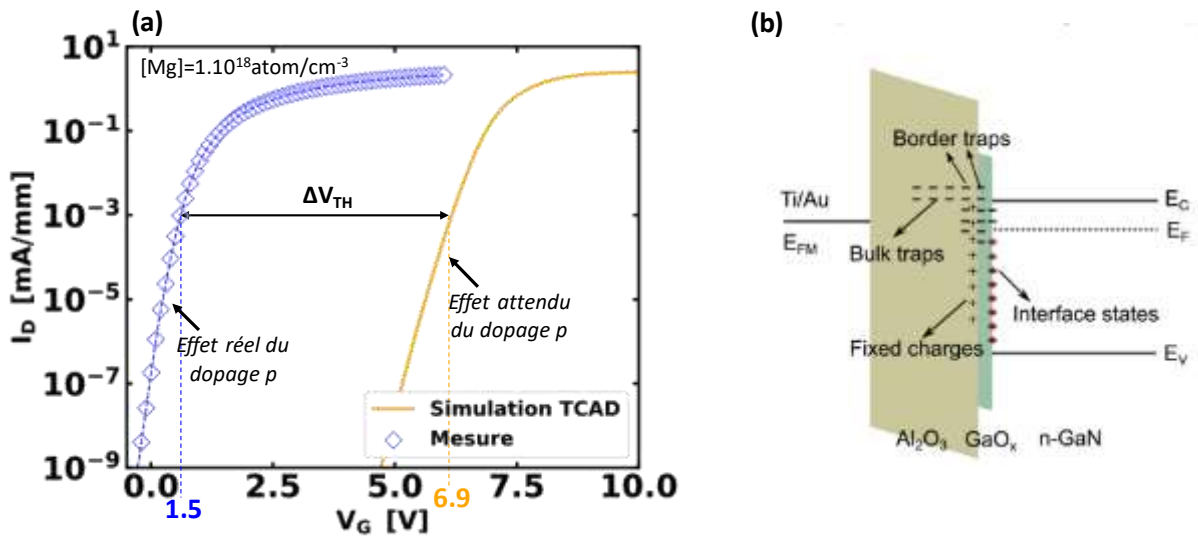


Figure 41: (a) Effet du dopage p sur la commande électrostatique, caractéristiques $I_{DS}=f(V_G)$ montrant l'effet sur le V_{TH} (comparaison effet attendu versus effet réel dans le cas d'une structure de type « Shallow recess ») ; (b) Possibles mécanismes de compensation à l'interface Al_2O_3/GaN .

En effet, une étude précédente s'est intéressée à mesurer l'activation du dopage p de la couche de p-GaN en utilisant un empilement spécifique comprenant une couche de p-GaN dopée à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur une profondeur de $1 \mu\text{m}$, sur laquelle différentes épaisseurs d'oxyde de grille Al_2O_3 (10 nm, 20 nm, et 30 nm) ont été déposées, suivies par le dépôt du métal de grille. La mesure $1/C^2$ de ces structures a permis de déterminer la concentration de dopants, concluant que les dopants étaient activés. Par ailleurs, une mesure de la capacité en fonction de la tension de grille ($C(V_G)$) a été réalisée sur ces mêmes empilements afin de vérifier le décalage de la tension de seuil induit par la présence de ce p-GaN, ainsi que l'effet de l'oxyde de grille sur la tension de seuil. Comme le montrent les courbes en Figure 42, il a été constaté que, malgré l'activation du magnésium, l'effet sur la tension de seuil est trop faible par rapport aux simulations et indépendant de l'épaisseur de l'oxyde (t_{OX}). Ceci suggère que ce dopage était compensé au niveau de l'interface Al_2O_3/GaN . Ainsi, l'ajout d'une charge de compensation $\sigma_{Comp, p-GaN}^+$ comme illustré en Figure 43 et Figure 44-b, permettait d'expliquer les deux phénomènes observés (V_{TH} + indépendance avec t_{OX}) [128].

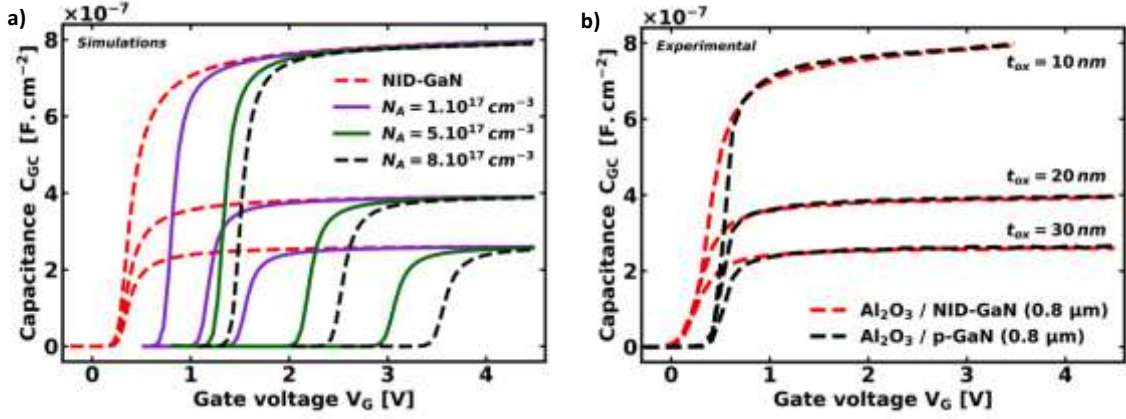


Figure 42: a) Simulations de l'effet du dopage p pour différentes concentrations et ce pour trois épaisseurs d'oxyde (10nm, 20nm et 30nm), b) résultats expérimentaux comparant les trois épaisseurs d'oxydes pour le cas non-dopé en p-GaN et le cas à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ de dopants p [128]

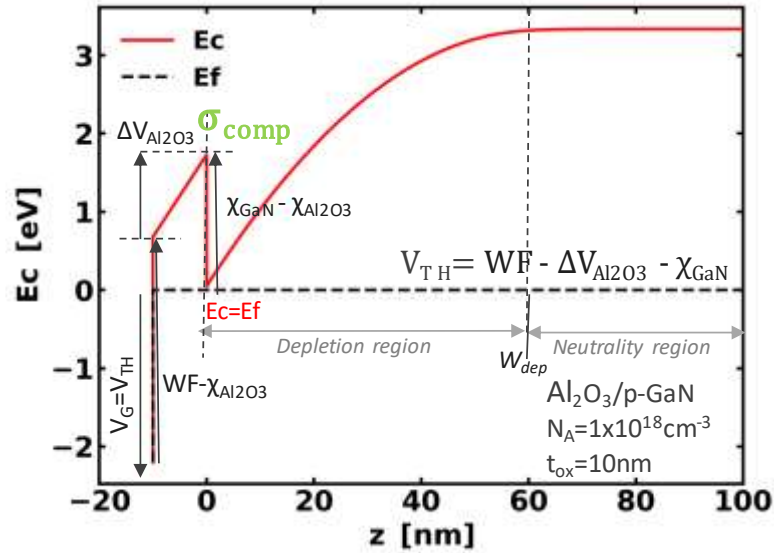


Figure 43: Diagramme de bandes de l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{p-GaN}$, théorie et illustration de la compensation

La tension de seuil V_{TH} est définie telle que $E_C = E_F$ et la tension de bande plate V_{FB} tel que :

$$V_{TH} = WF + t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \cdot \frac{e \cdot N_A \cdot W_{\text{dep}} - \sigma_{\text{Comp}}}{\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3}} - \chi_{\text{GaN}} \quad (25)$$

$$V_{FB} = WF + t_{\text{Al}_2\text{O}_3} \cdot \frac{e \cdot N_A \cdot W_{\text{dep}} - \sigma_{\text{Comp}}}{\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3}} - \chi_{\text{GaN}} - (E_C - E_F) \quad (26)$$

avec WF le travail de sortie du métal, W_{dep} la largeur de déplétion, N_A la concentration de dopant actif, χ_{GaN} l'affinité électronique du GaN, $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ et $\epsilon_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ respectivement l'épaisseur de l'oxyde Al_2O_3 et sa permittivité électrique. Ce type de compensation a également été observé dans le cadre d'une « back-barrier » AlGaN , où les auteurs ont émis l'hypothèse d'une compensation des charges de polarisation et du champ électrique [129], [130]. En effet, en revenant aux calculs des charges de polarisation de la section II-1-c et III-2, la couche AlGaN présentant une polarisation spontanée et piézoélectrique, une charge à l'interface Oxyde/ AlGaN devrait prendre en compte la différence de polarisation, comme l'illustre la Figure 44(a). À titre d'exemple, pour une couche AlGaN avec une fraction molaire en aluminium de 0.4, cette charge

$\sigma_{Comp, AlGaN}^+$ devrait être de l'ordre de $-3.3 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. Or, une telle charge aurait un effet non négligeable sur le comportement expérimental, avec la possibilité de disparition du 2DEG, ce qui n'est pas observé expérimentalement suggérant que cette charge est compensée [131]. De même, dans le cas illustré en Figure 44-b la charge σ_{GaN}^- liée à la polarisation spontanée du GaN est assumé compensée. Toutefois, la raison exacte de ce type de compensation reste pour le moment mal comprise.

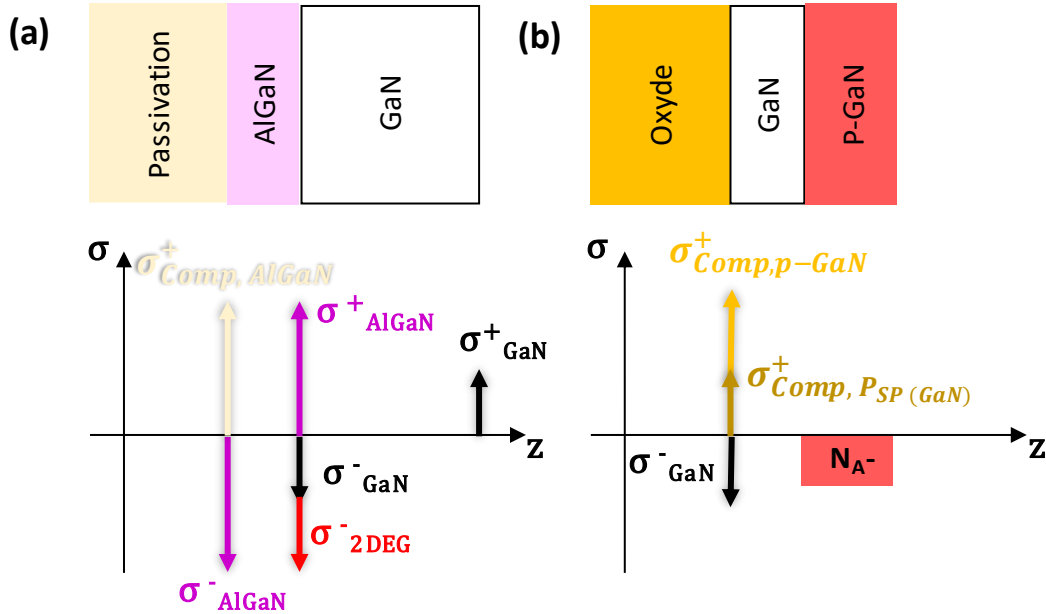


Figure 44: Distribution des charges d'interface dans le cas : (a) de l'hétérostructure AlGaN/GaN, (b) dans le cas Oxyde/GaN/p-GaN

c. La fiabilité

Un dernier enjeu plus général est celui de la fiabilité des composants. En raison notamment de l'association de divers mécanismes de piégeage, les performances des composants se trouvent dégradés. Cette partie se veut non-exhaustive, mais informative, des différents mécanismes.

Un premier type de dégradation concerne l'effondrement du courant suite à un stress du composant comme par exemple l'application en régime bloqué d'une forte tension de drain. Suite à ce stress, la valeur du courant diminue, et on peut observer aussi un décalage de la tension de seuil. Cette modification peut-être fortement néfaste puisque le composant peut alors passer d'un comportement normally-OFF à normally-ON et la chute du courant de drain entraîne également une augmentation de la résistance R_{ON} à l'état passant, Figure 45. L'origine de ces phénomènes a fait l'objet de nombreuses études. Ils ont d'abord été expliqués par des phénomènes de piégageages de surface (par des états donneurs positifs acceptant des électrons) [126], ou dans les couches de passivation [133]. L'optimisation des plaques de champ permet de minimiser ces dégradations [132]. En revanche, malgré ces améliorations, le phénomène de R_{ON} dynamique était toujours présent, et des études se sont penchées sur l'effet des pièges présents dans l'épitaxie. Ainsi, il a été reporté que les atomes de carbone en position accepteur (C_N) peuvent agir comme des pièges profonds, venant ainsi dépléter le 2DEG et agissent similairement à une grille virtuelle située dans le buffer [134].

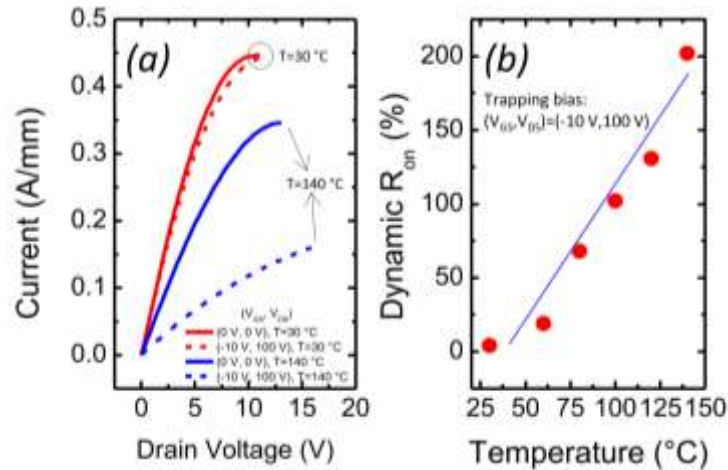


Figure 45: Illustration du phénomène de R_{ON} dynamique en fonction de la température [132]

D'autre part, en raison de la grille MIS, l'interface entre le diélectrique de grille et le semi-conducteur peut également servir de sites de piégeage. Les effets les plus importants pour les performances du MOS-HEMT sont des instabilités de la tension V_{TH} qui s'ajoutent à d'autres effets comme celui du R_{ON} dynamique présenté précédemment. Ces instabilités de la tension V_{TH} sont aussi analysées en appliquant une polarisation négative de la grille (nBTI) ou une polarisation positive de la grille (pBTI) avec une tension drain-source nulle dans le but de séparer les effets liés à la grille de ceux du drain. Il a été reporté que ces effets de piégeages sont réversibles, dépendant de la température (augmentation de l'excitation thermique des porteurs ce qui accélère les mécanismes de piégeages/dé-piégeages), de la tension de grille appliquée ainsi que du temps de stress [134], [135]. Ces instabilités dans le cas du MOS-HEMT, sont attribuées aux pièges carbones C_N de la couche GaN dopé carbone (GaN : C), des C_N de l'épitaxie ainsi que des défauts de l'oxyde proche de l'interface semi-conducteur/oxyde [136], [137], modifiant ainsi le comportement électrostatique de la commande de grille comme le montre la Figure 46.

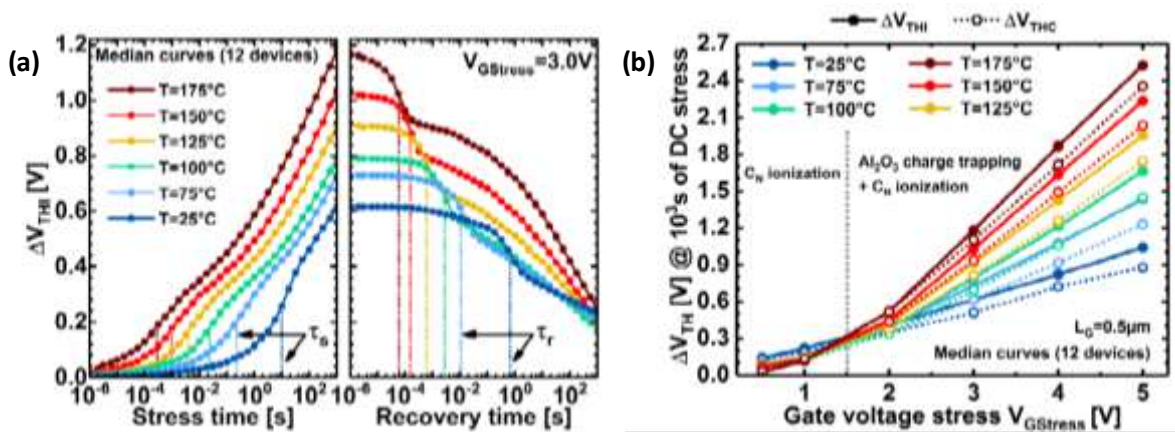


Figure 46: Illustration de l'effet de pBTI pour différentes températures : (a) Delta V_{TH} en fonction du temps de stress et du temps de recouvrement pour un stress de grille à $V_G=3V$. (b) Delta V_{TH} extrait à un temps de stress de 10^3s en fonction de la valeur de stress en V_G , mise en évidence des différents mécanismes avec l'ionisation des pièges carbones accepteurs C_N et du piégeage dans la couche d' Al_2O_3 pour des tensions $V_G > 1.5V$ [138]

Un dernier point à citer est celui de la dégradation spécifique aux grille MIS. Il met en jeu la rupture du diélectrique en fonction du temps (appelé TDDDB). Il se caractérise en mesurant le temps de stress nécessaire au claquage d'un oxyde soumis à une tension de grille V_G . Il est

possible aussi de mesurer la tension de résistance de l'oxyde de grille (*appelé TZDB*) qui consiste à mesurer le champ maximal applicable sur l'oxyde avant son claquage.

IV. Conclusion et objectifs de la thèse

Pour répondre aux enjeux soulevés par la technologie MOS-HEMT présenté dans ce chapitre 1, cette thèse visera à proposer des voies d'amélioration possible pour notamment réduire la résistance à l'état passant (R_{ON}) tout en ayant une tension de seuil V_{TH} élevée, une forte tension de claquage et le moins de fuite en régime bloqué. Ainsi sera abordé dans ce manuscrit plusieurs aspects tel que :

- L'optimisation de la résistance du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG),
- Les compromis R_{ON}/BV et R_{ON}/V_{TH}
- Les effets de compensations du dopage p,
- Les différentes contributions des résistances sur la valeur de la résistance R_{ON} totale
- Mais aussi plus généralement les impacts de la morphologie et des procédés de gravures de la grille sur les performances électriques des MOS-HEMT.

Plus spécifiquement, cette thèse est décomposée en 4 chapitres qui sont très étroitement liés.

Le Chapitre 2 a pour objectif d'adresser l'optimisation de la résistance des accès du transistor, qui correspondent au gaz d'électrons bidimensionnel ($R_{2DEG, \square}$). Ainsi l'attention sera portée sur l'hétérojonction AlGaIn/AlN/GaN et les effets de polarisations piézoélectrique et spontanée. Plusieurs variations technologiques seront à l'étude telles que la fraction molaire de la barrière AlGaIn, les épaisseurs des couches AlGaIn, AlN et GaN, mais aussi l'effet de dopages. Afin de caractériser ces variations technologiques un protocole d'extraction des paramètres clés (résistance du 2DEG, mobilité des électrons et densité d'électrons) de l'hétérojonction sera proposé. Des mesures électriques spécifiques sur des structures de Van der Pauw seront réalisées et comparées à des simulations théoriques 1D Poisson-Schrödinger afin de comprendre les effets de polarisations en jeu et ainsi proposer des améliorations technologiques, afin de à terme réduire la résistance du 2DEG et donc de la résistance R_{ON} des transistors MOS-HEMT.

Suite aux conclusion portées par le chapitre 2, le chapitre 3 sera une étude complémentaire visant à aller plus loin sur l'optimisation de la résistance 2DEG. En effet, de nouvelles concentrations innovantes d'aluminium de 0.4, 0.5 et 0.6 dans la barrière seront étudiées électriquement et théoriquement grâce aux simulations 1D Poisson-Schrödinger. Un cas comparant avec et sans couche inférieure de dopage p sera également étudié. Finalement, l'effet en terme de compromis R_{ON}/BV sera discuté, ainsi que la part de la résistance 2DEG sur la résistance R_{ON} totale du MOS-HEMT.

Après avoir abordé les résistances des accès, le chapitre 4, ira plus loin en étudiant plus généralement l'architecture MOS-HEMT. En effet, comme l'a précédemment décrit le chapitre 1 et introduit dans le chapitre 3, la gravure de grille est un élément crucial de cette technologie en raison de la dégradation des résistances de canal à cause de la gravure, et de la compensation p-GaN/oxyde qui limite la tension V_{TH} . Ce chapitre aura ainsi deux objectifs principaux : étudier l'impact de la gravure de la grille sur les performances électriques et de proposer une méthode d'extractions des mobilités autour de la grille en différenciant le fond des côtés de la grille, afin de comprendre et mettre en avant les points limitants à l'amélioration de la résistance R_{ON} . Plus spécifiquement deux procédés de gravure seront comparés. L'effet de l'orientation

cristallographique du canal et des anisotropies de procédé de gravure sur les performances électriques seront abordés. D'autre part, des simulations TCAD permettront de confirmer les impacts morphologiques sur les performances électriques et de valider la méthode d'extractions des mobilités du canal de grille.

Le chapitre 5, sera une continuité du chapitre 4, ou sera abordé l'effet de la profondeur de gravure sur la résistance R_{ON} à 25°C et 150°C ainsi que le compromis entre faible résistance R_{ON} et faibles courants de fuites de grille, de source et de substrat à l'état bloqué. La méthodologie d'extraction sera appliquée et discutée pour aboutir à un bilan général de l'effet de la profondeur de gravure sur la résistance R_{ON} des MOS-HEMT à 25°C et 150°C et ce pour plusieurs variations de longueurs de grille. Des simulations TCAD seront également réalisées afin de visualiser l'effet de la profondeur de grille sur les courbes caractéristiques $I_D(V_G)$ et la répartition du champ électrique pour les trois profondeurs de grille. Finalement, un bilan des différentes contributions de résistances en fonction de l'architecture sera proposé.

Chapitre 2 : Caractérisation électrique et modélisation du gaz d'électrons 2D de l'hétérostructure AlGaN/AIN/GaN en vue de son optimisation

Ce chapitre a pour objectif d'étudier différents paramètres technologiques pour l'optimisation de la résistance du gaz d'électrons bidimensionnel. On s'intéressera ainsi à la corrélation entre la résistance, la densité d'électrons et la mobilité. La première partie présentera les méthodes de caractérisation mises en œuvre. La deuxième partie abordera quant à elle le principe des simulations 1D Poisson-Schrödinger et TCAD utilisées. Finalement, les résultats à température ambiante ainsi qu'à 150°C des différentes variantes technologiques seront présentés.

I. Les méthodes de caractérisation

1. La structure de type Van der Pauw

Afin d'étudier les propriétés du gaz d'électrons bidimensionnel de l'hétérostructure AlGaN/AIN/GaN une structure de type Van der Pauw de dimension $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ est caractérisée électriquement par la mesure de courant 5-pointes et de capacité en fonction de la tension de grille. Cette structure donne ainsi accès aux caractéristiques $I(V_G)$ et de capacité $C_G(V_G)$. C'est une structure de type « Normally-ON », qui du fait de ces larges dimensions permet de s'affranchir des résistances de contact pendant la mesure de courant. Cette structure de test permet donc d'accéder aux propriétés du 2DEG au niveau des accès du transistor (source-grille et grille-drain) du MOS-HEMT. Toutefois, comme le montre la Figure 47, au-delà de l'empilement AlGaN/AIN/GaN, on note aussi la présence des plaques de champs (appelées FPG, FPS1, FPS2, FPD) et de différentes épaisseurs et types de diélectriques pour la passivation (appelées $T_{\text{diel},1}$, $T_{\text{diel},2}$, $T_{\text{diel},3}$, $T_{\text{diel},4}$). Classiquement les mesures sont effectuées sur une structure Van der Pauw de type oxyde de grille ($T_{\text{diel},1}$), identique à l'empilement sous le FPG (Figure 47, Figure 48). L'homogénéité des propriétés du canal 2DEG sous les différentes plaques de champs sera aussi vérifiée.

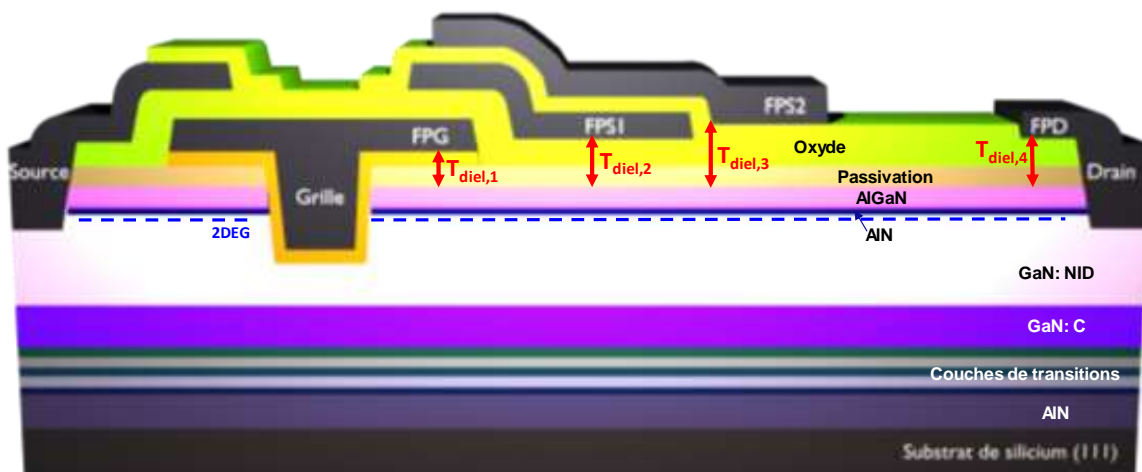


Figure 47: Schéma général d'un MOS-HEMT, focus sur les différentes épaisseurs des diélectriques ($T_{\text{diel},i}$)

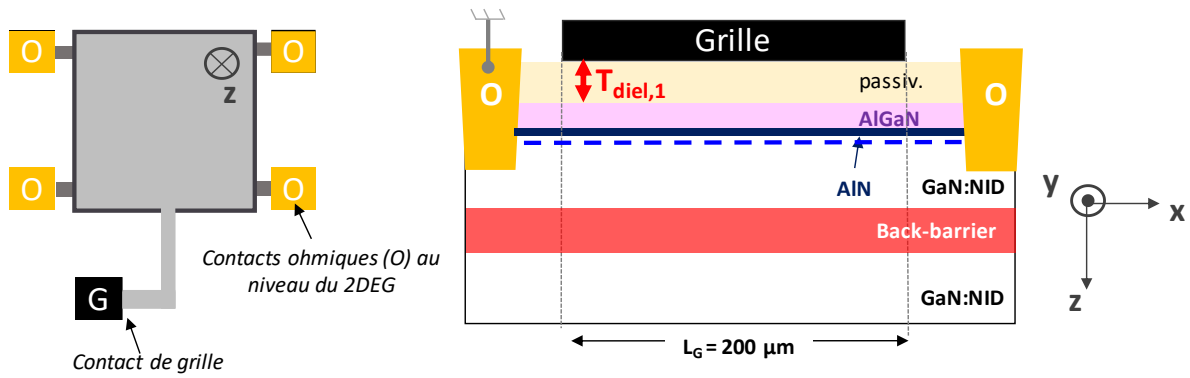


Figure 48: (gauche) Vue de dessus de la structure de test de type Van der Pauw. (Droite) Vue en coupe de l'empilement caractérisé suivant la profondeur z dans le matériau dans le cas du canal 2DEG sous le FPG.

2. La mesure du courant

Afin d'évaluer la résistance du gaz d'électrons bidimensionnel, située proche de l'interface AlN/GaN une mesure de courant $I(V_G)$ est réalisée. L'appareil *Keysight B1500A Semiconductor Device Analyzer* a été utilisé pour ces mesures sous pointes. La photo du montage et la configuration de mesures sont proposées en Figure 49. Ainsi pour extraire la résistance $R_{\square,2DEG}$ en fonction de la tension de grille V_G , on applique un potentiel de drain V_D de 100mV (régime linéaire) pour créer une différence de potentiel entre les deux plots : le plot de masse et de drain, comme l'illustre la Figure 49. On extrait ainsi le courant I ainsi que la différence de potentiel ΔV pour déduire la résistance $R_{\square,2DEG}(V_G)$ en fonction du potentiel de grille V_G , tel que :

$$R_{\square,2DEG}(V_G) = \frac{\pi}{\ln(2)} \cdot \frac{\Delta V(V_G)}{I(V_G)} \quad (27)$$

La tension de grille ayant le rôle de modulation de ce gaz d'électrons.

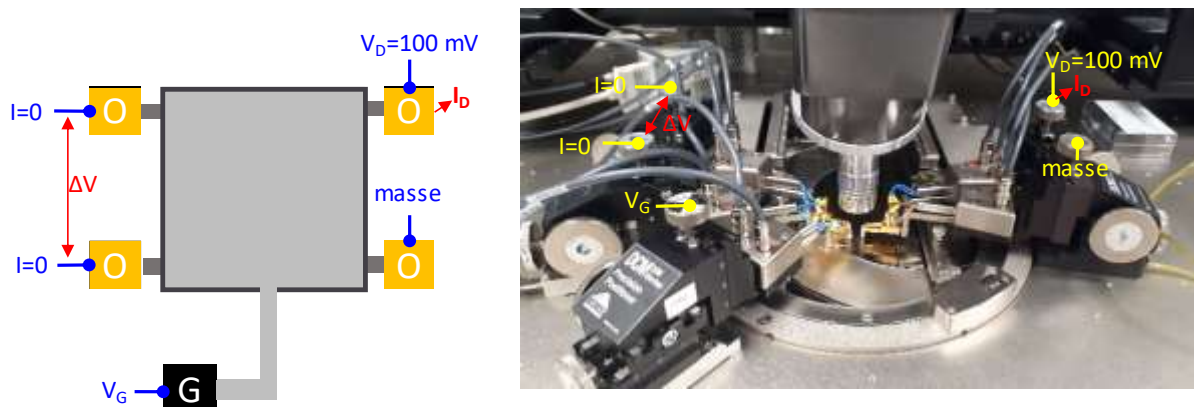


Figure 49 : Schéma du montage pour la mesure $I_D(V_G)$ et photo du montage

3. La mesure de la capacité

Des mesures capacitives en fonction de la tension de grille $C_G(V_G)$ sont aussi mises en œuvre dans le but d'en déduire la densité d'électrons du canal 2DEG. Notons que cette mesure permet aussi d'estimer l'épaisseur de la barrière AlGaN ainsi que l'épaisseur effective du diélectrique $T_{diel,1}$. Les mesures sont réalisées comme précédemment sur les structures Normally-ON de type Van der Pauw, en utilisant un HP4284 LCR meter à une fréquence de 1 kHz. Cette mesure capacitive $C_G(V_G)$ consiste ainsi à appliquer sur la borne HIGH (plot de grille) un signal continu (DC) en marche d'escalier (suivant l'augmentation de la tension de grille) combiné à un signal sinusoïdal de faible amplitude (ici 40mV) à la fréquence désirée (ici 1kHz). La borne LOW (plot de contact ohmique) mesure la variation de charge du 2DEG sous la forme d'une variation de courant ($i(t)=dq/dt$). La valeur de la capacité mesurée est alors normalisée par rapport à la surface ($C=C_{mesurée}/(W_G \times L_G)$). Cette mesure permet ainsi de déduire la densité d'électrons (n_s) du 2DEG dans la plupart des cas tel que :

$$n_s = \frac{1}{q} \cdot \int_{V_{TH1}}^0 C \cdot dV_G \quad (28)$$

avec V_{TH1} la tension pour laquelle $C=C(V_G=0V)/2$.

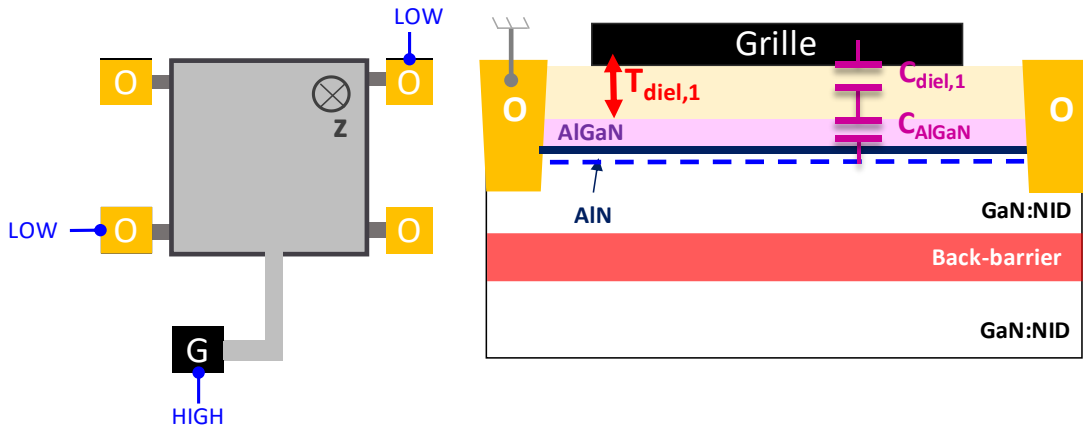


Figure 50 : Vue du dessus de la structure de test, et vue en coupe de l'empilement avec mise en évidence des capacités mesurées

L'interprétation de la mesure de la capacité $C_G(V_G)$ donne accès aux valeurs des épaisseurs effectives de diélectriques ($T_{diel,1}$, $T_{diel,2}$, $T_{diel,3}$, $T_{diel,4}$) et de la couche AlGaN (t_{AlGaN}) et AlN (t_{AlN}) de sorte que le premier plateau correspond la capacité totale (C_{totale}):

$$C_{totale}^{-1} = C_{T_{diel,1}}^{-1} + C_{AlGaN}^{-1} + C_{AlN}^{-1} \quad (29)$$

Tandis que le second plateau correspond à la capacité uniquement du diélectrique ($C_{T_{diel,1}}$). Ainsi, la mesure de la valeur de plateau de capacité, donne accès en connaissant la permittivité (ϵ_i) à l'épaisseur (t_i) de la couche telle que :

$$C_i = \frac{\epsilon_i}{t_i} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{r_i}}{t_i} \quad (30)$$

Concernant l'interprétation des tensions de seuil, la zone de tension allant de V_{TH1} à 0V est attribuée au canal d'électrons (2DEG). Puis, à partir de la tension V_{TH2} on commence à former

le canal dans la couche AlGa_xN, ce qui explique le second plateau de capacité, comme l'illustre la Figure 51.

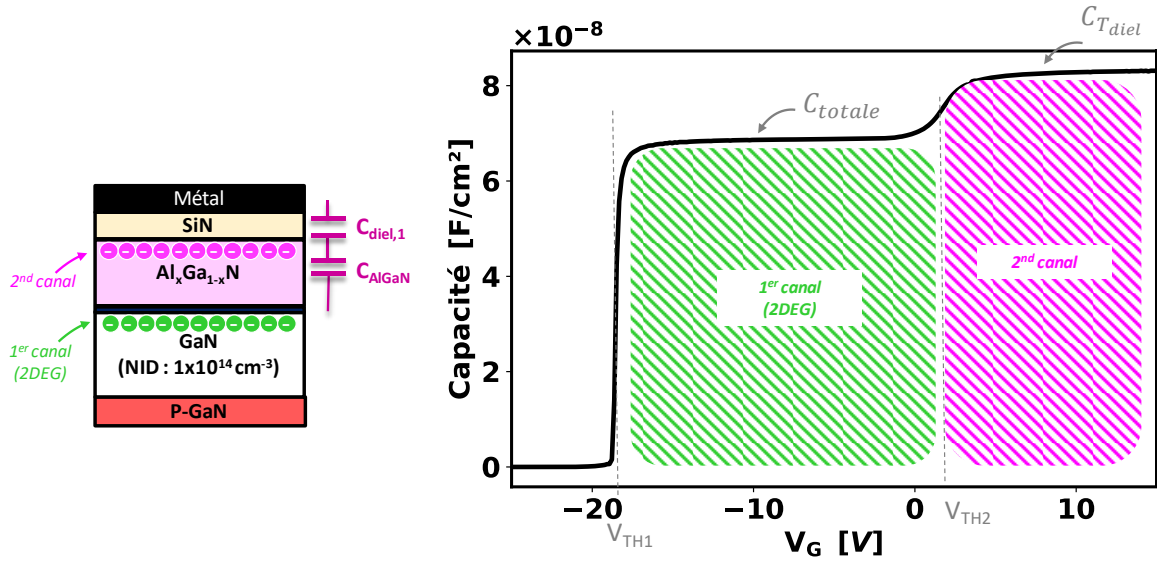


Figure 51 : Illustration des deux canaux d'électrons au sein de la structure et l'effet observé sur la caractéristique $C_G(V_G)$.

a. Effet des mesures consécutives et variations de la tension V_{TH}

Avant toute mesure, un protocole de vérification a été mis en place. Premièrement un composant vierge est testé afin de déterminer la tension V_{TH1} , puis ce même composant est testé successivement de la tension $V_G = V_{TH1} - 3V$ à $0V$, en aller-retour. On a reporté la possible présence d'effet d'instabilité de la tension de seuil V_{TH1} , avec le décalage vers les valeurs moins négatives plus ou moins marquées des courbes après une première mesure sous stress, comme le montre la Figure 52. En revanche, peu, voire pas d'hystérésis (différence entre la tension V_{TH1} aller et retour) est reportée lorsque la tension V_G est inférieure à $0V$. Par contre, lorsque la mesure est effectuée jusqu'à des tensions V_G supérieures à $0V$, Figure 53, on remarque un effet d'hystérésis dont l'origine est le piégeage des électrons dans la passivation, en raison de la formation pour ces niveaux de tension V_G du second canal dans la couche AlGa_xN. Plus la tension V_G sera positive et plus on s'attend à un piégeage important et donc un décalage de la tension V_{TH1} important [139].

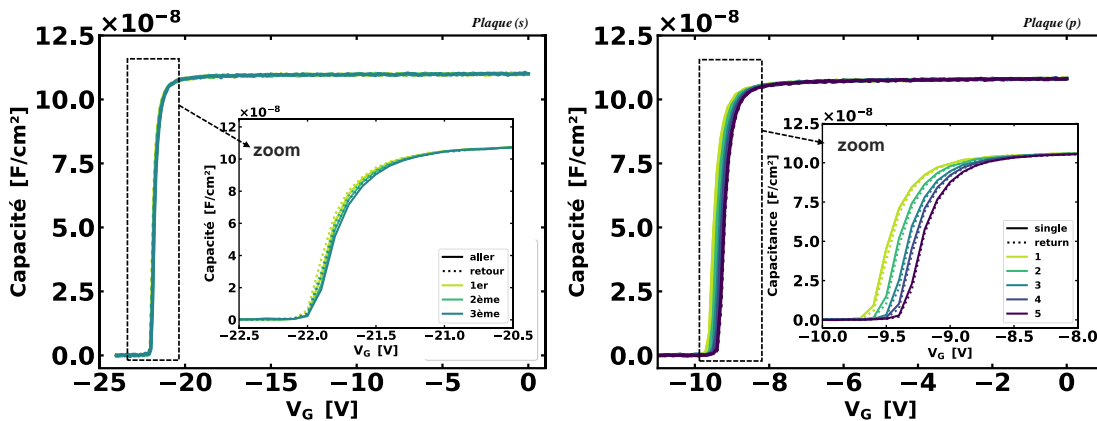


Figure 52 : Mesures consécutives $C_G(V_G)$ en aller-retour à $1kHz$ et $25^\circ C$ pour deux variantes technologiques.

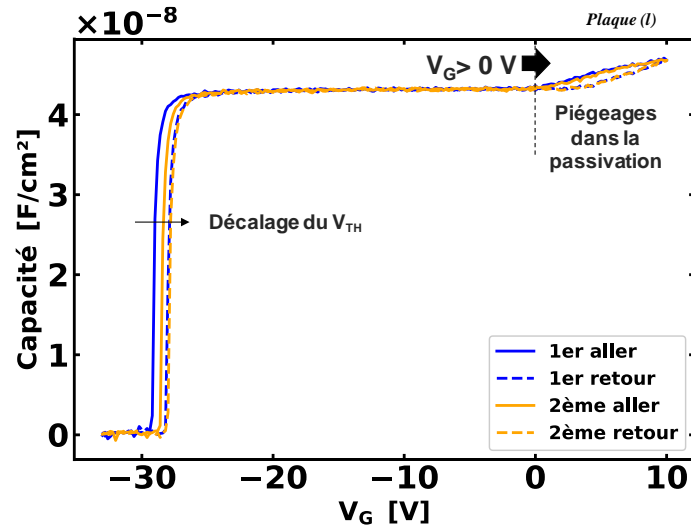


Figure 53 : Mesures répétitives $C_G(V_G)$ jusqu'à $V_G = 10 \text{ V} > 0 \text{ V}$, formation du second canal AlGaN/SiN et piégeage dans la passivation.

b. Effet de la fréquence sur les caractéristiques $C_G(V_G)$

Afin de vérifier l'effet de la fréquence sur la mesure de capacité, les composants sont mesurés pour des fréquences allant de 1kHz à 1MHz. La Figure 54-a reporte les caractéristiques $C_G(V_G)$ pour cinq fréquences différentes en aller-retour. On note aucun effet aller-retour. En revanche, plus la fréquence devient grande et plus la capacité se décale et s'affaisse, ceci est due à la difficulté de réponse de la variation de la charge. Enfin, la valeur de tension de seuil extraite à partir des caractéristiques $I(V_G)$ est comparée avec celle extraite de la mesure $C_G(V_G)$. La fréquence retenue est celle pour laquelle on a la même tension V_{TH1} pour les deux mesures $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$. L'effet de la fréquence est d'autant plus marqué pour les mesures à une tension de grille V_G supérieure à 0V, puisqu'il y a alors disparition du second plateau de capacité pour des fréquences trop grandes, Figure 54-b, et ne permet donc pas de mesurer le second canal.

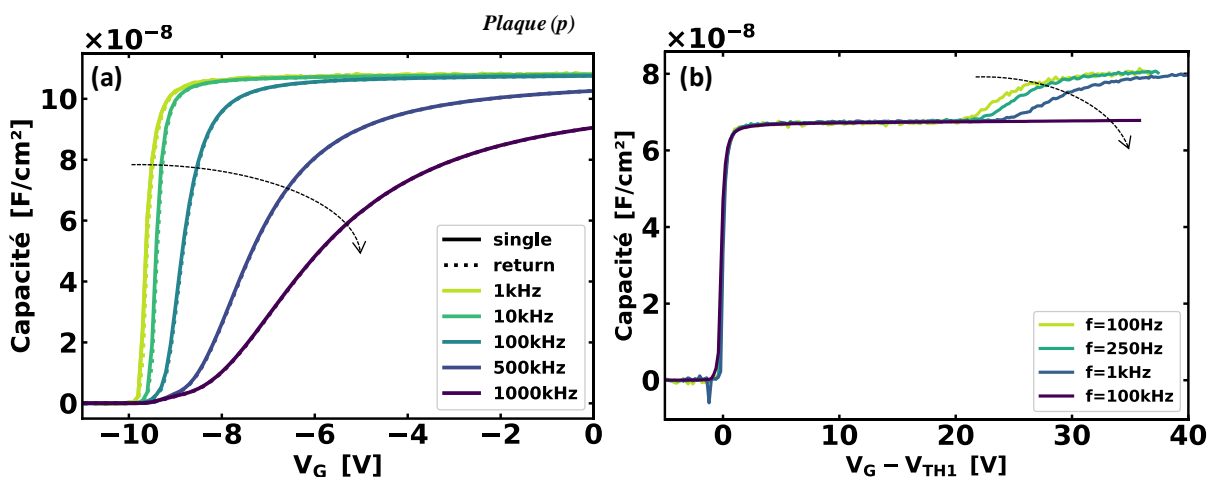


Figure 54 : Caractéristiques $C_G(V_G)$ en aller-retour en fonction de la fréquence de 1kHz à 1MHz à 25°C : (a) effet de la fréquence sur le premier plateau ; (b) effet de la fréquence sur le second plateau

4. Extraction de la mobilité par la méthode Split-CV

Afin d'extraire la mobilité du 2DEG, les mesures de courants $I(V_G)$ et de capacités $C_G(V_G)$ sont nécessaires. En effet, la mobilité des électrons (μ_{2DEG}) est reliée à la fois à la densité d'électrons (n_s), extraite par la mesure capacitive $C_G(V_G)$ et à la résistance ($R_{\square,2DEG}$) extraite grâce à la mesure de courant $I(V_G)$.

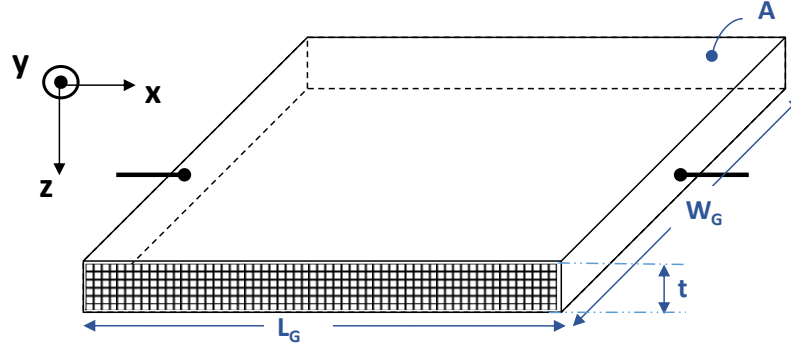


Figure 55: Schématisation du canal 2DEG pour l'extraction de la mobilité

La mobilité est équivalente à une mobilité effective du canal d'épaisseur t , de longueur L_G et de largeur W_G . Ainsi d'après la loi d'Ohm généralisée appliquée à la structure de la Figure 55, la résistance R est égale à :

$$R = \rho \cdot \frac{L_G}{A} = \rho \cdot \frac{L_G}{W_G \cdot t} = R_{2DEG, \blacksquare} \cdot \frac{L_G}{W_G} \quad (31)$$

avec ρ la résistivité, A la section du canal, $R_{\square,2DEG}$ la résistance surfacique, qui s'écrit sous la forme ci-dessous, et simplifiée dans le cas d'un canal exclusivement d'électrons :

$$R_{2DEG, \blacksquare} = \frac{1}{q \cdot (n \cdot \mu_n + p \cdot \mu_p) \cdot t} = \frac{1}{q \cdot n \cdot \mu_n \cdot t} \quad (32)$$

$$R_{2DEG, \blacksquare} = \frac{1}{q \cdot \int_0^t n(z) \cdot \mu_n(z) \cdot dz} \quad (33)$$

avec, μ_n et μ_p les mobilités respectivement d'électrons et de trous. Finalement, la mobilité du 2DEG peut s'écrire sous la forme:

$$\mu_{eff} = \frac{1}{q \cdot n_s \cdot R_{2DEG, \blacksquare}} \quad (34)$$

Les difficultés liées à cette mesure $C_G(V_G)$ sont de s'affranchir des effets parasites possibles tels que les effets de NBTI (*Negative Bias Temperature Instability*), des instabilités de la tension de seuil V_{TH1} . Le protocole de mesure est finalement le suivant : d'abord la mesure $I(V_G)$ moins stressante (quelques secondes) est réalisée puis on termine par la mesure $C_G(V_G)$ plus stressante car aussi plus longue, ce qui pourrait provoquer ses instabilités.

II. Introduction aux simulations 1D : Schrödinger-Poisson et TCAD

Afin d'étudier les phénomènes physiques permettant d'améliorer la résistance 2DEG, des simulations 1D Poisson-Schrödinger ont été menées. L'effet des paramètres technologiques sur la densité d'électrons du canal et le lien avec les charges fixes d'interface de polarisation ont été étudiés à travers des simulations 1D-Poisson-Schrödinger, qui ont permis de comparer la caractéristique $C_G(V_G)$ expérimentale avec la caractéristique théorique simulée. Ces simulations ont aussi été confrontées à des simulations TCAD 1D afin de, à terme, (Cf. Chapitre 4) intégrer ces résultats dans les simulations de la structure complète du MOS-HEMT et ainsi d'évaluer la pertinence des variations technologiques.

1. Un peu de formalisme

a. L'équation de Schrödinger et de Poisson

La modélisation de l'empilement est considérée unidimensionnelle (1D), selon l'axe z , soit selon la profondeur, dans le code de résolution Poisson-Schrödinger (1DSP). La densité de charge $\rho(z)$ est calculée avec $n(z)$ et $p(z)$, les densités de porteurs respectivement d'électrons de trous. $N_A(z)$ et $N_D(z)$ sont ici la concentration d'accepteurs/donneurs qui sont considérés activés et ionisés, et e la charge élémentaire $e = 1.602 \times 10^{-19}C$.

$$\rho(z) = e(-n(z) + p(z) - N_A(z) + N_D(z)) \quad (35)$$

$n(z)$ et $p(z)$ sont calculés en mécanique classique par l'intégrale de Fermi-Dirac $\mathcal{F}_{1/2}$ avec N_V et N_C représentant respectivement la densité effective d'états dans la bande de valence, et de conduction.

$$n(z) = N_C(T) \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C(z)}{k_B T} \right) = 2 \left(\frac{2\pi m_e^* k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_F - E_C(z)}{k_B T} \right) \quad (36)$$

$$p(z) = N_V(T) \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_V(z) - E_F}{k_B T} \right) = 2 \left(\frac{2\pi m_p^* k_B T}{\hbar^2} \right)^{3/2} \mathcal{F}_{1/2} \left(\frac{E_V(z) - E_F}{k_B T} \right) \quad (37)$$

Dans le cas de la résolution en mécanique classique, l'équation de Poisson ci-dessous est résolue de façon auto-cohérente.

$$\frac{d}{dz} \left(\epsilon_0 \epsilon_r(z) \frac{d\phi(z)}{dz} \right) + \rho(z) = 0 \quad (38)$$

avec z la profondeur dans le matériau et ϕ le potentiel électrostatique. Si l'équation converge, alors ϕ et ρ sont solutions, sinon l'itération est répétée en prenant une valeur incrémentale de ϕ . La résolution en mécanique quantique sera utilisée uniquement dans la partie des z correspondant au puits de potentiel (électrons confinés). Dans ce cas la densité ρ est calculée, dans l'approximation des bandes paraboliques pour la vallée Γ (EMA). Finalement, le code permet d'accéder à la capacité simulée en fonction du potentiel de grille (V_G) tel que :

$$C(V_G) = \frac{d(\int \rho(z) dz)}{dV_G} = \frac{dQ_{canal}}{dV_G} \quad (39)$$

avec Q_{canal} la charge du canal d'électrons. En Figure 56, une comparaison de la densité d'électrons du 2DEG d'une hétérostructure AlGaN/GaN en fonction de la profondeur dans l'empilement est proposée dans le cas d'une résolution en mécanique classique et quantique (uniquement dans la partie du puits de potentiel). La différence majeure entre une résolution en mécanique classique ou en mécanique quantique concerne la représentation du canal d'électrons qui en mécanique classique est localisé à l'interface AlGaN/GaN tandis que dans le cas de la mécanique quantique, le canal se représente sous la forme d'une gaussienne non symétrique avec la présence d'un espace de vide plus ou moins marqué « espace noir » entre le pic de la gaussienne et l'interface.

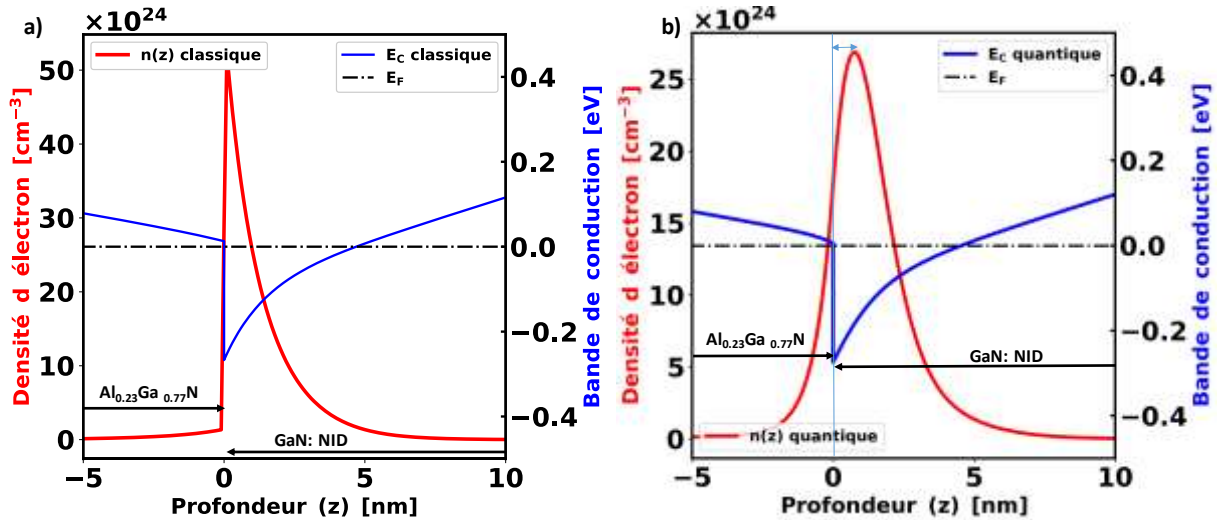


Figure 56 : Comparaison des bandes de conduction et de la densité d'électrons dans le cas a) et en mécanique classique (Poisson) et b) d'une résolution en mécanique quantique (Poisson-Schrödinger)

b. L'ionisation incomplète des dopants

Pour rappel, le canal GaN est non-intentionnellement dopé (GaN: NID) et présente une conductivité résultante de type n avec $N_D - N_A \approx 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. D'autre part, un aspect clé de la croissance des HEMT GaN de puissance est la présence d'une couche de GaN semi-isolante sous la couche de canal GaN. Celle-ci ici est dopée au carbone, ce qui permet une tension de claquage élevée à l'état bloqué, et de limiter les fuites verticales par le drain [140]. Les impuretés de carbone dans le GaN forment à la fois des accepteurs et des donneurs, comme l'illustre la Figure 57. Le rapport donneur-accepteur ($DAR = N_D / N_A$) détermine le comportement semi-isolant de la couche. Deux modèles sont discutés : le modèle de l'accepteur dominant ($DAR < 1$) et le modèle d'auto-compensation ($DAR = 1$). D'après les observations de Koller, le modèle qui supporte ses observations expérimentales est celui de l'accepteur dominant [94]. Dans la simulation du GaN dopé carbone avec le code Poisson-Schrödinger, on considèrera: $N_A = 1/3 N_D$. Le calcul de la densité de charge prendra en compte ces dopants ionisés selon l'expression suivante :

$$\rho(z) = e(p(z) - n(z) + N_D^+(z) - N_A^-(z)) \quad (40)$$

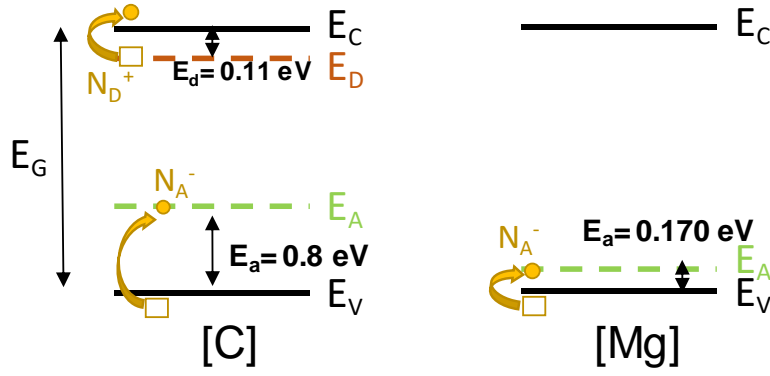


Figure 57 : Illustration des niveaux donneurs (E_D) et accepteurs (E_A) dans le cas d'impuretés carbone et magnésium

D'autre part, il est donc important de distinguer l'activation (N_A , N_D) de l'ionisation (N_A^+ , N_D^+). L'activation constitue le fait que les atomes se placent en position accepteurs ou donneurs tandis que l'ionisation est l'action d'ajouter ou d'enlever des charges électriques à un atome. Elle dépend donc de la température, du niveau d'activation (E_a , E_d) ainsi que du champ électrique au sein de la structure, comme le montre les équations 41 et 42. En simulation (1D Poisson-Schrödinger et TCAD) ce phénomène sera pris en compte, et dénommé sous l'appellation : « ionisation incomplète » (module IC), et les équations régissant ce phénomène d'activation sont les suivantes, en considérant $E_A - E_V = E_a$ et $E_C - E_D = E_d$, et g_A et g_D les états fondamentaux de dégénérescence des accepteurs, respectivement des donneurs:

$$N_A^-(z) = \frac{N_A(z)}{1 + g_A \cdot \exp\left(\frac{E_A(z) - E_F}{k_B T}\right)} = \frac{N_A}{1 + g_A \cdot \exp\left(\frac{E_a}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_V(z) - E_F}{k_B T}\right)} \quad (41)$$

$$N_D^+(z) = \frac{N_D(z)}{1 + g_D \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_D(z)}{k_B T}\right)} = \frac{N_D}{1 + g_D \cdot \exp\left(\frac{E_d}{k_B T}\right) \cdot \exp\left(\frac{E_F - E_C(z)}{k_B T}\right)} \quad (42)$$

Deux cas sont à considérer :

- Si l'empilement est constitué d'une couche de p-GaN suffisamment dopée et ou épaisse, Figure 58-a, alors le champ électrique E est telle que $\lim_{z \rightarrow \infty} E(z) = 0$ ce qui implique pour la densité de charge que $\lim_{z \rightarrow \infty} \rho(z) = 0$. Dans ce cas, on peut s'affranchir de simuler les couches en-dessous du p-GaN car leur effet sera masqué (champ nul). De plus, en raison de la proximité du niveau accepteur de la BV ($E_a=0.17\text{eV}$), la comparaison entre la simulation avec et sans le module d'ionisation incomplète donne des résultats similaires. Les dopants sont ionisés par le champ.
- Si l'empilement ne présente pas de couche p-GaN, on doit alors considérer une couche supplémentaire, ici le GaN dopé carbone qui va assurer cette condition arrière (champ nul), comme le montre la Figure 58-b. La simulation de cette couche de GaN dopée carbone (GaN :C) est plus complexe et nécessite de prendre en compte le module de calcul d'ionisation incomplète (Cf. Figure 57).

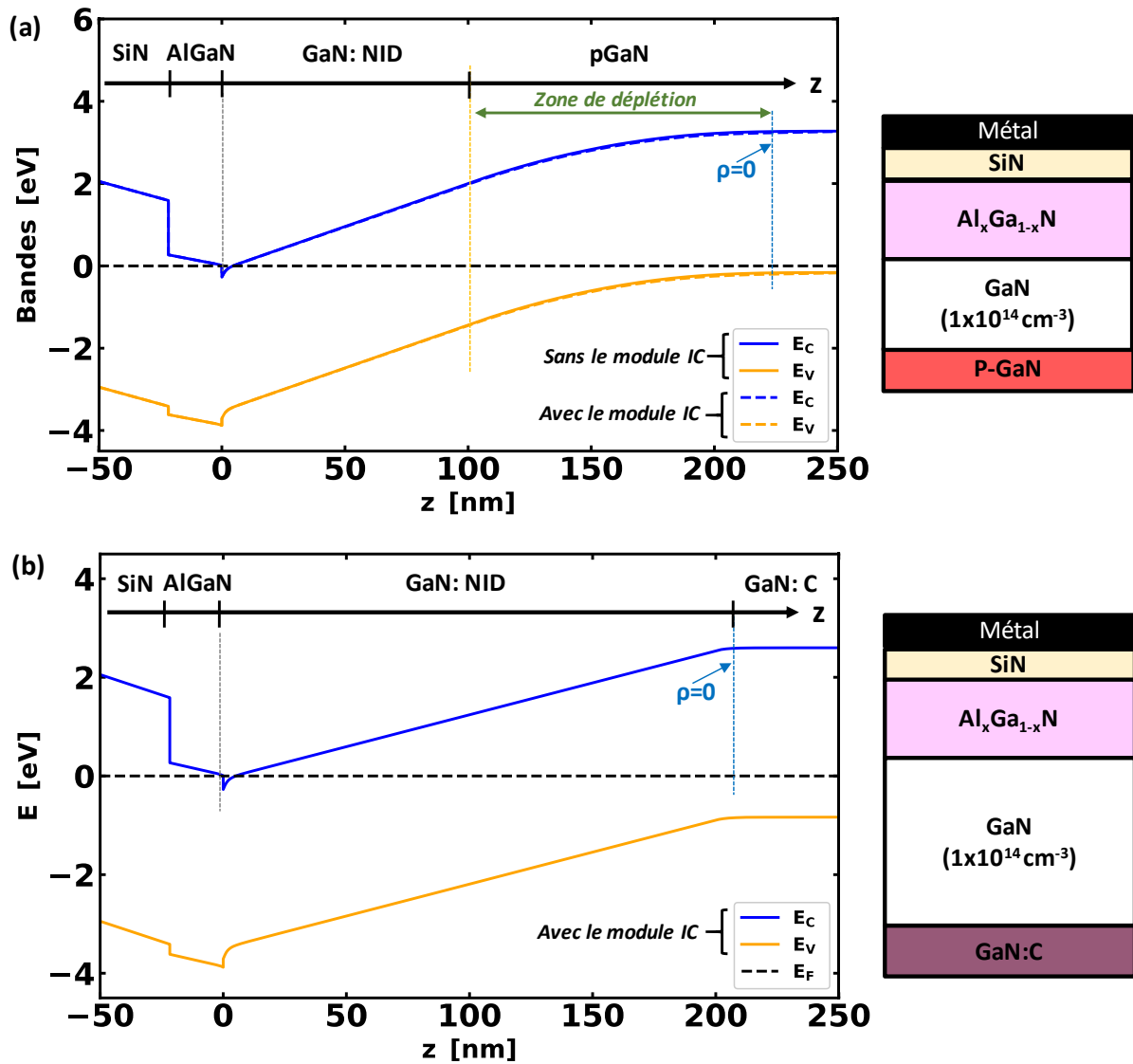


Figure 58 : Diagramme de bandes, (a) pour le cas avec une couche de p-GaN et comparaison avec et sans le module IC; (b) pour le cas sans p-GaN, simulation du GaN : C comme condition limite.

2. Les paramètres matériaux

L'objectif est de simuler grâce au code Poisson-Schrödinger (1DSP) les différentes structures expérimentales (Cf. Figure 62) afin de déterminer les charges d'interfaces de polarisations pour les différentes variantes technologiques. Ces charges seront ensuite implantées dans des simulations TCAD 2D reproduisant le cas d'une structure Van der Pauw afin de calibrer les paramètres TCAD. Enfin, ces résultats seront utilisés pour simuler la partie des accès de la structure MOS-HEMT générale qui sera à l'étude dans les chapitres 4 et 5.

Pour se faire les paramètres matériaux tirés de la littérature et/ou calculés sont présentés en Figure 59. La différence de potentiel à l'hétérojonction Al_xGa_{1-x}N/GaN est calculée à partir des énergies de gap telle que :

$$\Delta E_C = 0.63(E_G^{Al_xGa_{1-x}N} - E_G^{GaN}) \quad (43)$$

L'affinité électronique de l' $Al_xGa_{1-x}N$ est déterminée telle que :

$$\chi_{Al_xGa_{1-x}N} = \chi_{GaN} - \Delta E_C \quad (44)$$

Le bord de la bande pour les trous est défini tel que :

$$e b_{trous} = -\chi_{Al_xGa_{1-x}N} - E_G^{Al_xGa_{1-x}N} \quad (45)$$

La valeur du travail de sortie du métal (WF) est prise aux alentours de 4.7-4.5 eV selon Vitale *et al.* [141]. Les paramètres TCAD ont été adaptés avec ceux du code Poisson-Schrödinger et inversement. Le tableau de la Figure 59, rassemble les paramètres utilisés.

		MATÉRIAUX					DOPANTS	
		SiN	GaN	AlN	AlGaN (x=0.24)	Al ₂ O ₃	Mg	C
Permittivité	ϵ_r	7 [e]	9,5 [a]	9,0 [a]	9,4 [a] = -0.5x + 9,5	9,0 [e]	-	-
Affinité χ [eV]	@ 0 K	1.9	3.922 [d]	1.999	3.1486	1.82 [e]	-	-
	@ 300 K	-	3.96 [d]	2.04 [c]	3.19	-	-	-
E_G [eV] @ 0 K	E_G [eV]	-	3.507 [b]	6.23 [b]	*	-	-	-
	α [eV.K ⁻¹]	-	0.909x10 ⁻³ [b]	1.790x10 ⁻³ [b]	*	-	-	-
	β [K]	-	836 [b]	1462 [b]	*	-	-	-
	T_{par} [K]	-	0 [b]	0 [b]	0	-	-	-
E_G @ 300K [eV]	= $E_G^{0K} - \frac{\alpha \cdot T^2}{\beta + T}$	5.3 [e]	3.44 [b]	6.16 [b]	3.89	7,0 [e]	-	-
N_V @ 300K [cm ⁻³]		-	4.62x10 ¹⁹ [d]	0 (ou 4.88x10 ²⁰) [d]	0 (ou 1.46x10 ²⁰)	-	-	-
N_C @ 300K [cm ⁻³]		-	2.23x10 ¹⁸ [d]	6.24x10 ¹⁸ [d]	*	-	-	-
N_{eff} [m ⁻³]	= $\frac{N_V}{T^{3/2}} \cdot 10^6$	-	8.89x10 ²¹	0	0	-	-	-
Ionisation Impuretés accepteurs	E_A [eV]	-	-	-	-	-	0.14-0.21 [d]	0.8 [f]
Ionisation Impuretés donneurs	E_D [eV]	-	-	-	-	-	-	0.1 [f]

Figure 59: Tableau récapitulatif des paramètres utilisés pour les simulations avec en bleu ceux utilisés dans le code Poisson-Schrödinger et en blanc les paramètres supplémentaires ou adaptés pour corrélérer avec les paramètres d'entrée des simulations TCAD. Les paramètres ont été tirés des références correspondantes suivantes : [a]:[44]; [b]:[31]; [c]:[142]; [d]:[143]; [e]:[144]; [f]:[94].

3. Eléments d'analyse de la capacité expérimentale à l'aide des simulations

■ Méthode utilisant la simulation 1D Poisson-Schrödinger

Ainsi avec le code Poisson-Schrödinger, dans le cas d'une interface AlGaN/GaN, la charge d'interface fixe de polarisation pourra être déterminée en reproduisant les caractéristiques $C_G(V_G)$ expérimentales. Les épaisseurs seront adaptées pour correspondre aux plateaux de capacités expérimentales ($C_{T_{diel}}$ et C_{totale}) et la charge fixe d'interface de polarisation ($\sigma_{Al_xGa_{1-x}N|GaN}$) pourra être déduite en reproduisant la variation de la tension de seuil V_{TH1} . Dans le cas d'une interface AlGaN/AlN/GaN, nous verrons que dans certains cas, deux charges devront être prise en compte, comme l'illustre la Figure 60. Pour ce faire on a adapté les équations des charges d'interfaces de polarisations $\sigma_{Al_xGa_{1-x}N|AlN}$ et $\sigma_{AlN|GaN}$ comme suit pour rendre compte des différences de polarisation entre les matériaux AlGaN, AlN et GaN:

$$\sigma_{Al_xGa_{1-x}N|AlN}(x) = \frac{P_{totale}(AlN) - \{P_{SP}(Al_xGa_{1-x}N) + P_{PZ}(Al_xGa_{1-x}N)\}}{q} \quad (46)$$

$$\sigma_{AlN|GaN}(x) = \frac{P_{SP}(GaN) - P_{totale}(AlN)}{q} \quad (47)$$

avec $P_{totale}(AlN) = P_{SP}(AlN) + P_{PZ}(AlN)$, soit la somme de la polarisation spontanée et piézoélectrique de la couche intermédiaire AlN.

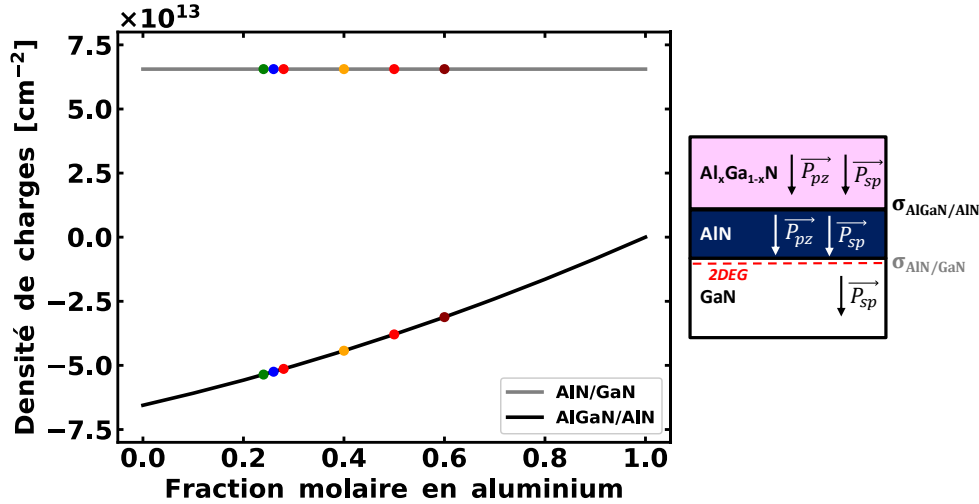


Figure 60: Densité de charges de polarisations pour une hétérostructure AlGaN/AlN/GaN

▪ Méthode en utilisant la simulation physique TCAD

Par simulation TCAD la polarisation peut être simulée selon deux approches :

- En utilisant le module classique « Piezoelectric_Polarization (strain) » et en définissant « l'activation » de la polarisation pour correspondre aux résultats expérimentaux. Ce modèle utilise les équations générales définies dans le chapitre 1 (Cf. Equations 9-17) du modèle d'Ambacher. L'activation est calculée telle que $\sigma = activation \cdot \Delta P$, ce paramètre permet d'adapter les charges calculées de celles extraites par la simulation 1DSP. En revanche ce modèle calcule les charges pour chaque interface, ainsi une charge à l'interface SiN/AlGaN doit être annulée.
- En ajoutant manuellement les charges d'interface en utilisant l'option « Traps(FixedCharge Conc) ». On retiendra ce modèle car il permet plus de souplesse et une meilleure compréhension. Il est aussi plus précis car directement basé sur l'expérimental. Ainsi pour chaque variation technologique la caractéristique $C_G(V_G)$ expérimentale sera comparée à la théorique et les charges extraites ajoutées directement au modèle (Conc).

En Figure 61-a, les deux méthodes de description des charges en TCAD sont comparées pour un empilement de référence (sans p-GaN, hétérojonction Al_{0.23}Ga_{0.77}N/AlN/GaN avec un AlN de 0.7nm et un GaN: C à 400nm du canal). Un bon accord est obtenu. On constate aussi un bon accord entre la simulation Poisson-Schrödinger et TCAD en Figure 61-b, la simulation 1DSP étant basée sur la caractéristique $C_G(V_G)$ expérimentale.

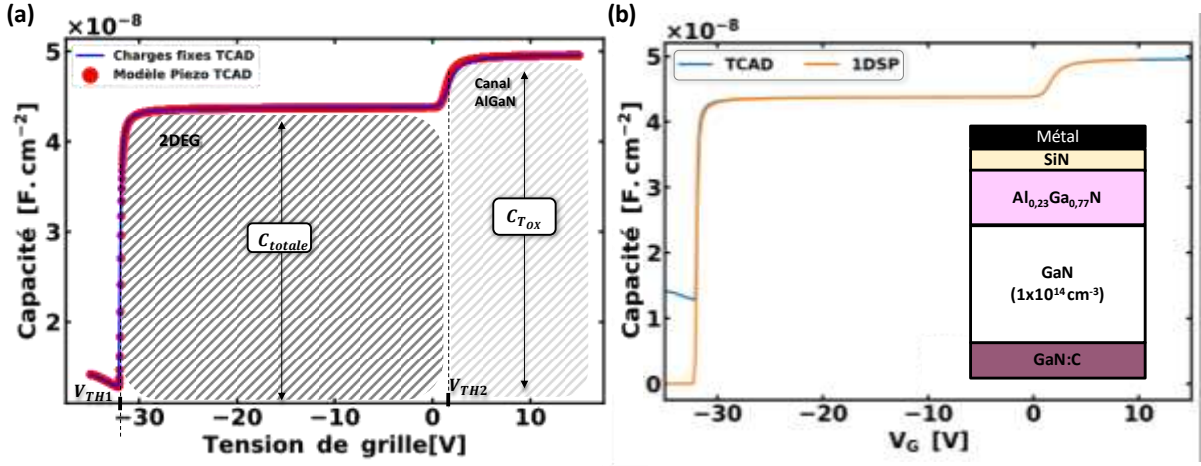


Figure 61: (a) $C_G(V_G)$ simulées sur TCAD en comparant le modèle charges fixes et le modèle piézoélectrique avec une activation à 0.74 ; (b) Comparaison des $C_G(V_G)$ TCAD avec la simulation 1D5P, cette dernière reproduisant la courbe $C_G(V_G)$ expérimentale.

▪ **Méthode avec l'expression analytique de la densité d'électrons appliquée à nos structures**

Finalement, il est intéressant d'adapter l'équation (18) de la densité d'électrons (n_s) à notre structure Figure 58(a) dans le cas d'un empilement : Métal/SiN/AlGaN/GaN/p-GaN.

En partant de l'expression générale de la densité d'électrons on a :

$$n_s = \frac{1}{q} \int_{V_G=V_{TH1}}^0 C_{TOT} \cdot dV \quad (48)$$

$$n_s = \frac{1}{q} (-C_{TOT} \cdot V_{TH1}) \quad (49)$$

D'après l'équation (55) de la tension V_{TH1} calculé par [131], on définit l'équation qui régit la densité d'électrons dans la structure telle que :

$$-C_{TOT} \cdot V_{TH1} = WF \cdot C_{TOT} - \chi_{GaN} \cdot C_{TOT} + (E_F - E_C)_{V_G=V_{TH1}}^{AlGaN|GaN} \cdot C_{TOT} - \sigma_{P AlGaN,GaN} + qN_A^- W_{dep}(N_A^-, t_{ch}) \quad (50)$$

Soit en simplifiant,

$$n_s = \frac{+\sigma_{P AlGaN,GaN} - qN_A^- W_{dep}(N_A^-, t_{ch})}{q} - \frac{C_{TOT}}{q} \left[WF - \chi_{GaN} \cdot C_{TOT} + (E_F - E_C)_{V_G=V_{TH1}}^{AlGaN|GaN} \right] \quad (51)$$

Or on sait que,

$$C_{TOT}^{-1} = C_{AlGaN}^{-1} + C_{SiN}^{-1} \quad (52)$$

Et d'après l'équation (30) :

$$C_{TOT} = \frac{\epsilon_0^2 \cdot \epsilon_{r,AlGaN}(x) \cdot \epsilon_{r,SiN}}{\epsilon_0 \cdot (t_{SiN} \cdot \epsilon_{r,AlGaN}(x) + \epsilon_{r,SiN} \cdot t_{AlGaN})} \quad (53)$$

Soit finalement l'expression générale de la densité d'électrons dans l'empilement étudié peut s'écrire :

$$n_S = \frac{\Sigma_{\text{AlGaN,GaN}}}{q} - |N_A^-| W_{\text{dep}}(N_A^-, t_{\text{ch}}) - \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_{r,\text{AlGaN}}(x) \cdot \epsilon_{r,\text{SiN}}}{q \cdot (t_{\text{SiN}} \cdot \epsilon_{r,\text{AlGaN}}(x) + \epsilon_{r,\text{SiN}} \cdot t_{\text{AlGaN}})} \left[WF - \chi_{\text{GaN}} + (E_F - E_C)_{V_G=V_{TH1}}^{\text{AlGaN|GaN}} \right] \quad (54)$$

On peut ainsi déjà prédire certains comportements. En effet, une augmentation de la charge $\sigma_{\text{P AlGaN,GaN}}$ doit permettre d'augmenter la densité d'électrons n_S . D'autre part, en raison du terme $|N_A^-| W_{\text{dep}}(N_A^-, t_{\text{ch}})$, on peut désormais prédire que le dopage p aura un effet négatif sur la densité d'électrons. Dans la section suivante, un ensemble de variations technologiques de cette hétérostructure AlGaN/GaN sera étudié à la fois expérimentalement et théoriquement.

III. Effets des paramètres technologiques sur les propriétés du gaz d'électrons bidimensionnel

1. Variations technologiques étudiées

Un vaste éventail de variantes technologiques a été étudié afin de comprendre leurs impacts sur les propriétés du 2DEG avec l'objectif final de minimiser la résistance R_{ON} du MOS-HEMT. Les données principales sont récapitulées dans le tableau en Figure 62. Un lot désigne un ensemble de plaques (ou wafer) fabriquées conjointement, chaque plaque possédant une ou deux variations par rapport à la plaque de référence du lot. Ces plaques sont numérotées de (a) à (w). Sur une plaque un ensemble de motifs constitués de composants de tests, et/ou de transistors peuvent être mesurés. Certains lots ne vont pas jusqu'à la réalisation de toutes les plaques de champ FPS1, FPS2, FPD ce qui offre également des variantes dans les structures de tests disponibles entre les différents lots A, B, C et D. Les variations technologiques effectuées ont porté sur le pourcentage d'aluminium x dans la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, allant de la concentration classique de $x=0.24$ à des concentrations innovantes atteignant les $x=0.6$. L'épaisseur de la couche AlGaN a également été étudiée, dans la gamme de 9 nm à 24 nm, tandis que celle de l'AlN a été ajustée de 0.7 nm à 1.5 nm. Certains composants ont également une couche dite de « Back-barrier » (ou couche p-GaN) dopée au magnésium autour de $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et dont la distance au 2DEG a été étudiée. Dans ce chapitre nous nous intéresserons uniquement aux lots A et B. Les lots C et D étant un prolongement de cette étude ils seront abordés séparément dans le chapitre 3.

Lots	ND	(x)	Epaisseurs [nm]			Dopage (n ou p) [atm.cm ⁻³]		
		Al _x Ga _{1-x} N	AlGaN	AlN	GaN:NiD	n-AlGaN	p-GaN	GaN:C
A	(a)-ref	0.24	24	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(b)	0.24	20	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(c)	0.26	20	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(d)	0.28	20	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(e)	0.26	16	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(f)	0.28	16	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(a)-ref'	0.24	24	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(g)	0.24	24	0.7	150	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(h)	0.24	24	0.7	200	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(i)	0.24	24	0.7	100	1x10 ¹⁹	1x10 ¹⁸	Oui
	(j)	0.24	24	1.1	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	(k)	0.24	24	1.5	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
	B	(l)	0.24	24	0.7	100	-	0
(m)		0.24	24	0.7	100	-	1x10 ¹⁸	Oui
(n)		0.24	24	0.7	100	-	5x10 ¹⁸	Oui
C	(o)	0.24	24	0.7	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui
	(p)	0.24	12	0.7	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui
	(q)	0.40	12	1-1.5	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui
	(r)	0.50	12	1-1.5	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui
	(s)	0.60	12	1-1.5	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui
D	(u)	0.40	9	1-1.5	-	-	0	Oui
	(v)	0.50	9	1-1.5	-	-	0	Oui
	(w)	0.60	9	1-1.5	-	-	0	Oui

Figure 62 : Tableau récapitulatif des différents lots (A, B, C, et D) et paramètres étudiés (fraction molaire d'aluminium de la barrière AlGaN, épaisseurs, et dopage des différentes couches)

2. Effet du pourcentage d'aluminium et de l'épaisseur de la barrière AlGaN

Dans cette section, on considère le lot A et les plaques de (a) à (f), soit des variations de concentration en aluminium de 0.24, 0.26 et 0.28 ainsi que des épaisseurs de 16nm, 20nm et 24nm. En effet, dans le chapitre 1, en Figure 14, il a été montré une augmentation de la polarisation piézoélectrique et spontanée avec l'augmentation de la fraction molaire en aluminium. De plus, une corrélation entre augmentation de la polarisation et donc de la charge d'interface de polarisation avait un impact direct sur la densité d'électrons du 2DEG (Figure 16-a. Ainsi, l'objectif sera de comprendre l'effet de cette fraction molaire sur les propriétés en terme de densité d'électrons, et de mobilité afin de réduire la résistance $R_{\square,2DEG}$.

La méthodologie expérimentale présentée dans le Chapitre 2-I, est appliquée à 10 composants par plaque, l'objectif étant de déduire la résistance du 2DEG, la densité d'électrons ainsi que la mobilité. La Figure 63, reporte les caractéristiques expérimentales $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$

pour les variations technologiques étudiées. On observe que l'augmentation du pourcentage d'aluminium dans la couche AlGaN induit un décalage des tensions V_{TH1} vers les valeurs plus négatives. En raison de ce décalage électrostatique de la tension V_{TH1} , la valeur du courant maximal mesuré à 0V, augmente à mesure que la fraction molaire d'aluminium augmente. Concernant l'épaisseur de la couche AlGaN, on reporte uniquement un décalage électrostatique de la tension de seuil vers les valeurs de V_G négatives lorsque l'épaisseur augmente. Ceci est aussi cohérent avec l'effet sur la valeur de la capacité totale mesurée qui diminue en adéquation avec l'équation 30, définie précédemment.

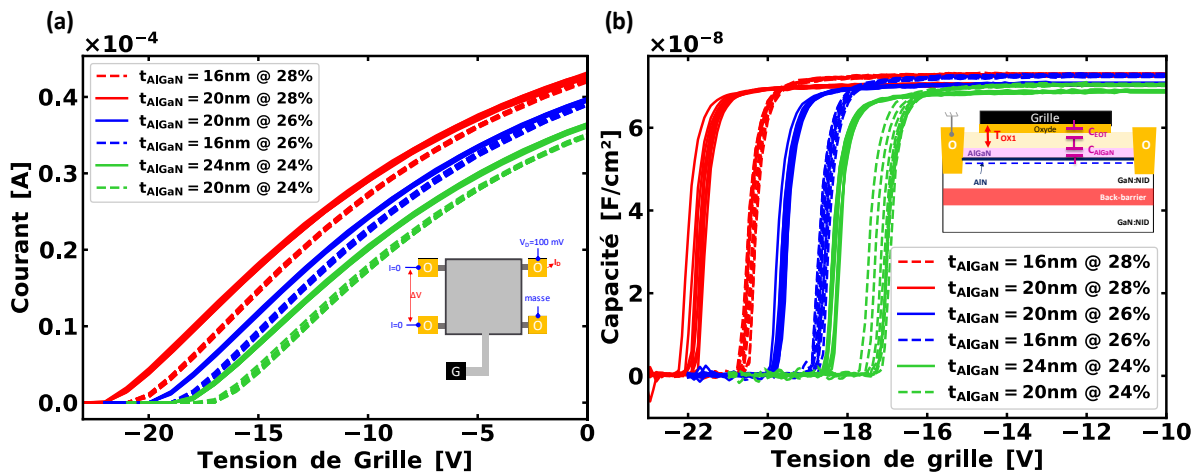


Figure 63: Résultats des mesures réalisées sur structure de test Van der Pauw, Normally-on, à 25°C ; (a) $I(V_G)$ à $V_D=100$ mV, (b) $C(V_G)$ à 1kHz zoom sur la plage de $V_G=[-24,-10]$ V.

La Figure 64-a, montre les extractions de la résistance $R_{\square,2DEG}$ en fonction de la tension de grille V_G ainsi que les valeurs sous forme de boîtes à moustaches des résistances extraites pour la condition de tension $V_G = 0$ V. Cette résistance augmente à mesure que le pourcentage d'aluminium diminue. Pour une épaisseur de la couche AlGaN de 20nm, la résistance $R_{\square,2DEG}$ est égale à 387 Ω/\square , 343 Ω/\square , 319 Ω/\square pour respectivement des fractions molaires de 0.24, 0.26 et 0.28. L'épaisseur de la couche AlGaN modifie elle aussi la résistance du 2DEG mais dans une proportion qui reste faible. En effet, pour le cas d'une couche AlGaN à 24% d'aluminium, la valeur de la résistance vaut 387 Ω/\square et 380 Ω/\square pour respectivement les épaisseurs 20 nm et 24 nm. Le même effet est observé pour les cas avec 26% et 28% d'aluminium, contribuant à une diminution de la résistance de 3% pour une augmentation de l'épaisseur de l'ordre de 4nm soit environ une augmentation de 20%.

La Figure 64-b, présente également la densité d'électrons du 2DEG en fonction de la tension de grille appliquée. Les valeurs de la densité d'électrons extraites à la tension $V_G=0$ V sont croissantes selon l'augmentation du pourcentage d'aluminium et de l'épaisseur. En comparant la plaque de référence (a-Ref) avec la plaque présentant la plus faible valeur de résistance (d), on observe une augmentation de la densité d'électrons de 22% permettant une réduction de l'ordre de 18% la résistance du 2DEG. Ceci met en avant l'importance de la densité d'électrons pour réduire la résistance du 2DEG. Toutefois, il est important de vérifier l'effet du pourcentage d'aluminium sur les valeurs de mobilités. La Figure 65-a, reporte la mobilité expérimentale en fonction de la densité d'électrons. On remarque que l'augmentation du pourcentage d'aluminium tend à réduire la valeur de la mobilité qui est égale à 2160 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, 2120 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, à 2070 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, pour les plaques (b), (c) et (d) respectivement en raison notamment de l'augmentation du n_s . En Figure 65-b, on compare le modèle d'Ambacher [41] du n_s en fonction de la fraction molaire avec nos extractions et on note une

bonne prédiction du modèle, confirmant l'importance des effets de polarisations spontanées et piézoélectriques sur la densité d'électrons et donc sur la résistance du 2DEG.

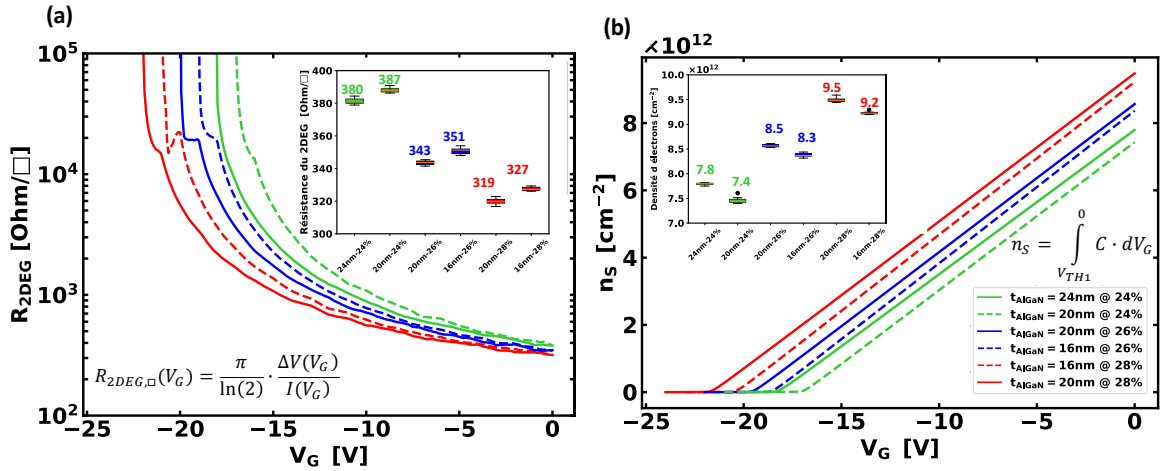


Figure 64 : Extraction de (a) la résistance $R_{2DEG,\square}$ (b) la densité d'électrons n_s en fonction de la tension V_G . En insert, les valeurs médianes extraites à la tension de grille $V_G = 0$ V et à 25°C.

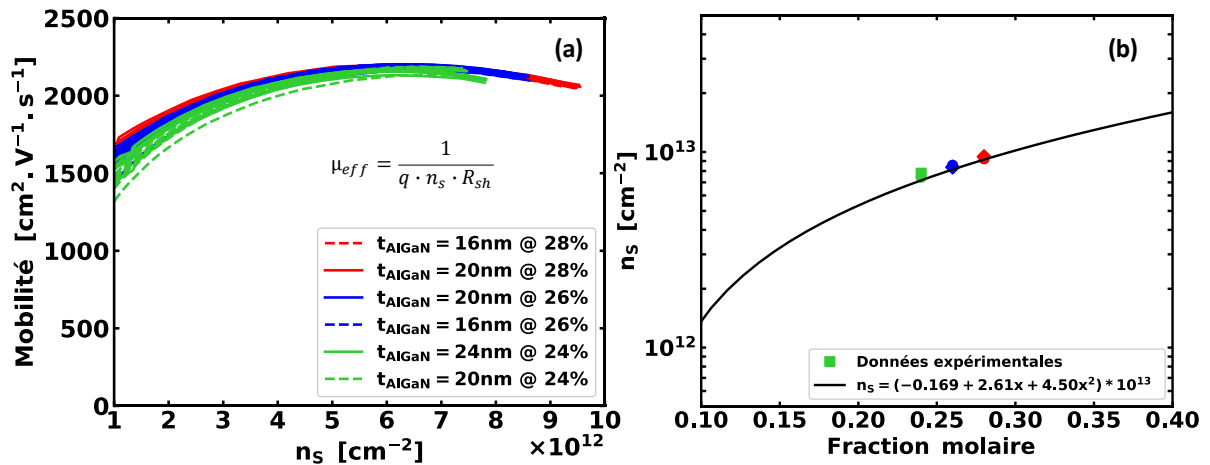


Figure 65 : a) Mobilité en fonction de la densité d'électrons du 2DEG à 25°C, b) Comparaison des valeurs expérimentales avec le modèle d'Ambacher

3. Effet du dopage de type-p de la « Back-Barrier »

Le dopage p a été introduit sous la grille pour augmenter la tension de seuil du MOS-HEMT et améliorer les propriétés en blocage. Toutefois, un dopage p proche du canal d'électrons 2DEG peut diminuer les performances en terme de résistance R_{ON} du transistor en dégradant la résistance 2DEG ($R_{\square,2DEG}$). Ainsi, un compromis doit être trouvé entre la tension de seuil du transistor et la résistance R_{ON} . Pour répondre à ces enjeux, des variations de la distance du p-GaN au canal 2DEG ont été étudiées ainsi que la concentration en dopants de cette couche p-GaN. Cette partie a ainsi deux objectifs. Le premier est de mesurer l'impact du dopage p de la couche « back barrier » sur la résistance du 2DEG. Le second est de déterminer la valeur d'activation équivalente des dopants de la couche de p-GaN, afin de s'affranchir des couches sous-jacentes dans les simulations.

a. Effet de la distance entre l'interface AlN/GaN et la couche de p-GaN

Les composants du lot A : (a)-ref, (g) et (h) qui correspondent respectivement à des distances entre le p-GaN et l'interface AlN/GaN de 100 nm, 150nm et 200nm ont été mesurés par la méthode split-CV. Les mesures des caractéristiques $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$, en Figure 66-a, montrent un décalage de la tension V_{TH1} par effet électrostatique vers les plus faibles valeurs de tension V_G lorsque la distance entre la couche de p-GaN et le 2DEG se réduit. En Figure 66-b, la mobilité est extraite en fonction de la densité d'électrons et atteste d'une diminution de cette densité n_s lorsque la distance p-GaN/2DEG (t_{ch}) diminue. En revanche, peu d'effet sur la mobilité des électrons est observé entre les trois variantes. Finalement, la résistance du 2DEG augmente avec le rapprochement de la couche de p-GaN. Elle est égale à respectivement à 351 Ω/\square , 356 Ω/\square , 371 Ω/\square pour 200nm, 150nm et 100nm en raison de la diminution de la densité d'électrons.

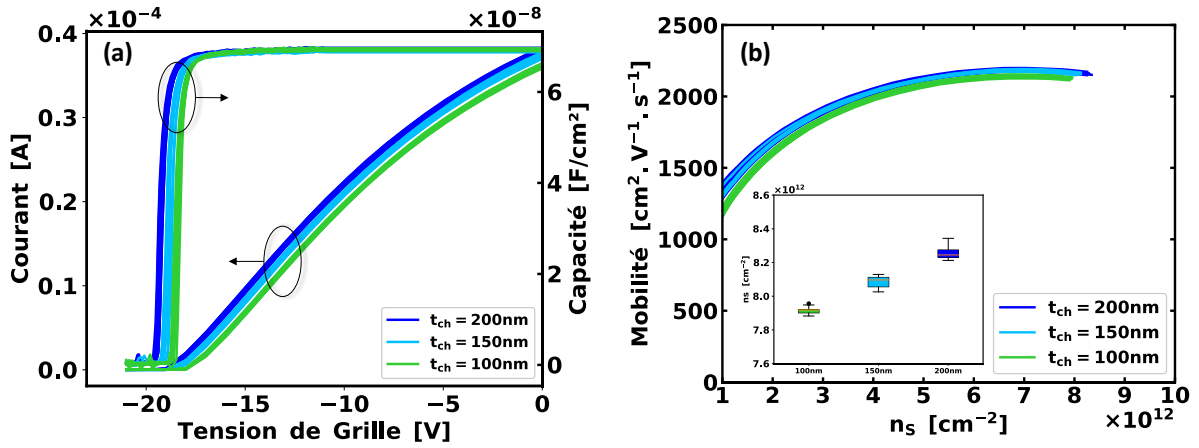


Figure 66 : (a) Caractéristiques expérimentales $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$ à 25°C obtenues en mesurant les structures de type Van der Pauw, (b) Mobilité extraite en fonction de la densité d'électrons n_s pour les trois distances (t_{ch}) du 2DEG au p-GaN à savoir: 100nm, 150nm, and 200nm.

D'autre part en analysant les caractéristiques $C_G(V_G)$ mesurées au-delà d'une tension de grille de 0V (appelée *capacité double-plateau*), et représentées en Figure 67, on note que la variation de la distance t_{ch} influence uniquement la tension V_{TH1} . En effet, la tension V_{TH2} est identique pour les trois plaques. Ceci est cohérent avec les équations [131] suivantes où V_{TH2} est indépendant du dopage p.

$$V_{TH1} = WF - \chi_{\text{GaN}} + (E_F - E_C)_{V_G=V_{TH1}}^{\text{AlGaN, GaN}} - \frac{\Sigma_{\text{SiN, AlGaN}}}{C_{\text{SiN}}} - \frac{\Sigma_{\text{AlGaN, GaN}} - eN_A^- W_{\text{dep}}(N_A^-, t_{ch})}{C_{\text{TOT}}} \quad (55)$$

$$V_{TH2} = WF - \chi_{\text{AlGaN}} - \frac{\Sigma_{\text{SiN, AlGaN}}}{C_{\text{SiN}}} + (E_F - E_C)_{V_G=V_{TH2}}^{\text{SiN, AlGaN}} + \frac{C_{\text{AlGaN}}}{C_{\text{SiN}}} \Delta E_C^{\text{AlGaN, GaN}} + \frac{C_{\text{AlGaN}}}{C_{\text{SiN}}} ((E_F - E_C)_{V_G=V_{TH2}}^{\text{SiN, AlGaN}} - (E_F - E_C)_{V_G=V_{TH1}}^{\text{AlGaN, GaN}}) \quad (56)$$

Afin de s'affranchir de la charge d'interface de polarisation, on trace $V_{TH1} - V_{TH1|t_{ch}=200\text{nm}}$, on a uniquement la dépendance avec la densité N_A^- .

$$V_{TH1} - V_{TH1|t_{ch}=200\text{nm}} = \frac{eN_A^- W_{\text{dep}}(N_A^-, t_{ch}) - eN_A^- W_{\text{dep}}(N_A^-, t_{ch} = 200\text{nm})}{C_{\text{TOT}}} \quad (57)$$

Ainsi on compare en Figure 68, le résultat de $V_{TH1} - V_{TH1|t_{ch}=200nm}$ expérimental avec la simulation pour différentes valeurs d'activation équivalentes N_A^- allant de $-8 \times 10^{16} cm^{-3}$ à $-1 \times 10^{18} cm^{-3}$ en fonction de la distance p-GaN/2DEG (t_{ch}). La valeur de N_A^- qui donne une valeur de $V_{TH1} - V_{TH1|t_{ch}=200nm}$ proche des mesures expérimentales est obtenue pour une valeur de $-1 \times 10^{17} cm^{-3}$. La dose de magnésium étant de $1 \times 10^{18} at.cm^{-3}$, on reporte une activation médiane d'environ 10% du magnésium. Toutefois, la valeur d'activation n'est pas exacte car on a fait ici l'hypothèse d'une couche de p-GaN uniformément dopée sur 100nm et sans diffusion des atomes. Pour être plus précis sur la valeur d'énergie d'activation, il faudrait prendre en compte le profil de dopage du magnésium, grâce à une mesure SIMS. La valeur déterminée, en considérant un profil abrupt de dopage peut servir comme première approximation dans les simulations.

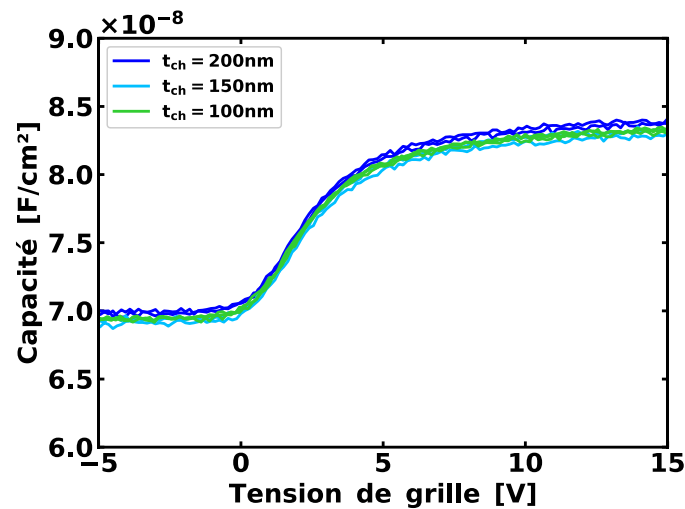


Figure 67 : $C_G(V_G)$ double plateau : zoom sur la tension V_{TH2} pour une plage de tension V_G égale à $[-5 ; 15]V$, à $25^\circ C$

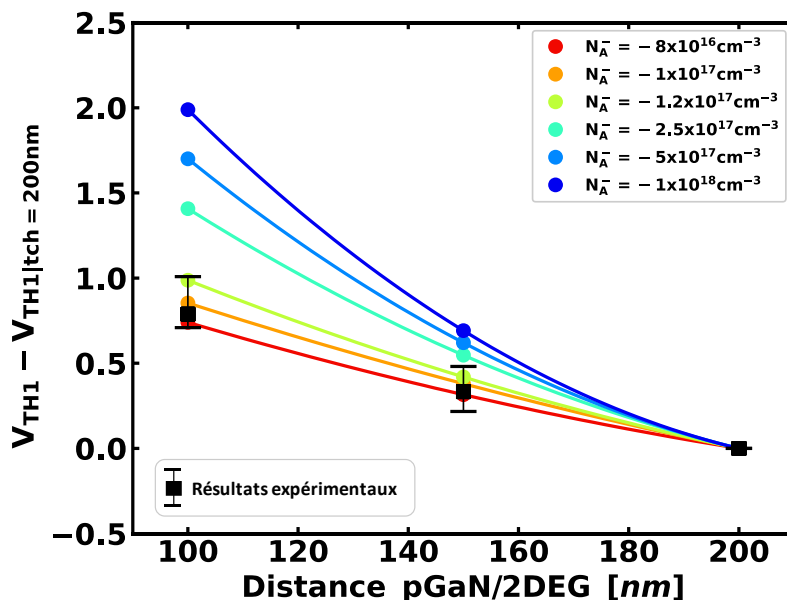


Figure 68 : Décalage effectif de V_{TH1} en fonction de la distance du p-GaN au 2DEG pour différentes valeurs de N_A^- et comparaison avec les valeurs de V_{TH1} extraites expérimentalement à $(C_{max} - C_{min})/2$

b. Effet de la concentration de magnésium dans la couche de p-GaN

L'effet de la variation de la concentration du magnésium dans la couche de p-GaN a aussi été étudié. On considère ici le lot B et les plaques (l), (m) et (n) respectivement sans dopage, avec une concentration de magnésium de 1×10^{18} at.cm⁻³ et de 5×10^{18} at.cm⁻³. La Figure 69, montre la mobilité des électrons extraite en fonction de la densité d'électrons n_s . On retrouve des résultats similaires à l'effet de la distance au p-GaN : diminution de la densité d'électrons avec l'augmentation de la quantité de magnésium, ainsi qu'un effet faible effet sur la mobilité. Finalement, la résistance du 2DEG est égale à 347 Ω/□, 376 Ω/□ et 394 Ω/□ respectivement dans le cas sans p-GaN, dans le cas d'une concentration en magnésium de 1×10^{18} cm⁻³ et dans le cas d'une concentration de magnésium supérieure de 5×10^{18} cm⁻³.

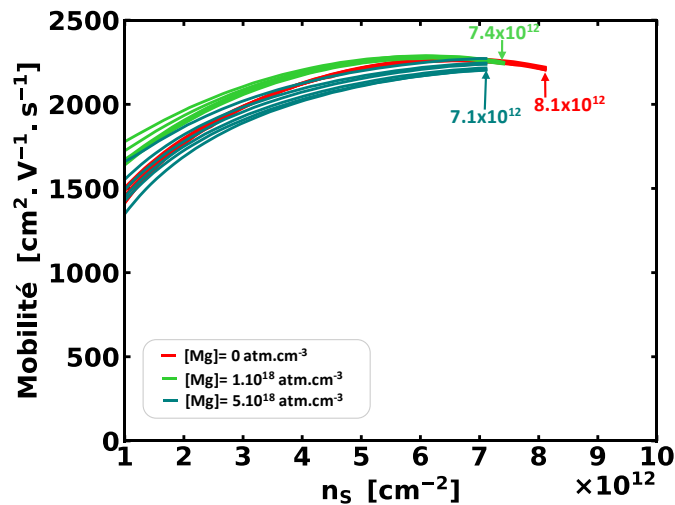


Figure 69 : Mobilité en fonction de la densité d'électrons n_s dans les cas : sans dopage p, d'un dopage p à 1×10^{18} cm⁻³ et à 5×10^{18} cm⁻³, à 25°C

4. Effet de l'épaisseur de la couche intermédiaire AlN : une question de polarisation

Afin d'améliorer les propriétés des composants, une fine couche intermédiaire AlN a été ajoutée à l'interface AlGaN/GaN. En effet, des études ont démontré que l'ajout de cette couche AlN entraîne une augmentation de la mobilité des électrons [71], [74], [75]. Dans ce travail, nous procéderons à une analyse qualitative et quantitative des épaisseurs de cette couche intermédiaire AlN, fixées respectivement à 0.7 nm (a)-ref^o, 1.1 nm (j) et 1.5 nm (k), afin d'évaluer l'impact sur la densité et la mobilité des électrons.

a. Effet de l'épaisseur de la couche AlN sur les propriétés du 2DEG à 25°C

La Figure 70, montre les caractéristiques courant-tension $I(V_G)$ et capacité-tension $C_G(V_G)$ pour les trois épaisseurs de la couche AlN mesurées à 25°C. Dans ce qui suit, le premier seuil de tension (V_{TH1}) fait référence à la condition de tension de grille pour laquelle la formation du canal 2DEG se produit dans la couche de GaN. Le deuxième seuil de tension (V_{TH2}) fait référence à la formation du second canal d'inversion se produisant dans la couche AlGaN. Dans la Figure 70, les courbes $C_G(V_G)$ et $I(V_G)$ montrent un décalage de la tension V_{TH1}

vers des valeurs négatives lorsque l'épaisseur de la couche AlN augmente. Tandis que, pour la seconde tension V_{TH2} , un décalage opposé, vers des valeurs positives, est observé. Concernant la caractéristique $I(V_G)$, à la tension $V_G=0V$, le courant de drain n'augmente pas clairement avec l'épaisseur de la couche AlN. En effet, on observe plutôt une diminution du courant pour une valeur de 1.5 nm d'épaisseur.

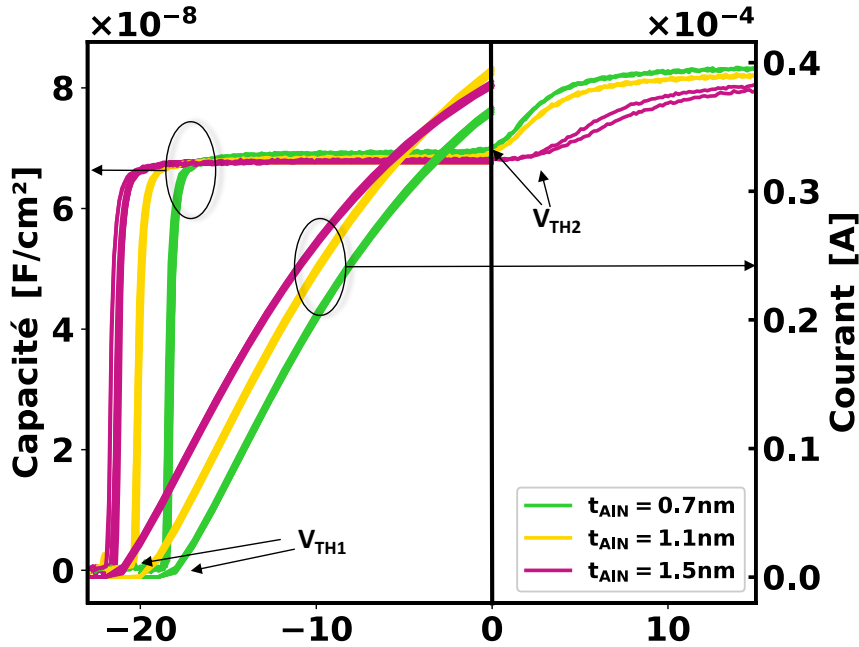


Figure 70 : Mesures $I(V_G)$ à $V_D=50mV$ et mesures $C_G(V_G)$ à 1 kHz et 25°C. Les mesures sont réalisées sur 10 structures Van der Pauw par plaques jusqu'à une tension de grille de 0V et sur 2-3 composants jusqu'à une tension de grille de 15V pour la mesure de la capacité double-plateau.

Les paramètres électriques comme la densité d'électrons (n_s), la résistance $R_{\square,2DEG}$ et la mobilité des électrons de l'hétérostructure AlGaIn/AlN/GaN ont été extraits à $V_G = 0 V$ pour caractériser le 2DEG des dispositifs MOS-HEMT. La densité d'électrons a été extraite des courbes $C_G(V_G)$ selon l'équation (28) et la résistance $R_{\square,2DEG}$ a été calculée avec l'équation (27) à partir des caractéristiques $I(V_G)$. Enfin, la mobilité du gaz d'électrons est déduite en utilisant l'équation (32). La Figure 71, donne les valeurs des extractions de résistance $R_{\square,2DEG}$, de la densité d'électrons (n_s) et la mobilité des électrons (μ_s) à la tension de grille $V_G = 0 V$ pour les échantillons (i), (j), et (k).

	$n_s [cm^{-2}]$	$R_{2DEG} [\Omega/\square]$	$\mu_s [cm^2.V^{-1}.s^{-1}]$
(a-ref) 0.7nm	7.8×10^{12}	380	2103
(j) 1.1nm	8.5×10^{12}	344	2140
(k) 1.5nm	9.0×10^{12}	351	1981

Figure 71 : Tableau récapitulatif des paramètres à 25°C du 2DEG extraits à $V_G=0V$: la résistance $R_{\square,2DEG}$, la densité d'électrons n_s et la mobilité des électrons μ_s , pour les trois épaisseurs de la couche AlN.

On reporte ainsi que malgré l'augmentation linéaire de la densité d'électrons (n_s) avec l'épaisseur de la couche intermédiaire AlN, la valeur minimale de la résistance est mesurée pour l'épaisseur AlN de 1.1 nm (j). Ceci est due à la diminution de la mobilité des électrons se produisant pour les composants à 1.5 nm d'épaisseur AlN.

Pour une compréhension plus approfondie des corrélations entre la densité d'électrons, la mobilité des électrons et la résistance $R_{\square,2DEG}$ ainsi que leurs mécanismes limitatifs associés, la Figure 72, reporte la mobilité des électrons expérimentale en fonction de la densité n_s . Deux régimes sont représentés, une inversion modérée pour les plus faible densité n_s ($n_s < 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et une inversion forte ($n_s > 5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$). Pour une inversion modérée, l'épaisseur de la couche AlN ne montre aucune dépendance linéaire avec la mobilité. Dans un premier temps, une dégradation de celle-ci est observée en passant d'une épaisseur de 0.7 nm à 1.1 nm, mais ensuite une amélioration de la mobilité se produit à la valeur de 1.5 nm. L'effet inverse est observé en cas d'inversion forte, où la mobilité la plus basse est associée à l'épaisseur AlN de 1.5 nm. En tenant compte de ces effets de mobilité et de leur non-linéarité avec l'épaisseur de la couche AlN, la valeur de résistance minimale et optimale, en cas d'inversion forte, est trouvée à 1.1 nm. Cette valeur est confirmée comme étant le meilleur compromis entre mobilité élevée et forte densité n_s à 25°C.

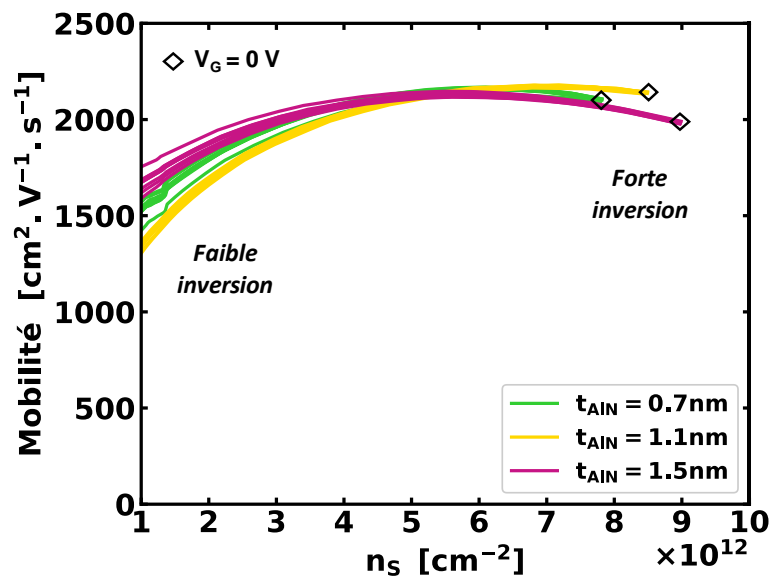


Figure 72 : Mobilités effectives du 2DEG extraites en fonction de la densité des électrons pour les échantillons (i), (j), et (k) à 25°C.

La Figure 73 représente la densité d'électrons en fonction de la profondeur z à travers l'empilement pour les composants (i), (j) et (k) soit pour les trois épaisseurs de la couche AlN. Il a été reporté qu'un des avantages de la couche intermédiaire en AlN était de réduire l'effet du mécanisme de diffusion de l'alliage AlGaN sur la mobilité du 2DEG [145]. Dans ce travail, la dégradation de la mobilité observée pour l'épaisseur AlN la plus épaisse (1.5 nm), pourrait potentiellement être associée à un impact accru de la rugosité de l'interface [76]. Cependant, cet effet de confinement des électrons proches de l'interface lorsque les charges d'interfaces augmentent semble faible comme le montre la Figure 73. Une autre hypothèse plus probable est l'augmentation de la rugosité avec une couche AlN plus épaisse, probablement due à la grande différence de masse effective entre l'AlN et le GaN. On peut aussi supposer que pour une épaisseur AlN de 0.7 nm, qui est d'environ deux couches atomiques, l'AlN n'est pas pur mais est fait une couche AlGaN riche en aluminium. Dans ce cas, la rugosité diminuerait en raison de la plus faible différence de masse effective entre la couche AlGaN et GaN. Une autre hypothèse, proposée par X. Han *et al.* [22] et Smorchkova *et al.* [76], est d'expliquer la diminution de la mobilité, par des dislocations plus élevées avec une couche AlN plus épaisse.

Cependant, cette hypothèse semble peu probable car les couches AlN considérées dans notre étude sont très minces.

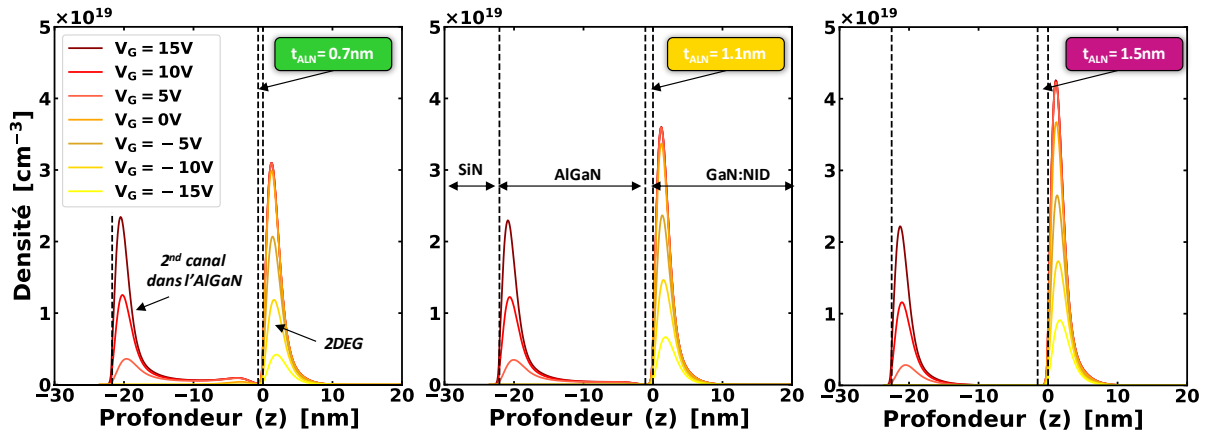


Figure 73 : Densité d'électrons en fonction de la profondeur à différentes tensions de grille V_G , obtenues par simulations 1D Poisson-Schrödinger, (a) pour $t_{AlN}=0.7nm$, (b) pour $t_{AlN}=1.1nm$, (c) pour $t_{AlN}=1.5nm$.

b. Comparaison des propriétés du 2DEG à 25°C et 150°C

Pour mesurer les effets de la température sur les propriétés du 2DEG, les composants ont aussi été caractérisés en température jusqu'à 150°C. Au total cinq composants vierges par plaque ont été mesurés. Le même composant est successivement testé à 25°C puis à 150°C. La Figure 74, reporte les caractéristiques expérimentales $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$ à 25°C et 150°C. On note une sévère dégradation de la valeur du courant à 150°C pour les trois épaisseurs de la couche AlN. Concernant, les mesures de capacités, on note peu d'effets de la température. Il apparaît un léger décalage du V_{TH1} vers les valeurs plus négatives, ainsi que la formation du second canal dans la couche AlGaN pour des tensions V_G proches de à 0V.

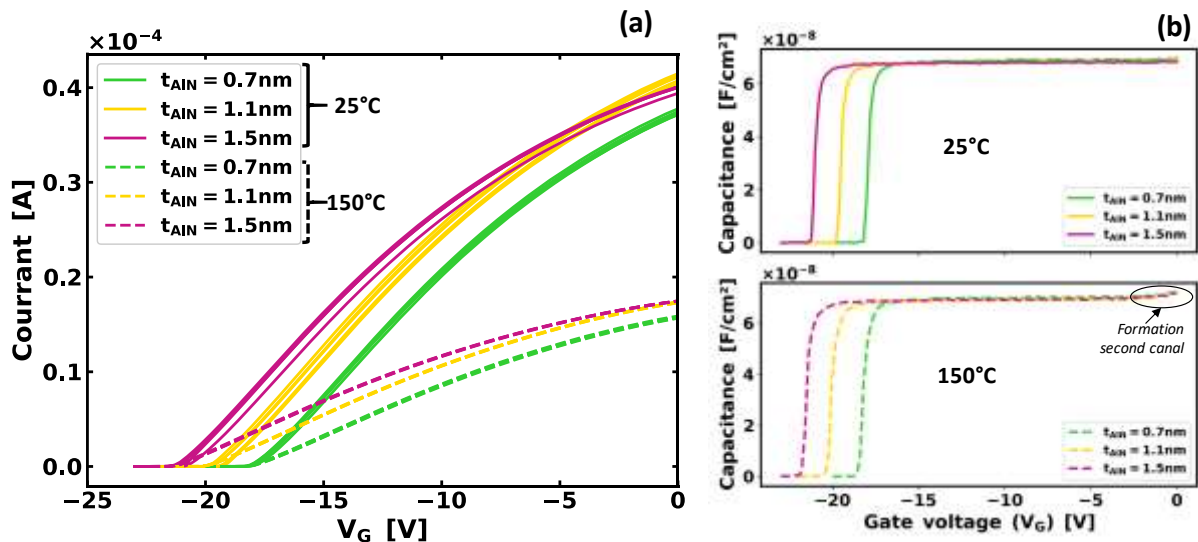


Figure 74 : Mesures des caractéristiques $I(V_G)$ à une tension $V_D=100mV$ et $C_G(V_G)$ à une fréquence de 1kHz, réalisées à 25°C et 150°C pour les trois épaisseurs de la couche AlN.

La Figure 75, reporte les variations de la résistance entre 25°C et 150°C pour les trois épaisseurs. On note une sévère dégradation de la résistance à 150°C qui est engendrée par la forte diminution de la mobilité avec la température. Cette dégradation a pour origine l'augmentation des interactions avec les phonons (Cf. Figure 38-a).

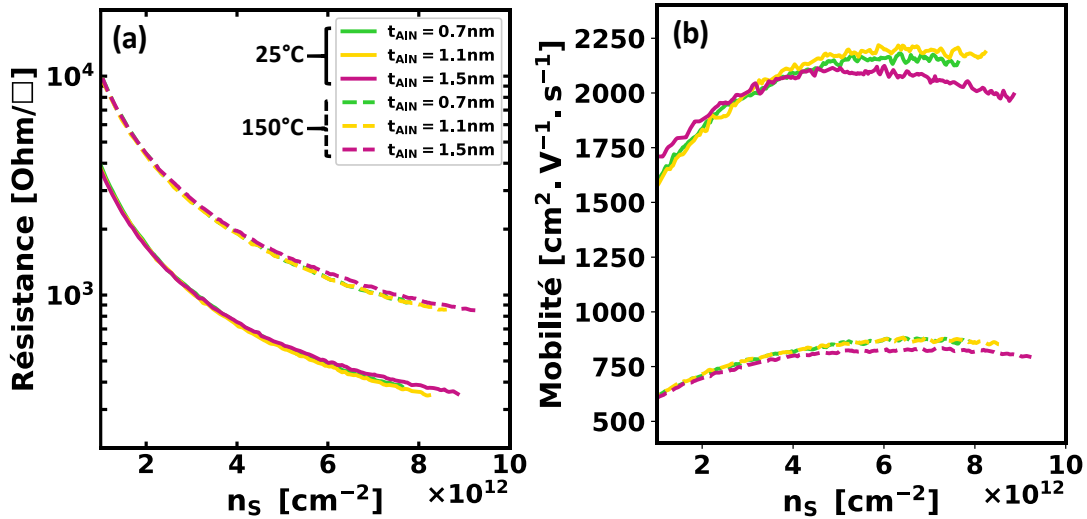


Figure 75 : (a) Résistance du 2DEG en fonction de la densité d'électrons n_s ; (b) Mobilité des électrons en fonction du n_s à 25°C et 150°C.

c. Simulations et détermination des charges d'interfaces de polarisation

La structure représentée en Figure 48, est simulée en résolvant de manière auto-cohérente les équations de Schrödinger-Poisson unidimensionnelles (1DSP). La condition de la barrière arrière est définie à $-1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$ dans la couche p-GaN selon l'estimation faite précédemment (Chapitre 2, III-3). La Figure 76 montre l'effet de l'épaisseur de la couche AlN sur la caractéristique $C_G(V_G)$ simulée en calculant les charges fixes d'interface de polarisations $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGa}_x\text{N/AlN}}$. Ces charges sont déterminées avec les équations (46) et (47) qui supposent une polarisation spontanée à 100% et d'aucune relaxation des couches AlN et AlGa_xN. La tendance expérimentale sur V_{TH1} et V_{TH2} est reproduite, cependant l'effet de la couche AlN est surestimé par rapport aux résultats expérimentaux. En effet, les valeurs de V_{TH1} sont trop négatives et les valeurs de V_{TH2} trop positives par rapport aux caractéristiques $C_G(V_G)$ expérimentales. Afin de reproduire le comportement expérimental, les charges $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGa}_x\text{N/AlN}}$ ont été ajustées pour prendre en compte les valeurs de V_{TH1} et V_{TH2} mesurées.

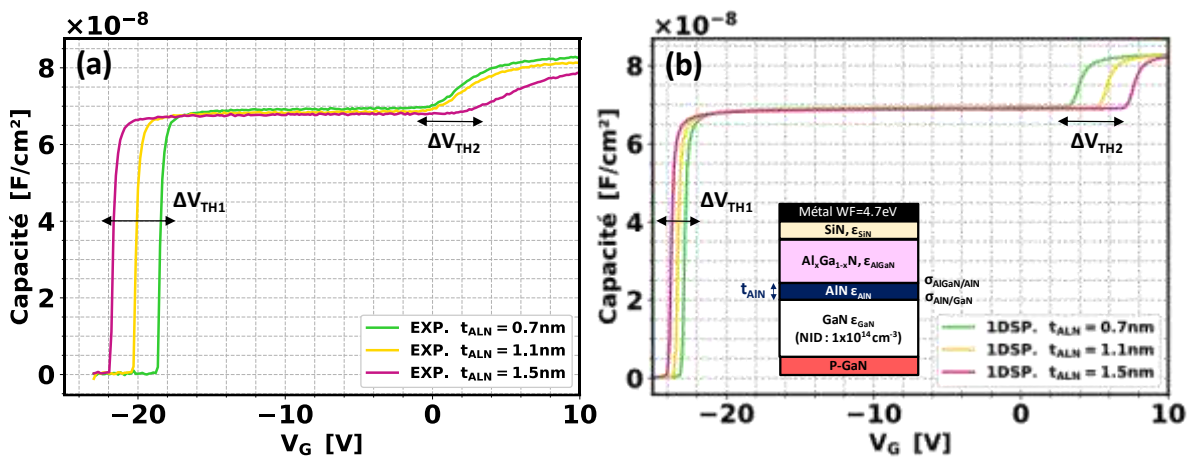


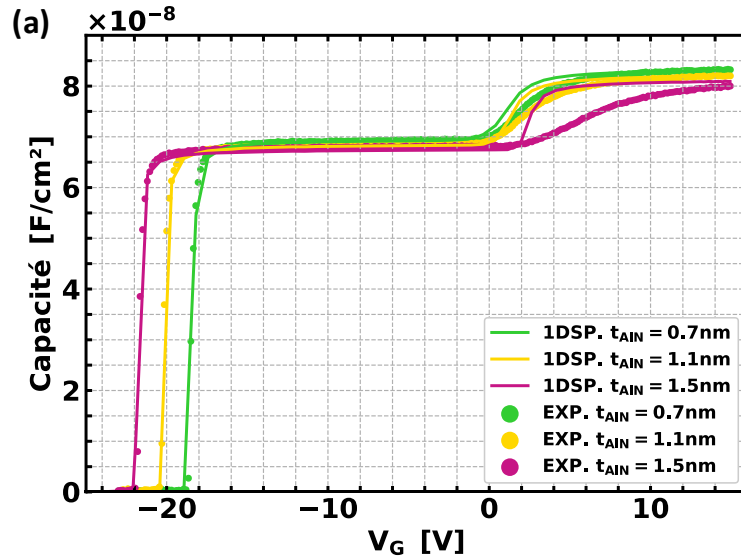
Figure 76 : Illustration et comparaison des décalages de V_{TH1} et V_{TH2} pour : (a) Les mesures $C_G(V_G)$, (b) la simulation 1DSP pour les trois épaisseurs de la couche AlN en prenant comme condition pour les charges d'interfaces celles calculées grâce aux équations (35) et (36) soit $\sigma_{\text{AlN/GaN}} = 6.56 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$ et $\sigma_{\text{AlGa}_x\text{N/AlN}} = -5.36 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$.

La Figure 77-a montre les résultats des simulations 1D Poisson-Schrödinger comparés aux données expérimentales $C_G(V_G)$ en ayant adapté les charges d'interfaces de polarisation. La Figure 77-b répertorie ces charges d'ajustement pour tous les échantillons. Les valeurs des charges $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN/AlN}}$ sont respectivement réduites et augmentées à mesure que l'épaisseur de la couche AlN augmente. Elles sont également sous-estimées par rapport à la valeur calculée en utilisant les équations (46) et (47).

Les quantités de charges de polarisation étant sous-estimées avec des couches AlN plus minces par rapport au modèle d'Ambacher, un nouveau modèle basé sur une polarisation réduite est proposé. Le pourcentage de réduction de la polarisation (PR), est défini dans les équations $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN/AlN}}$, respectivement (58) et (59), pour rendre en compte de la diminution des valeurs des charges de polarisation.

$$\sigma_{\text{AlN/GaN}} = \frac{1}{q} \cdot \{P_{sp}^{\text{GaN}} - (P_{sp}^{\text{AlN}} + P_{pz}^{\text{AlN}}) \cdot PR_1\} \quad (58)$$

$$\sigma_{\text{AlGaN/AlN}} = \frac{1}{q} \cdot \{(P_{sp}^{\text{AlN}} + P_{pz}^{\text{AlN}}) \cdot PR_2 - (P_{sp}^{\text{AlGaN}} + P_{pz}^{\text{AlGaN}})\} \quad (59)$$



(b)	$\sigma_{\text{AlGaN/AlN}} [\text{cm}^{-2}]$	$\sigma_{\text{AlN/GaN}} [\text{cm}^{-2}]$
(a)-ref* 0.7nm	-6.00×10^{12}	1.57×10^{13}
(j) 1.1nm	-8.00×10^{12}	1.82×10^{13}
(k) 1.5nm	-1.42×10^{12}	2.5×10^{13}

Figure 77 : (a) Comparaison des résultats de simulation et des mesures $C_G(V_G)$, en utilisant les charges théoriques réduites, (b) tableau récapitulatif des charges utilisées pour les différentes épaisseurs de la couche AlN.

Dans la Figure 78, les charges de polarisation théoriques sont tracées en fonction du pourcentage de réduction de la polarisation (paramètre PR) et comparées avec celles extraites expérimentalement. De plus, nous rapportons Figure 79, le pourcentage de réduction de la polarisation expérimentale calculé pour chaque charge de polarisation. Les valeurs de pourcentage de réduction (PR_1 et PR_2) de la polarisation associée aux charges $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN/AlN}}$ sont trouvées similaires, avec une variation inférieure à 3%, pour chaque épaisseur

de la couche AlN. Finalement, le pourcentage de réduction de la polarisation augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche AlN.

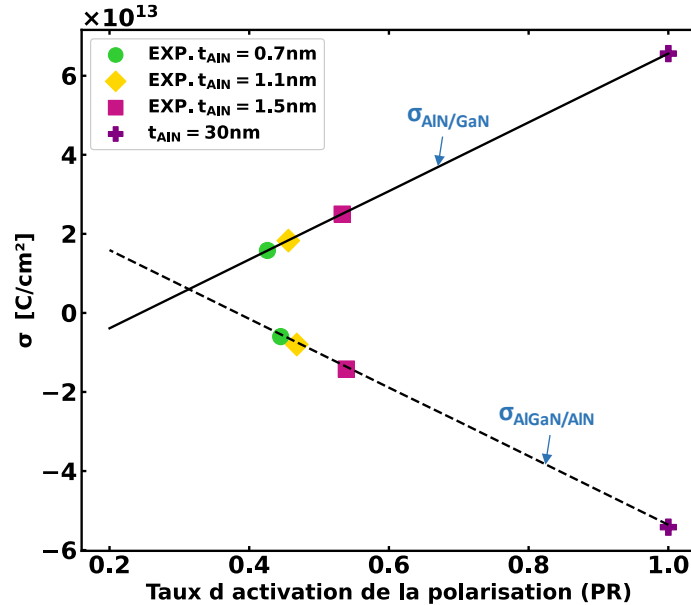


Figure 78 : Lignes : $\sigma_{\text{AlGaIn/AlN}}$ et $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ en fonction de PR (Eq. 41-42). Symboles : $\sigma_{\text{AlGaIn/AlN}}$ et $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ extraits des mesures. Le point à $t_{\text{AlN}} = 30\text{nm}$ est tiré de [45].

La Figure 79 montre ainsi le pourcentage de réduction de la polarisation (PR) en fonction de l'épaisseur de l'AlN pour tous les échantillons. Deux points supplémentaires sont également tracés : l'un à partir du travail de Berdalovik *et al.* [109], qui suppose une polarisation de 65% pour une couche AlN de 3.5nm d'épaisseur pour rendre compte de leurs résultats expérimentaux, et le deuxième à partir du travail d'Ambacher qui considère une polarisation complète pour les calculs des charges de polarisation pour un matériau de 30 nm d'épaisseur. Un modèle empirique est proposé pour reproduire la tendance expérimentale observée dans la Figure 79, où a , b et c sont respectivement les paramètres d'ajustement. La réduction observée de la polarisation en fonction de l'épaisseur de la couche AlN peut être la cause d'un effet de compensation progressif entre les charges $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaIn/AlN}}$, qui augmente à mesure que l'épaisseur de la couche AlN diminue jusqu'à une compensation complète proche de 0.7nm. La présence de ces charges $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaIn/AlN}}$ affecte de plus en plus V_{TH1} et V_{TH2} à mesure que l'épaisseur de l'AlN augmente, comme confirmé dans les simulations et les mesures expérimentales dans les Figure 70, Figure 77, et Figure 78. Par conséquent, ces charges doivent être considérées séparément et non comme une seule charge compensée, car elles sont cruciales pour comprendre l'effet de l'épaisseur de la couche intermédiaire AlN sur les propriétés du 2DEG. Les travaux de A. M. Dabiran *et al.* montrent également une augmentation de la densité d'électron avec des épaisseurs plus grandes de la couche AlN pour une hétérojonction GaN/AlN/GaN, validant cette observation [146]. En effet, des pourcentages associés à l'interface AlN/GaN de 31%, 46%, 53%, 62% et 72% sont déterminées en utilisant l'équation 57 et pour des épaisseurs de la couche AlN de respectivement 2nm, 3nm, 3.5nm, 4nm et 5nm.

Afin d'expliquer que ces charges sont plus faibles qu'attendue, plusieurs hypothèses peuvent être discutées. Une première hypothèse est liée à la qualité de la couche AlN. Cette couche peut être affectée par la présence de gallium, ce qui la transforme en une couche AlGaIn riche en aluminium, conduisant à une polarisation spontanée et piézoélectrique réduite. D'autres groupes ont montré une inter-diffusion entre les couches AlGaIn et AlN pendant la croissance par MBE [147], qui peut également se produire pendant notre processus MOCVD à température

élevée. L'hypothèse d'une couche riche en aluminium semble être la plus appropriée pour nos échantillons en raison de leur croissance par MOCVD à haute température et de leur faible épaisseur. Cependant, considérer une couche AlGaN riche en aluminium n'est pas suffisant pour expliquer les données expérimentales et l'augmentation de la polarisation avec l'épaisseur semble être la meilleure approche ici pour tenir compte de l'augmentation de la densité électronique du 2DEG. Ce phénomène a également été observé par I. P. Smorchkova et *al.*, pour des épaisseurs de la couche AlN plus grande (~24–50 Å) et dans le cas d'une hétérojonction AlN/GaN. Précisément pour une épaisseur de 50Å, des fissures dans la couche AlN apparaissent le long de différents plans cristallographiques, indiquant le début du processus de relaxation de la déformation par traction [115].

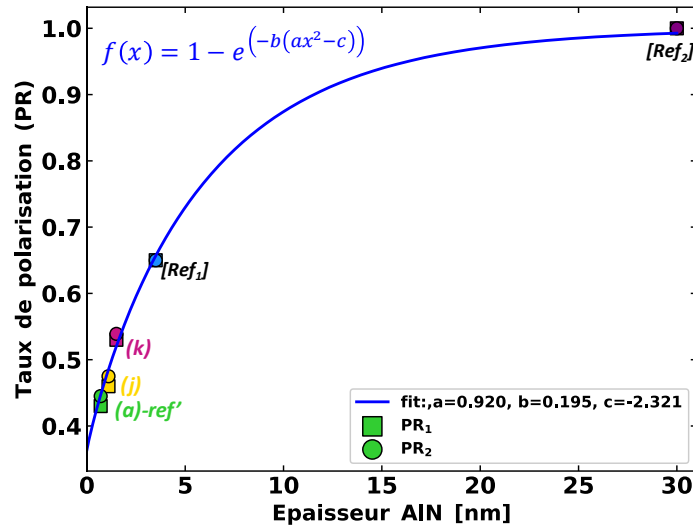


Figure 79 : Modèle empirique $f(x)$ prédisant l'évolution du taux de polarisation (PR) dans la couche AlN en fonction de son épaisseur. Avec (a)-ref', (j), (k) tiré des mesures expérimentales Figure 78, et [Ref1]=[109] et [Ref2]=[45].

5. Le dopage de type n de l'AlGaN: le rôle d'un canal précoce

Dans cette sous-section, le dopage de type donneur de la barrière AlGaN est étudié. En effet, il était initialement supposé que le niveau élevé de donneurs de la couche AlGaN pourrait enrichir le canal 2DEG comme dans le cas des hétérostructures AlGaAs/GaAs [148], ce qui aurait pour effet une diminution de la résistance $R_{\square,2DEG}$. Les plaques du lot A :

- (a)-ref' qui correspond au cas sans dopage de la barrière AlGaN, et
- (i) qui correspond au dopage de type-n de la barrière AlGaN (appelée n-AlGaN), sont étudiées.

Le dopage donneur est réalisé avec une concentration à environ 1×10^{19} at.cm⁻³ de silicium selon un profil comportant trois zones: une épaisseur de 3 nm non dopée pour préserver la mobilité du canal 2DEG, puis une épaisseur de 15 nm de la couche dopée et enfin de nouveau 3nm non dopée. Les mesures de courants $I(V_G)$ à $V_D=100$ mV et de capacités $C_G(V_G)$ à 1kHz réalisées de -70 V à 10 V pour les composants dopés et de -23 V à 15 V pour les composants non-dopés, sont reportées en Figure 80. Dans le cas des composants de référence (a), on mesure la formation du canal 2DEG de la tension V_{TH1} à 0 V, puis la formation du canal dans la couche AlGaN à partir de V_{TH2} avec V_{TH2} supérieure à 0 V. On constate que pour les composants dopés de type n-AlGaN, la tension de seuil V_{TH1} est mesurée à -63 V en raison d'un important décalage électrostatique engendré par les dopants silicium. Puis à partir de V_{TH2} (environ -44 V), il

apparaît un second plateau attribué à la formation progressive du canal dans la couche AlGaN, qui s'explique par l'effet électrostatique induit par la concentration de dopage volumique élevée dans toute la couche AlGaN. La Figure 81 illustre le remplissage progressif (en fonction de la tension V_G) du canal dans la couche AlGaN pour les deux cas avec et sans dopage n de la couche AlGaN.

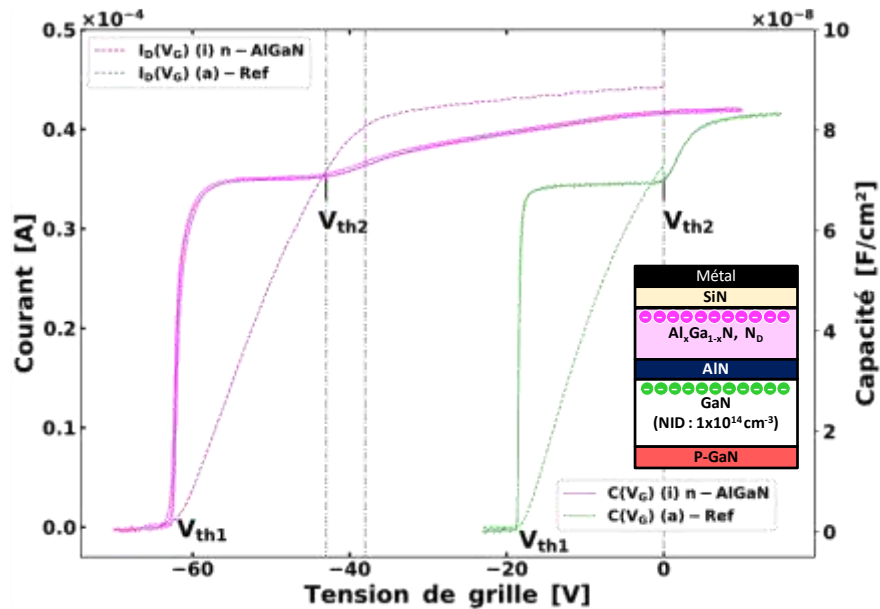


Figure 80 : Comparaison des plaques (a)-Ref sans dopage avec la plaque (i) où la barrière AlGaN est dopée de type n avec du silicium. (Pour le cas du dopage un autre équipement a dû être utilisé afin de mesurer les caractéristiques pour les fortes plages de tensions désirées).

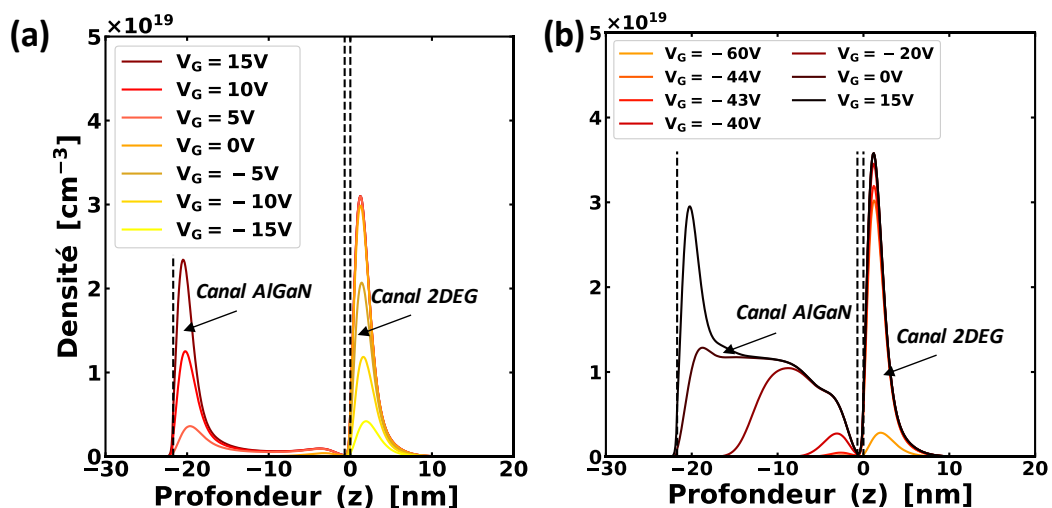


Figure 81 : Densité d'électrons en fonction de la profondeur dans l'empilement, illustration des deux canaux : 2DEG et AlGaN, pour respectivement (a) le cas sans dopage, (b) le cas avec dopage de type n de la couche AlGaN (simulé avec le code Poisson-Schrödinger en considérant un profil de dopage tel que présenté en Figure 84).

a. Extractions des paramètres de résistances, mobilités et densité d'électrons du 2DEG

Les paramètres électriques de la structure AlGaN/AlN/GaN tel que la densité d'électrons ($n_{s,2DEG}$), la résistance ($R_{\square,2DEG}$) et la mobilité (μ_{2DEG}) sont généralement extraits à $V_G = 0V$ pour caractériser le canal 2DEG dans des conditions de conduction normale des dispositifs MOS-HEMTs. Ces paramètres sont extraits d'après les équations (27-28 et 34) pour les dispositifs de la plaque de référence. Dans le cas du dopage, le second canal AlGaN se formant précocement, on définit de nouvelles équations (équations 60-62). En effet, en raison de la formation du canal AlGaN pour des tensions de grille négatives, les extractions à la tension de zéro volt se réfère aux contributions des deux canaux d'électrons (GaN et AlGaN) et on a :

$$n_{s,tot} = n_{s,2DEG} + n_{s,AlGaN} \quad (60)$$

Avec la densité d'électrons du 2DEG définie telle que :

$$n_{s,2DEG} = \frac{1}{q} \int_{V_{TH1}}^{V_{TH2}} C \cdot dV \quad (61)$$

Et celle du canal dopé dans la couche AlGaN définie telle que :

$$n_{s,AlGaN} = \frac{1}{q} \int_{V_{TH2}}^0 C \cdot dV \quad (62)$$

Les résistances sont extraites telles que :

- A $V_G = 0 V$ la résistance totale $R_{\square,tot}$ est égale à $R_{\square,tot} = \frac{\pi}{\ln(2)} \cdot \frac{\Delta V(V_G=0)}{I(V_G=0)}$
- A $V_G = V_{TH1}$ pour la résistance $R_{\square,2DEG}$ qui ne prend pas en compte l'augmentation du n_s en raison du dopage. Et à $V_{TH1} + \Delta V_T$, soit à la tension V_G pour laquelle plus d'augmentation de la densité du 2DEG n'est observée, soit à environ $-39/-38 V$, comme l'illustre la Figure 82-b.
- La résistance de la couche AlGaN est déduite en appliquant la relation des résistances en parallèle et on a $R_{AlGaN} = \frac{R_{tot} \cdot R_{2DEG}}{R_{2DEG} - R_{tot}}$.

Les paramètres extraits sont répertoriés dans la Figure 82-a où les densités d'électrons, les mobilités et les résistances totales effectives de l'hétérojonction sont extraites à la tension V_G de 0 V. La Figure 82-b, présente, quant à elle, le détail du cas dopé n-AlGaN où les paramètres spécifiques au canal 2DEG ($R_{\square,2DEG}$, $\mu_{s,2DEG}$, $n_{s,2DEG}$) et au canal dans la couche AlGaN ($R_{AlGaN,\square}$, $\mu_{s,AlGaN}$, $n_{s,AlGaN}$) sont extraits séparément. Une ligne du tableau est aussi dédiée à l'extraction du 2DEG en liant avec les observations en Figure 82-c, montrant après V_{TH1} (V_G =saturation du 2DEG), une légère augmentation de la concentration du 2DEG.

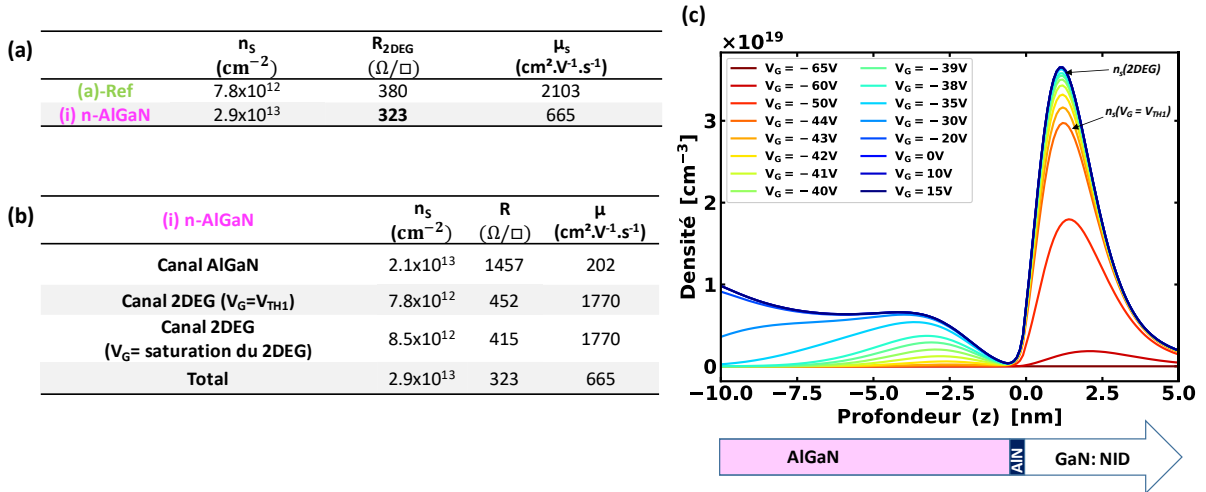


Figure 82 : Extractions des paramètres de résistance, densité d'électrons et mobilité des électrons pour le cas non dopé (a)-Ref et dopé (i). Avec en a) les paramètres extraits à 0V, en b) un focus sur le cas n-AlGaN avec l'extraction des paramètres pour les deux canaux séparément et en c) la densité d'électrons pour la plaque (i) en fonction de la profondeur z illustrant la saturation du 2DEG.

D'après les extractions en Figure 82-a, en raison du dopage n de la couche AlGaN, la résistance totale (contribution de $R_{\square,2\text{DEG}}$ et de $R_{\square,\text{AlGaN}}$) est réduite $323\Omega/\square$ contrairement au cas non-dopé $380\Omega/\square$. En Figure 82-b, les contributions des deux canaux sont extraites dans le cas des dispositifs avec une couche AlGaN dopée n. Ainsi on extrait une forte densité d'électrons dans la couche AlGaN pour des tensions de grille inférieures à 0V. Finalement, on note que la densité d'électrons totale du 2DEG est légèrement supérieure au cas sans dopage.

Pour des valeurs de V_G très proches de V_{TH2} , la formation du canal AlGaN est associée à une légère augmentation de la densité d'électrons du 2DEG de $7.8 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ à $8.5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, soit une augmentation de 37%, comme le reporte la Figure 82. Cela est lié à la formation d'un canal AlGaN à l'interface AlGaN/AlN, donc très proche du canal 2DEG. Le remplissage progressif de la couche AlGaN par les électrons pour des valeurs supérieures à V_{TH2} explique l'allure de la courbe de la capacité expérimentale pour le cas dopé. En effet, celle-ci est moins abrupte à partir de V_{TH2} comparée au cas sans dopage, ce qui est dû à la délocalisation progressive du barycentre du canal d'électrons AlGaN de l'interface AlGaN/AlN vers l'interface SiN/AlGaN.

En ce qui concerne la barrière AlGaN dopée de type n comme indiqué dans la Figure 83, une dégradation globale de la mobilité est observée, la valeur de la mobilité passant de $2103 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ sans dopage à $1770 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ avec le dopage. De plus, on peut s'attendre à ce que des dopants résiduels atteignent le canal 2DEG ce qui peut avoir un impact sur la mobilité du canal, ou encore en raison de l'ionisation des dopants de la couche AlGaN proche de l'interface. La mobilité du canal AlGaN est quant à elle assez faible de l'ordre de $202 \text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. La mobilité totale est donnée à titre indicatif mais n'a pas réellement un sens physique.

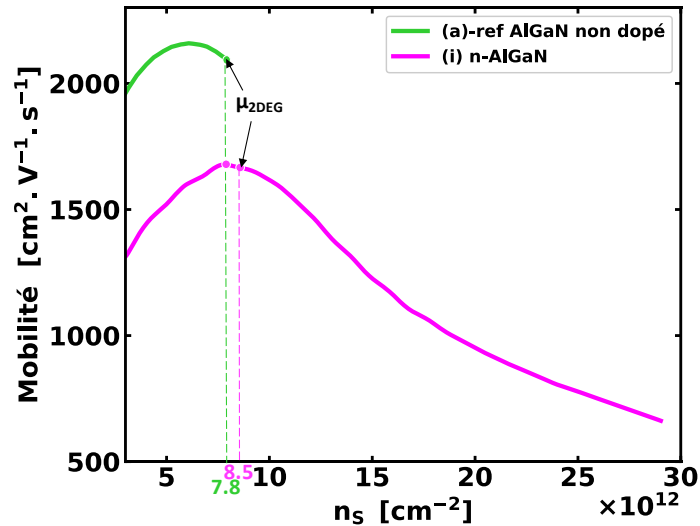


Figure 83 : Mobilité des électrons expérimentale en fonction de la densité d'électrons (n_s)

Finalement, la résistance totale ici $R_{tot,\square}$ représentative des composants à la tension V_G de 0 V est réduite à 323 Ω/\square par rapport au cas sans dopage 380 Ω/\square grâce au canal très dense dans la couche AlGaN.

b. Simulations Poisson-Schrödinger et charges de polarisations

L'empilement pour le cas avec dopage n de la couche AlGaN a été simulé et comparé au cas sans dopage en Figure 85, en utilisant les mêmes charges de polarisation que celle déterminées pour le cas sans dopage (Figure 77-b). Le profil de dopage de la barrière AlGaN a dû être adapté pour expliquer le second plateau de la capacité. En Figure 84, on considère trois profils : un premier avec une concentration de $1.34 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ sur 12nm d'épaisseur puis de $0.6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ sur 9 nm qui semble reproduire les résultats expérimentaux (Profil 1), un second qui correspond à 3nm AlGaN non dopé, puis 15nm AlGaN dopé à $1.4 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ et 3nm non dopé (Profil 2), un dernier avec un profil uniforme à $1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ (Profil 3).

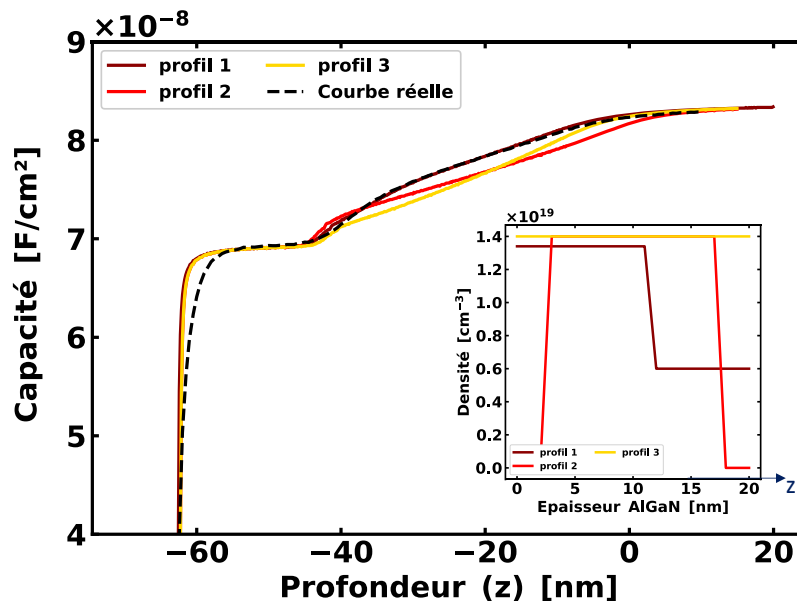


Figure 84 : Simulations avec le code Poisson-Schrödinger de la capacité pour différents types de profil de dopage de la barrière AlGaN

En considérant le Profil 1, et les mêmes charges de polarisation que pour le cas de référence (a), la forme de la capacité du second plateau ainsi que les tensions de seuils V_{TH1} et V_{TH2} , sont bien reproduites, comme l'illustre la Figure 85. Ainsi cette étude confirme le fait que les charges de polarisation gouvernent la densité d'électrons du 2DEG. Toutefois, on montre une amélioration de la résistance à la condition de tension de grille de 0V, en raison du canal fortement dopé dans la couche AlGaN et ce malgré la dégradation de la mobilité.

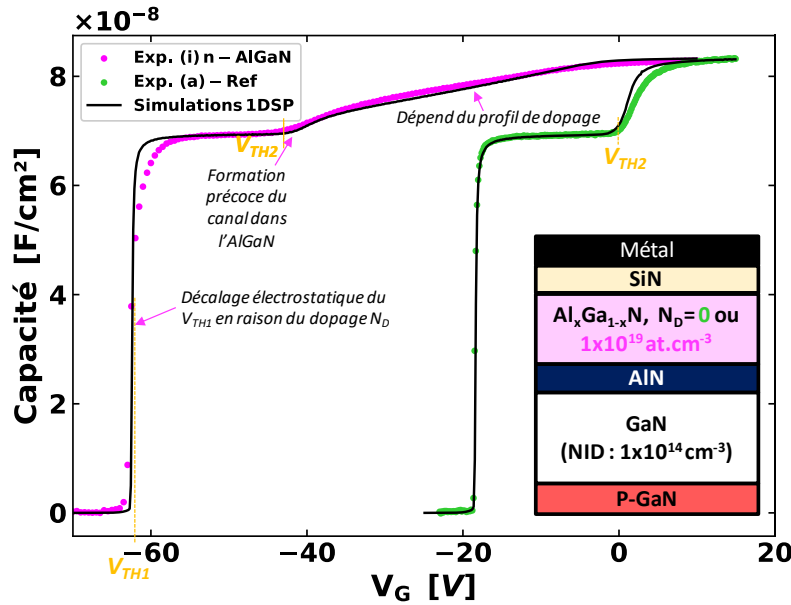


Figure 85 : Comparaison de la médiane des mesures $C_G(V_G)$ avec les simulations Poisson-Schrödinger (1DSP) de l'empilement simulé. Les deux cas diffèrent uniquement de par la densité de dopants dans la couche AlGaN ($N_D=0$ ou $1 \times 10^{19} \text{ at.cm}^{-1}$ répartie selon le profil 2).

6. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons décrit la structure d'essai Van der Pauw et la méthode employée pour extraire les caractéristiques du courant en fonction de la tension (mesure $I(V_G)$), et de la capacité en fonction de la tension (mesure $C_G(V_G)$). De plus, les précautions prises pour obtenir des mesures fiables ont été abordées. En effet, d'une part, l'effet des instabilités de la tension de seuil V_{TH} en raison de la répétition des mesures et d'autre part, l'effet du choix de la fréquence petit signal pour la mesure $C_G(V_G)$ a également été abordé. Ainsi, une extraction fiable de la mobilité a pu être réalisée par la méthode Split-CV. L'hétérojonction a ainsi pu être étudiée et les propriétés du 2DEG (mobilité, densité d'électrons et résistance) extraits pour un ensemble de variations technologiques, comme le synthétise la Figure 86. Les effets de variantes technologiques ont également fait l'objet de simulations 1D (Poisson-Schrödinger, TCAD) dont le formalisme et les modèles utilisés ont été présentés. Diverses conclusions ont été tirées et sont rappelées ci-dessous.

- Concernant l'effet du dopage accepteur de la couche de p-GaN sous-jacente au 2DEG, il a été montré que le rapprochement de cette couche a pour conséquence une diminution de la densité d'électrons et de la mobilité des électrons (plaques : (a), (g), (h)). Concernant la concentration des dopants de cette même couche, on a montré qu'une concentration de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ réduit la densité d'électrons par rapport au cas sans dopage p-GaN. La mobilité quant à elle se dégrade avec un dopage de $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (plaques : (l), (m), (n)). A travers des simulations 1D Poisson-Schrödinger de l'empilement étudié, il a été montré une

activation partielle des dopants dans la couche de p-GaN de l'ordre ici de 10% pour une concentration initiale de 1×10^{18} at.cm⁻³.

- Concernant l'épaisseur de la couche AlGaN, une augmentation de celle-ci a conduit à augmenter la densité d'électrons, et ce sans dégrader la mobilité, permettant ainsi de réduire la résistance du 2DEG. (Plaques : (a) et (b) ; (c) et (e) ; (d) et (f)).
- Nous avons également montré que l'augmentation de la fraction molaire dans la couche AlGaN induit une diminution de la résistance du 2DEG grâce à l'augmentation de la densité d'électrons (plaques : (b), (c) et (d)). Ce qui est cohérent avec les charges d'interface de polarisation qui suivent cette tendance d'accroissement avec la fraction molaire x de la couche Al_xGa_{1-x}N.
- Concernant l'influence de l'épaisseur de la couche intermédiaire AlN, nous avons montré qu'un compromis entre l'augmentation de la densité d'électrons et la dégradation de la mobilité doit être trouvé. Une valeur intermédiaire de 1.1nm d'épaisseur pour laquelle la résistance 2DEG est optimisée a été déterminée (plaques : (a), (j), (k)). L'augmentation linéaire de la densité d'électrons avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche AlN a été interprétée par une augmentation des charges d'interfaces de polarisation. Cependant, au-delà d'une certaine épaisseur critique, l'effet bénéfique sur la densité d'électrons est compensé par une diminution de la mobilité des électrons conduisant alors à une diminution de la résistance du 2DEG.
- Le dernier effet étudié est le dopage donneur (silicium) de la couche AlGaN qui montre une nette diminution de la résistance du 2DEG. Celle-ci s'explique par la formation d'un canal d'électrons dans la couche AlGaN parallèle au canal 2DEG pour des tensions de grille négatives, ce qui n'était pas le cas pour les autres variantes. On a conclu que le 2DEG ne subissait pas d'enrichissement très important malgré le nombre de porteurs dans l'AlGaN, ce qui permet de mettre en évidence le rôle prépondérant des charges de polarisation sur la densité d'électrons du 2DEG. Toutefois en raison du fort dopage dans la couche AlGaN, la mobilité du 2DEG est dégradée.

Ainsi, une voie d'amélioration peut être proposée pour diminuer la résistance du 2DEG : celle de l'augmentation de la fraction molaire de la couche AlGaN pour élever les charges de polarisation. En effet, nous avons vu que la densité d'électrons est gouvernée par ces charges y compris pour une température de 150°C pour laquelle la mobilité est dégradée mais la densité d'électrons inchangée. Dans le chapitre suivant nous nous intéresserons à des fractions molaires supérieures à $x=0.3$.

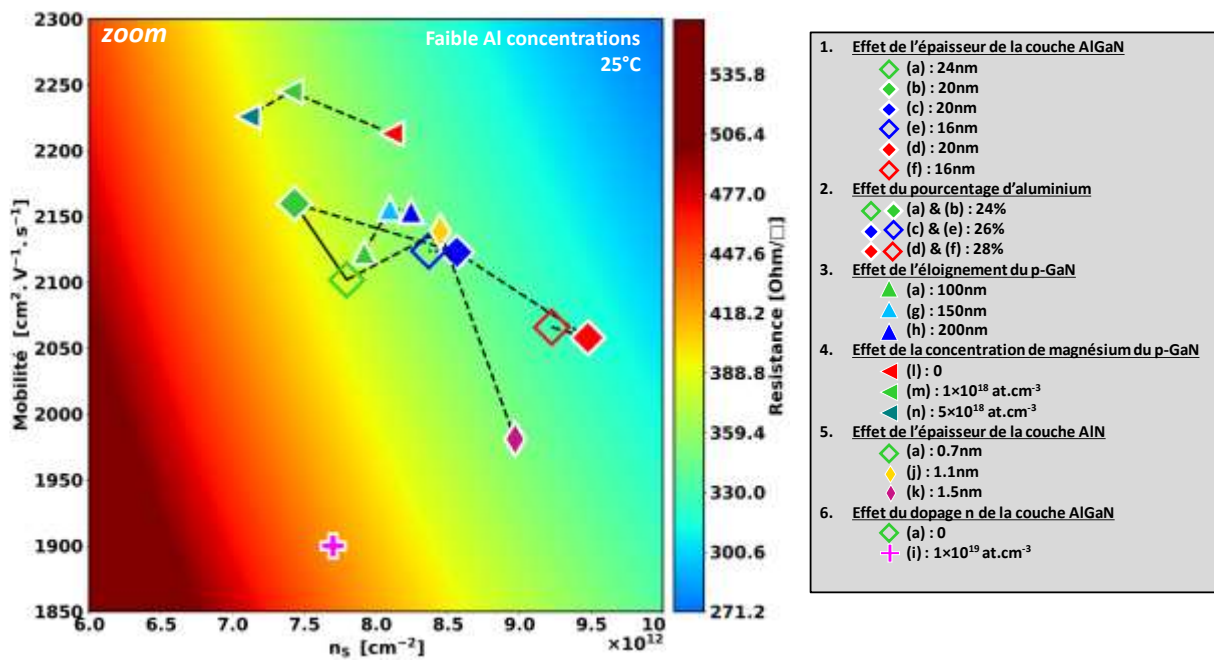


Figure 86 : Bilan de l'optimisation de la densité d'électrons (n_s), de la mobilité des électrons (μ) et de la résistance 2DEG des plaques à faible concentration d'aluminium à 25°C.

Chapitre 3 : Optimisation du 2DEG et compromis R_{ON}/BV : Pourcentages d'aluminium innovants dans la barrière AlGaN

Selon les conclusions du chapitre précédent, la résistance du 2DEG peut être améliorée par l'augmentation de la densité d'électrons. À cette fin, les charges de polarisation ont été étudiées et quantifiées, et il s'est avéré que celles-ci étaient responsables de l'augmentation du 2DEG comme attendu par la théorie. Cependant, l'étude sur la couche AlN à l'interface AlGaN/GaN, a montré que ces charges d'interface de polarisation pouvaient être plus faibles qu'attendu. Par ailleurs, bien que l'augmentation de l'épaisseur de la couche AlN ait permis d'accroître la densité d'électrons, elle a également conduit, au-delà d'une certaine épaisseur, à une dégradation de la mobilité du 2DEG. Il s'est ainsi avéré qu'un compromis était nécessaire entre la densité d'électrons et la mobilité. Pour ce faire, de nouvelles variantes technologiques ont été réalisées et sont étudiées dans ce chapitre. Ces variantes se basent sur une épaisseur AlN assez faible pour éviter l'effet sur la mobilité mais en contrepartie, on augmente la concentration en aluminium dans la barrière AlGaN.

Ce chapitre vise ainsi à exposer les résultats obtenus concernant l'optimisation de la barrière AlGaN. Dans un premier temps, l'influence des concentrations molaires élevées d'aluminium sur la mobilité, la densité d'électrons et la résistance du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) sera étudiée. L'impact de la barrière p-GaN sous-jacente dopée de type accepteur, sera également abordée. Par la suite, les propriétés du 2DEG seront explorées à travers la détermination des charges d'interfaces de polarisation à l'aide de simulations 1D Poisson-Schrödinger. Enfin, un compromis entre la forte densité d'électrons dans le 2DEG et la tension de claquage des transistors MOS-HEMT sera mis en évidence.

I. Effet de fractions molaires élevées en aluminium sur les propriétés du 2DEG

L'état de l'art a souvent considéré des faibles teneurs en aluminium dans la barrière pour limiter la désadaptation du réseau et donc la dégradation de la qualité cristalline de l'hétérostructure à base AlGaN/GaN [149]. Depuis, des progrès en épitaxie ont été réalisés, et les épitaxieurs se sont intéressés aux conditions de croissance permettant de réaliser ce type de barrière avec des concentrations en aluminium plus élevées. Ainsi, l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN est fabriquée en ajustant les conditions de croissance pour obtenir des couches $Al_xGa_{1-x}N$ avec différentes concentrations molaires d'aluminium (x): 0.24, 0.4, 0.5 et 0.6. Il est important de souligner que cette recherche se situe à un stade très préliminaire, et que les modèles théoriques actuellement disponibles ne sont pas entièrement adaptés pour décrire avec précision les concentrations réelles d'aluminium dans la barrière. Ainsi, des incertitudes sur le véritable pourcentage d'aluminium persistent. En effet, des mesures par diffraction des rayons X⁴ (XRD) basés sur les modèles actuels, non calibrés pour ces nouveaux pourcentages ont été réalisées donnant des valeurs de l'ordre de 25% plus faibles que celle attendues. Dans cette étude, par simplification, on considérera un pourcentage d'aluminium identique à celui visé. D'autre part, l'épaisseur de la couche AlGaN est quant à elle connue avec certitude grâce

⁴ La diffraction des rayons X est une technique pour caractériser les matériaux cristallins, y compris les alliages. Elle permet de déterminer la structure cristalline, les contraintes résiduelles et la composition de l'alliage.

à la réalisation d'images TEM, et est réduite (9nm) par rapport à la référence (24nm) afin d'éviter la relaxation indésirable de la couche AlGa_xN, qui pourrait réduire sa polarisation piézoélectrique [41] (Figure 16).

1. Présentation des variantes technologiques

Dans cette étude, les lots C et D sont étudiés. Le lot D constitue une « *shortloop*⁵ » visant à identifier les points d'intérêt technologique, en vue de leur intégration ultérieure dans le transistor MOS-HEMT lors de la réalisation du lot C. Les différences dans l'épitaxie des deux lots renforcent cette étude comparative. En effet, les deux lots diffèrent par la présence (lot C) ou l'absence (lot D) d'une couche sous-jacente de p-GaN. Comme discuté au chapitre 2, cette couche de p-GaN diminue la densité d'électrons du 2DEG et donc la résistance finale. Par conséquent, une amélioration potentielle plus marquée est attendue pour le lot D. D'autre part, le lot C présente un oxyde de grille, contrairement au lot D. Finalement, les variations des épaisseurs de SiN in-situ (environ 10 nm pour le lot C contre 4 nm pour le lot D) et de SiN LPCVD permettront de vérifier de potentiels effets de charges d'interface SiN/AlGa_xN. D'autre part, le lot C présente une épaisseur totale de SiN (in-situ + LPCVD) de 30 nm, contre 75 nm de SiN total pour le lot D. La Figure 87 illustre ces différences entre les deux lots C et D.

Plusieurs variations technologiques ont été étudiées (épaisseur et pourcentage d'aluminium de la couche AlGa_xN et présence ou non d'une couche p-GaN), comme le montre le tableau en Figure 88. L'objectif principal étant de comprendre l'effet des forts pourcentages d'aluminium, les nouvelles concentrations molaires d'aluminium de 0.4, 0.5 et 0.6 sont étudiées (échantillons (q), (r), (s) respectivement) et comparées à la référence (o) dont la fraction molaire est de 0.24. L'échantillon (p) permet de distinguer l'effet de la réduction de l'épaisseur AlGa_xN de l'effet de la concentration molaire d'aluminium sur les propriétés du 2DEG, et ainsi de comparer avec la référence. Les échantillons (u), (v), (w) avec respectivement des concentrations molaires d'aluminium de 0.4, 0.5 et 0.6 sont également caractérisés et comparés aux échantillons (r), (s) et (t) afin d'évaluer l'impact de la couche de p-GaN sous le canal 2DEG.

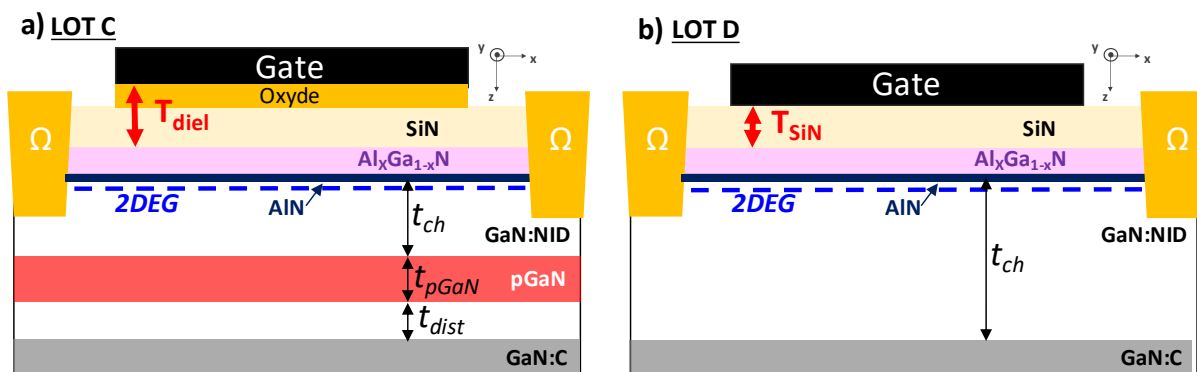


Figure 87 : Coupe schématique de l'empilement pour les deux lots C et D.

Les épaisseurs de la couche AlGa_xN sont déterminées par des mesures de réflectométrie des rayons X⁶ (XRR) et sont reportées sur les photos de la Figure 89. L'épaisseur de la couche

⁵ Une « *shortloop* » est un cycle de fabrication raccourci utilisé pour tester rapidement des aspects spécifiques du procédé de fabrication avant la réalisation complète plus coûteuse.

⁶ La réflexion des rayons X (XRR) est une technique couramment utilisée pour mesurer l'épaisseur, la densité et la rugosité des couches minces (jusqu'à théoriquement quelques Angströms d'épaisseurs).

AlN indiquée entre 0.7 et 1.5nm est évaluée à l'aide des images FIB/TEM⁷ de la Figure 89 pour le lot D. Une valeur de 1nm est indiquée pour la couche AlN. Ces images sont très intéressantes notamment pour valider avec certitude l'épaisseur de la couche AlGaN aux alentours de 8nm. Une épaisseur de SiN total (in-situ + LPCVD) est mesurée à 75nm.

Lots	ND	(x)	Epaisseurs [nm]				Dopage (n ou p) [atm.cm ⁻³]			Gate dielectric
		Al _x Ga _{1-x} N	AlGaN	AlN	GaN:NiD	n-AlGaN	p-GaN	GaN:C	Oxyde	
C	(o)	0.24	21.4	0.7	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui	Oui	
	(p)	0.24	10.5	0.7	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui	Oui	
	(q)	0.40	7.4	1-1.5	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui	Oui	
	(r)	0.50	7.6	1-1.5	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui	Oui	
	(s)	0.60	7.1	1-1.5	85	-	1.4x10 ¹⁸	Oui	Oui	
D	(u)	0.40	8.0	1-1.5	-	-	0	Oui	Non	
	(v)	0.50	8.7	1-1.5	-	-	0	Oui	Non	
	(w)	0.60	7.8	1-1.5	-	-	0	Oui	Non	

Figure 88 : Tableau récapitulatif des paramètres technologiques des plaques issues des lots C et D, dont les valeurs d'épaisseurs de la couche AlGaN ont été mesurées.

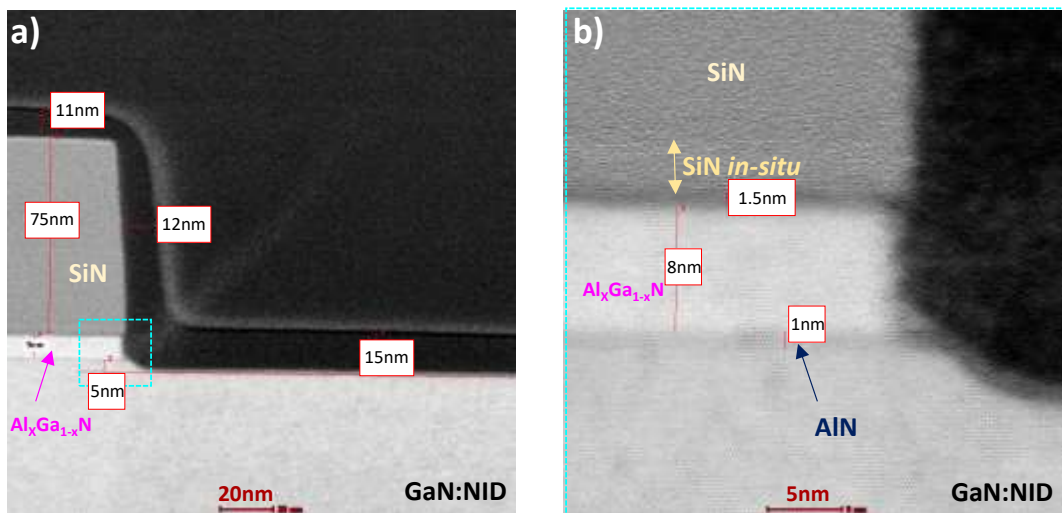


Figure 89 : Images FIB/TEM d'une plaque du lot D au niveau du contact de source avant déposition du métal.

2. Caractérisation électrique du 2DEG à 25°C

Les dispositifs sont caractérisés par des mesures courant-tension $I(V_G)$ à $V_D=100\text{mV}$ et des mesures capacité-tension $C(V_G)$ à 1kHz. La structure d'essai est comme précédemment une structure Van der Pauw à grille carrée de $200\ \mu\text{m}$ de côté. La méthode d'extraction présentée dans le chapitre 2 reste identique pour la détermination des résistances, de la densité (n_s) et des mobilités des électrons.

⁷ « Focused Ion Beam » (FIB) et « Transmission Electron Microscopy » (TEM) sont deux techniques de microscopie avancées utilisées pour l'analyse des matériaux à l'échelle nanométrique. Le FIB est souvent utilisé de manière à préparer l'échantillon de manière précise (en retirant la matière grâce à un faisceau d'ion localisé) avant l'analyse TEM. Pour le TEM, un faisceau d'électrons est transmis à travers un échantillon très fin. Les électrons interagissent avec l'échantillon et forment une image ou un motif de diffraction.

a. Mesures des caractéristiques $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$ à 25°C

Les caractéristiques $I(V_G)$ et $C(V_G)$ mesurées sur les échantillons (o) à (s) sont reportées en Figure 90 pour la température à 25°C. Un décalage substantiel de la tension de seuil (V_{TH}) vers les valeurs négatives de V_G est observée lorsque la concentration molaire d'aluminium augmente. D'autre part, on observe une dégradation des valeurs de courants mesurées à 0V pour notamment la concentration d'aluminium de 0.6. Cette dégradation ne pouvant être pleinement être expliquée par le décalage de la tension de seuil, on s'attend donc à une dégradation de la mobilité des électrons pour cette structure. En effet, pour les fractions molaires de 0.5 et 0.6, la différence de courant à 0V est réduite par comparaison avec les fraction molaire 0.4 et 0.5, soulignant un mécanisme de dégradation de la mobilité lorsque la fraction molaire devient supérieure à 0.5. De même, les mesures $I(V_G)$ et $C(V_G)$ des plaques (u) à (w) sont reportées en Figure 91.

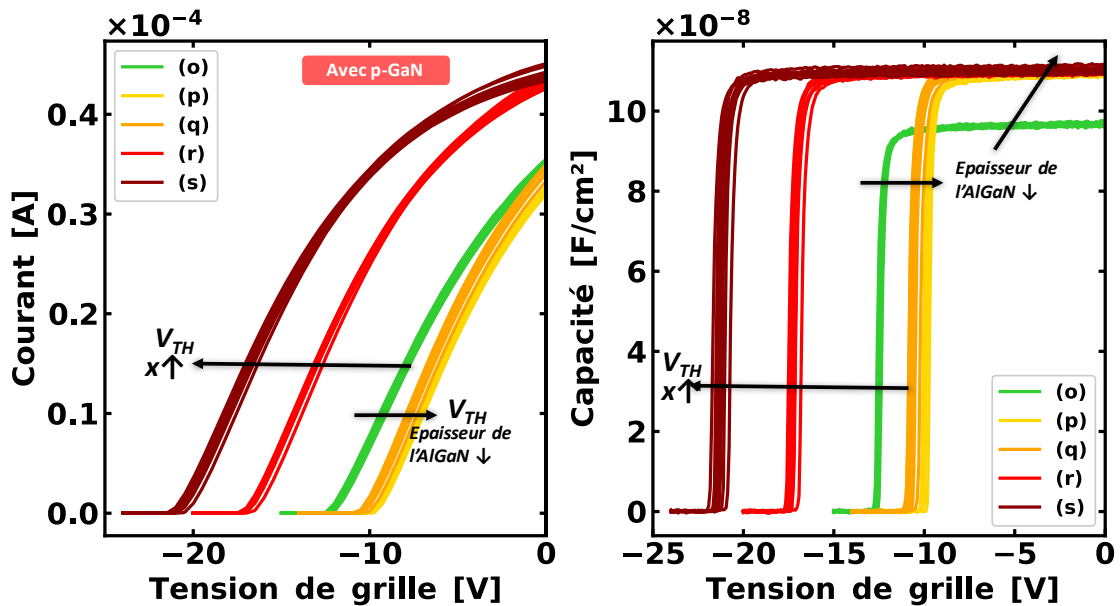


Figure 90: $I(V_G)$ et $C(V_G)$ expérimentaux pour le lot C à 25°C. Au total 9 dispositifs sont testés par plaque.

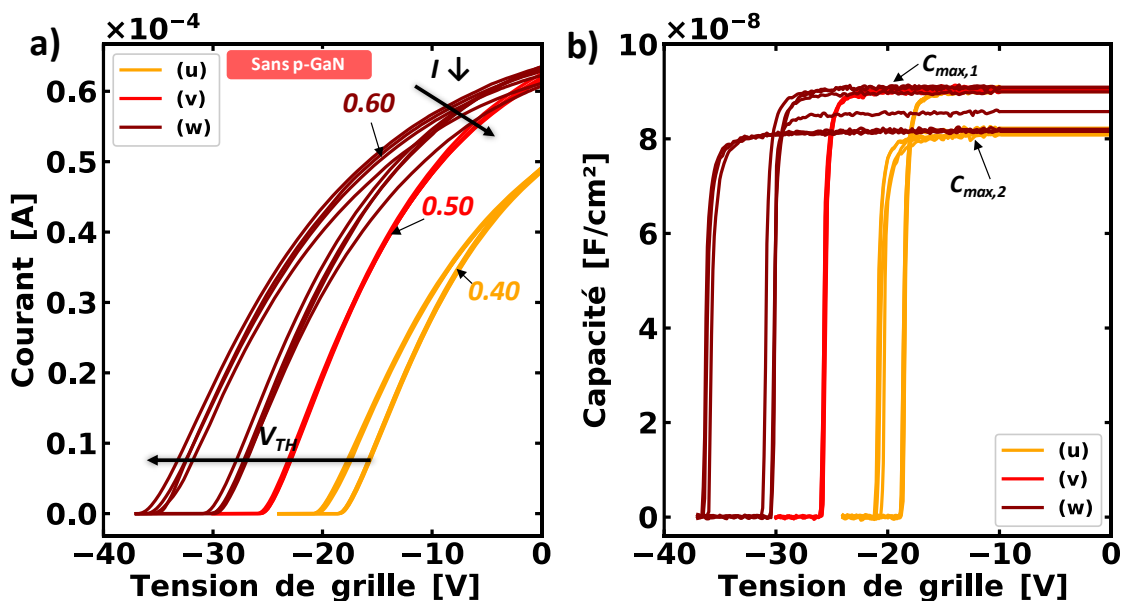


Figure 91 : a) $I(V_G)$ et b) $C(V_G)$ expérimentaux pour le lot D à 25°C. (9 dispositifs sont testés par plaque).

La comparaison des plaques (u), (v) et (w) avec respectivement la même épaisseur AlGaIn et des concentrations molaires d'aluminium de 0.4, 0.5 et 0.6, montre une tendance similaire aux courbes de la Figure 90 avec un décalage électrostatique de la tension de seuil vers les tensions négatives, de même qu'une diminution du courant à 0V quand la fraction molaire d'aluminium augmente. D'autre part, on observe que les courbes de la même plaque semblent se regrouper en deux familles distinctes présentant des valeurs de capacité différentes (*Famille 1* : $C_{max,1}$ versus *Famille 2* : $C_{max,2}$). Cette différence est également visible à travers le décalage de la tension de seuil. Ce comportement pourrait être lié à une variation de la qualité et/ou de la profondeur du contact, comme observé pour ces plaques, sans pour autant affecter les propriétés de l'hétérojonction. En effet, l'extraction de la mobilité en fonction de la densité d'électrons (n_s) pour ces deux familles (voir Figure 92), ne révèle aucune différence significative. Ainsi, les propriétés du 2DEG sont similaires pour les deux familles, et le décalage observé est uniquement d'origine électrostatique. Cependant, la famille 2 ($C_{max,2}$), est en accord avec les épaisseurs de SiN déposées, comme nous le verrons plus loin. Étant donné que la famille 2 n'est pas disponible pour la plaque (v), il a été décidé de conserver les deux familles de courbes pour l'étude.

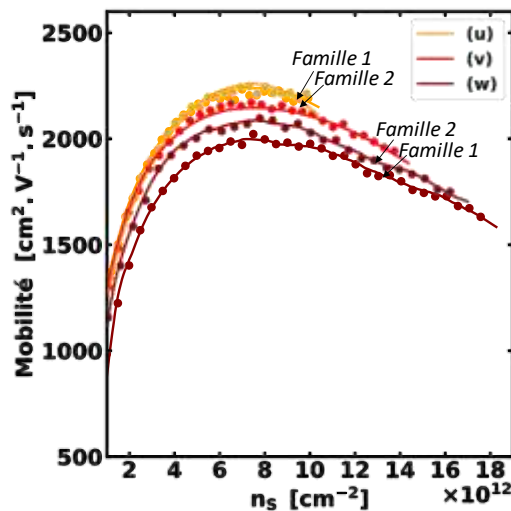


Figure 92 : Mobilité des électrons en fonction de la densité d'électrons (n_s) pour les deux familles à 25°C.

b. Déterminations des paramètres du 2DEG

La résistance, la densité d'électrons et la mobilité du 2DEG sont extraites pour chacune des variations technologiques et sont répertoriées en Figure 93. Les courbes de mobilité en fonction du n_s sont présentées en Figure 94.

(i) Effet de l'épaisseur de la couche AlGaIn

Des valeurs de mobilité μ_{2DEG} similaires sont rapportées entre les échantillons (o) et (p), respectivement pour une épaisseur de couche $Al_{0.24}Ga_{0.76}N$ de 24nm et 12nm (2087 $cm^2/V \cdot s$ et 2049 $cm^2/V \cdot s$ à $V_G=0V$). En revanche, la densité d'électrons est plus élevée avec une couche AlGaIn plus épaisse (respectivement $7.4 \times 10^{12} cm^{-2}$ et $6.7 \times 10^{12} cm^{-2}$) en raison du décalage électrostatique, tel que:

$$\Delta V_{TH} \propto \frac{\sigma_{TOT}}{\frac{1}{C_{SiN}^{-1} + C_{AlN}^{-1} + C_{AlGaIn}^{-1}}} \quad (63)$$

avec C_{SiN} , C_{AlN} , C_{AlGaIn} respectivement la capacité de la couche SiN, AlN et AlGaIn. Ainsi, l'effet de l'épaisseur (n_s augmente et μ_{2DEG} diminue) est relié aux variations de la charge d'interface σ_{TOT} et de la capacité (Cf. Figure 104).

(ii) *Effet de la fraction molaire d'aluminium de la couche AlGaIn*

Une première augmentation de la concentration en aluminium, passant de 24% (p) à 40% (q), a été effectuée, ainsi qu'une réduction de l'épaisseur de la couche AlGaIn de 10.5nm à 7.4nm. Cette réduction permet l'incorporation de pourcentages plus élevés d'aluminium sans provoquer de désadaptation du réseau ou de relaxation prématurée de la couche AlGaIn. Les mesures des résistances du 2DEG montrent une légère diminution, de 454 Ω/\square à 426 Ω/\square , due à une augmentation de la densité d'électrons de $6.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à $7.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Il en résulte que l'effet d'un pourcentage d'aluminium plus élevé (augmentation de n_s et diminution de μ_{2DEG}) est compensé par la réduction de l'épaisseur de la couche AlGaIn (diminution de n_s), conduisant à une valeur de résistance légèrement inférieure à celle observée pour 24 % et 10.5nm (p), mais toujours supérieure à la valeur de référence (o).

Pour des valeurs plus élevées de x (échantillons (r) et (s) avec respectivement 50% et 60% d'aluminium), la mobilité μ_{2DEG} diminue, et ce même en comparant les échantillons à une valeur de densité électronique égale d'après la Figure 94. Cependant, une densité électronique plus élevée est observée à $V_G=0V$ pour les échantillons (r) et (s), malgré la réduction de la mobilité μ_{2DEG} . En particulier, pour l'échantillon (s), une densité de $14.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ conduit à une réduction de $R_{\square,2DEG}$ (329 Ω/\square) de 22% par rapport à la référence (o) (410 Ω/\square).

(iii) *Effet de la couche sous-jacente de p-GaN sur les propriétés du 2DEG*

Une dépendance similaire (aux échantillons (q), (r) (s)) avec x est observée dans la Figure 94-b pour les échantillons (u), (v), et (w), mais avec des valeurs de mobilité et de densité d'électrons plus élevées. Cela conduit à des valeurs $R_{\square,2DEG}$ plus faibles, jusqu'à 213 Ω/\square pour l' $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$ (échantillon (w)) sans couche de p-GaN (voir Figure 93). Les valeurs plus élevées de la résistance $R_{\square,2DEG}$ observées pour les échantillons (q), (r), (s) qui possèdent une couche inférieure de p-GaN, peuvent être attribuées à l'élévation des bandes de conduction, entraînant une diminution de la densité d'électrons. Toutefois, la proximité des dopants p avec l'interface AlN/GaN peut également contribuer à réduire la mobilité des électrons [101].

	25°C			150°C		
	Résistance [Ω/\square]	Densité d'électrons [cm^{-2}]	Mobilité [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]	Résistance [Ω/\square]	Densité d'électrons [cm^{-2}]	Mobilité [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]
(o)-ref	410	7.4×10^{12}	2049	-	-	-
(p)	454	6.7×10^{12}	2087	1140	6.5×10^{12}	837
(q)	426	7.3×10^{12}	2040	1069	7.1×10^{12}	806
(r)	331	11.7×10^{12}	1650	742	11.7×10^{12}	717
(s)	329	14.5×10^{12}	1348	631	15.0×10^{12}	651
(u)	282	10.4×10^{12}	2146	686	10.3×10^{12}	884
(v)	227	14.8×10^{12}	1902	503	14.4×10^{12}	848
(w)	213	18.3×10^{12}	1591	455	17.7×10^{12}	774

Figure 93 : Tableau récapitulatif des résistances, densité d'électrons et mobilités du 2DEG à 25°C et 150°C

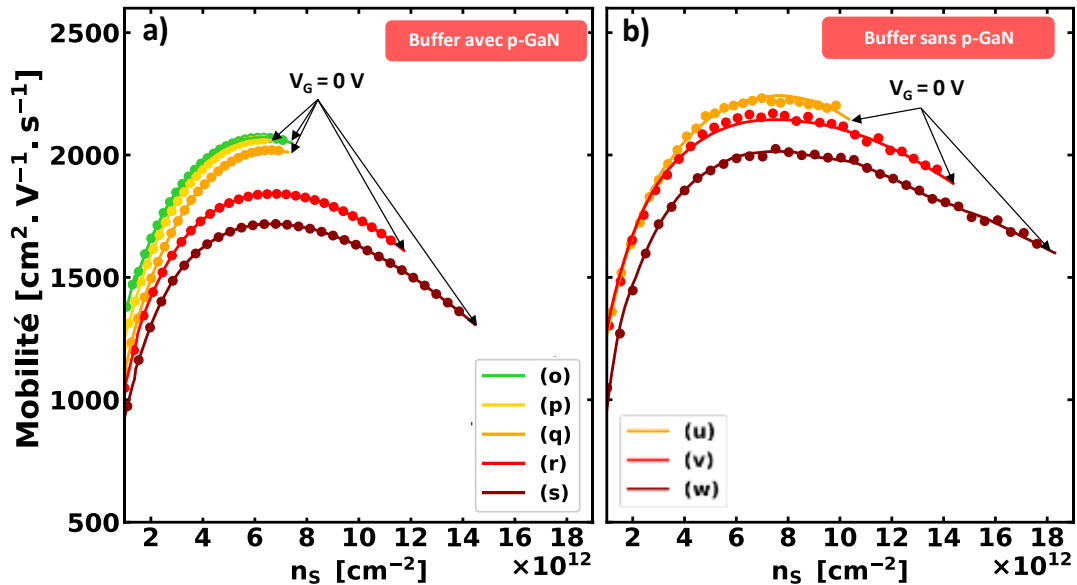


Figure 94 : Mobilité des électrons en fonction de la densité d'électrons à 25°C pour a) les échantillons : (o) à (s), et b) (u) à (w) (médiane des deux familles). Le maximum de n_s est atteint pour la condition $V_G = 0V$.

Nous avons ainsi comparé l'effet de la concentration molaire en aluminium sur le lot D, pour les plaques (u), (v), et (w). Il a été démontré qu'une augmentation de la fraction molaire d'aluminium entraîne une augmentation de la densité de porteurs n_s . Bien que cette augmentation s'accompagne d'une dégradation de la mobilité, elle permet néanmoins de réduire la résistance du 2DEG, grâce à la forte concentration d'électrons.

3. Caractérisations électriques du 2DEG en température

Les échantillons ont également été évalués à des températures plus élevées (62°C et 150°C) afin de quantifier la dégradation des propriétés du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG), notamment en termes de densité, de résistance et de mobilité des électrons.

Pour analyser l'effet de la température sur les propriétés du 2DEG des lots C et D, les mêmes dispositifs ont été soumis à des tests en température. Afin de limiter les effets parasites des mesures (comme l'instabilité de la tension de seuil) et compte tenu de la faible dispersion des résultats au sein des plaques d'une même famille, la moitié des dispositifs est testée à 62°C et l'autre moitié à 150°C. Les conditions de mesures sont identiques, c'est-à-dire la fréquence est de 1kHz pour les mesures $C_G(V_G)$ et la tension V_D appliqué de 100mV. Les courbes $I(V_G)$ des plaques (p), (q), (r), et (s) pour les trois températures étudiées sont présentées en Figure 95. Il est observé une conservation de la tension de seuil avec l'élévation de la température, tandis qu'une dégradation du courant est constatée. En Figure 96, les mesures $C_G(V_G)$ pour ces mêmes plaques montrent que l'élévation de la température n'affecte ni les tendances sur la tension V_{TH} , ni la valeur de capacité C_{TOT} qui sont conservées. D'autre part, la densité d'électrons n_s pour les plaques avec couche de p-GaN ((p), (q), (r), (s)), varie peu en température pour une même plaque, ce qui confirme une stabilité des mécanismes de polarisation [41].

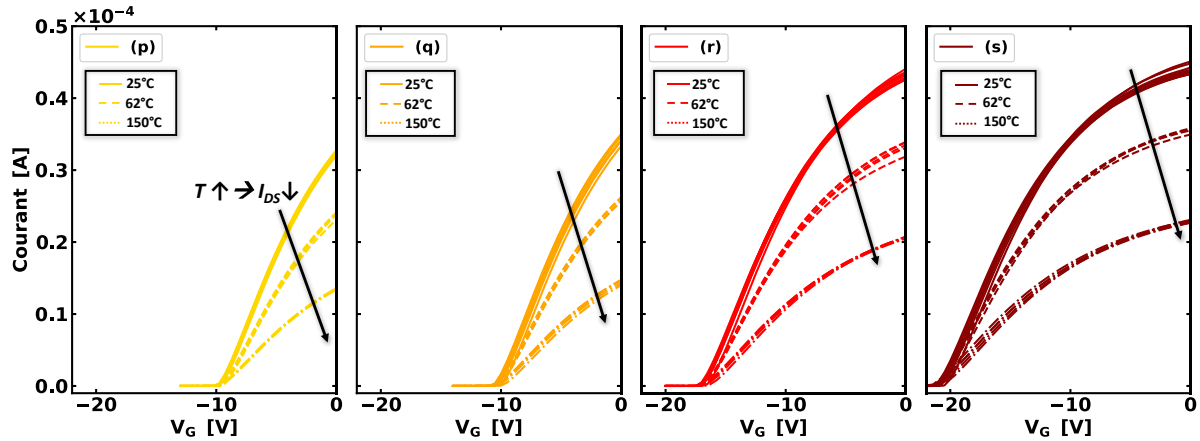


Figure 95 : Mesures $I(V_G)$ à $V_D=100\text{mV}$, avec un pas de V_G de 0.5V . Comparaison des températures de 25°C , 62°C et 150°C pour les plaques (p), (q), (r) et (s) avec respectivement 0.24 , 0.40 , 0.50 , et 0.60 de concentration molaire en aluminium.

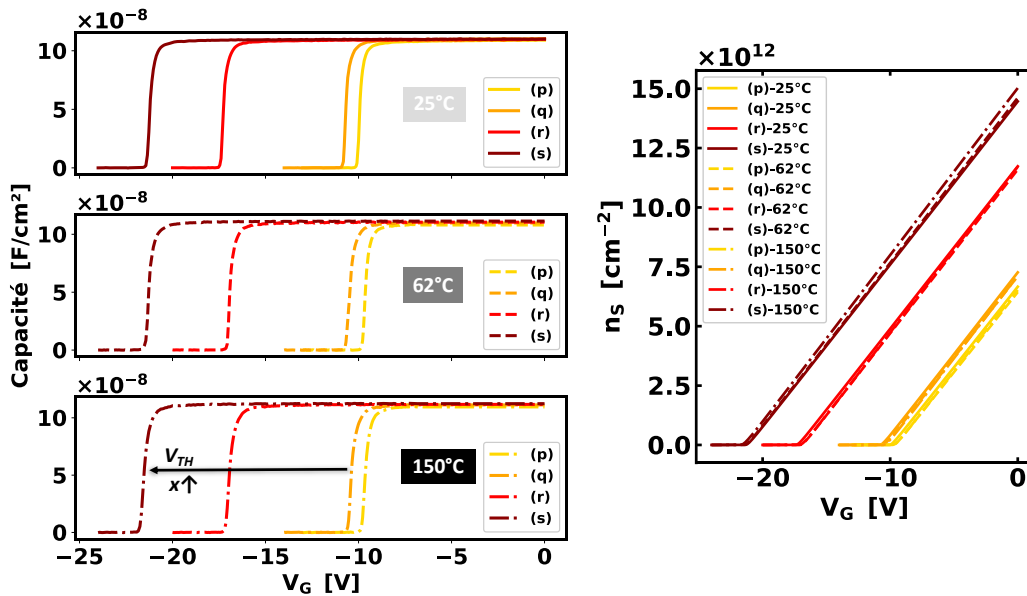


Figure 96 : Mesures $C_G(V_G)$ à 1Hz du lot C pour les températures 25°C , 62°C et 150°C des plaques (p), (q), (r) et (s) avec respectivement 0.24 , 0.40 , 0.50 , et 0.60 de concentration molaire en aluminium. Extractions de la densité d'électrons (n_s) en fonction de la tension de grille (V_G).

En Figure 97, les courbes $\mu_{2\text{DEG}}(n_s)$ expérimentales pour tous les échantillons étudiés (p), (q), (r), (s), et (u), (u), (w) à 25°C , 62°C et 150°C sont reportées. Ces graphiques mettent en avant, la dégradation de la mobilité $\mu_{2\text{DEG}}$ quand la température augmente, en raison du mécanisme de diffusion des phonons qui devient prédominant par rapport aux autres mécanismes lorsque la température augmente. En effet, les différences de mobilité $\mu_{2\text{DEG}}$ entre les échantillons à une même densité d'électrons, supposées résulter du désordre dans l'alliage AlGaN lorsque x augmente, tendent à diminuer lorsque la température augmente. Par exemple, entre $x=0,24$ (p) et $x=0,6$ (s), la différence est de l'ordre de 34% à 25°C contre 22% à 150°C [112].

En comparant les Figure 97-a et Figure 97-b, les différences entre 25°C et 150°C pour les échantillons (q) et (u), (r) et (v), (s) et (w) sont respectivement de 39.5% et 41.1% , 43.4% et 44.6% , 48.4% et 47.2% . Ceci atteste d'une dégradation similaire de la mobilité pour les

échantillons avec et sans la couche inférieure de p-GaN lorsque la température augmente (Figure 97-c). En raison de la densité d'électrons plus élevée, les résistances sont améliorées pour les échantillons sans le p-GaN également à haute température. En effet, les valeurs de la résistance $R_{\square,2DEG}$ sont respectivement 1069 Ω/\square , 742 Ω/\square , 631 Ω/\square pour les échantillons (q), (r) et (s), et 686 Ω/\square , 503 Ω/\square , 455 Ω/\square pour les échantillons (u), (v) et (w). De plus, la valeur de la résistance $R_{\square,2DEG}$ à 150°C de l'échantillon (w) ($x=0.6$) avec la résistance $R_{\square,2DEG}$ à 25°C pour la référence (o) ($x=0.24$) sont proches (455 Ω/\square et 410 Ω/\square). Ceci met en évidence l'avantage d'améliorer la résistance $R_{\square,2DEG}$ en utilisant une valeur élevée d'aluminium (x) pour surmonter la limitation due à la dégradation de la mobilité en température, grâce à la forte densité d'électrons, comme le montre la Figure 98.

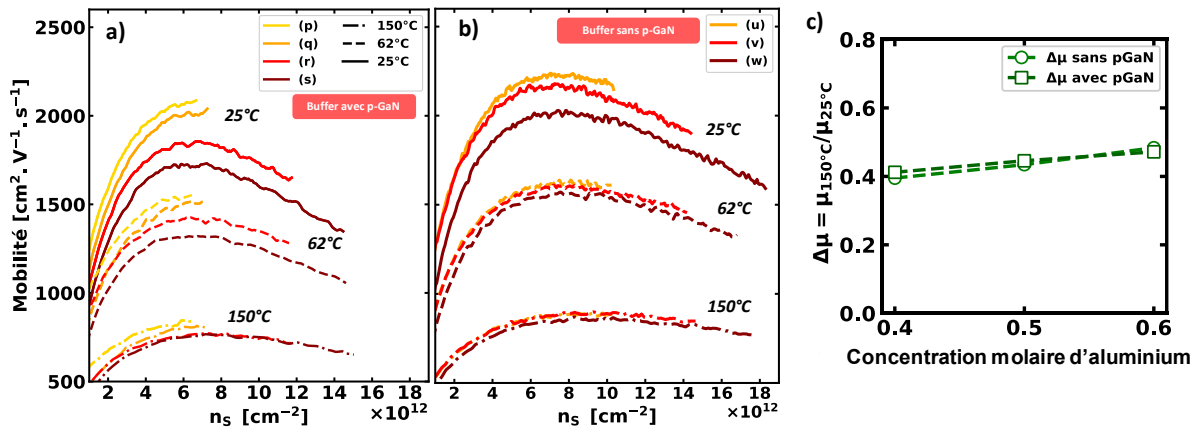


Figure 97: Mobilité des électrons en fonction de n_s à 25°C, 62°C et 150°C pour des échantillons à différents teneurs en aluminium (x) avec a) une couche inférieure en p-GaN et b) sans couche inférieure en p-GaN. Le maximum de n_s est égal à la condition $V_G = 0V$; c) Dégradation en température de la mobilité en fonction de la concentration molaire pour les deux cas sans et avec p-GaN.

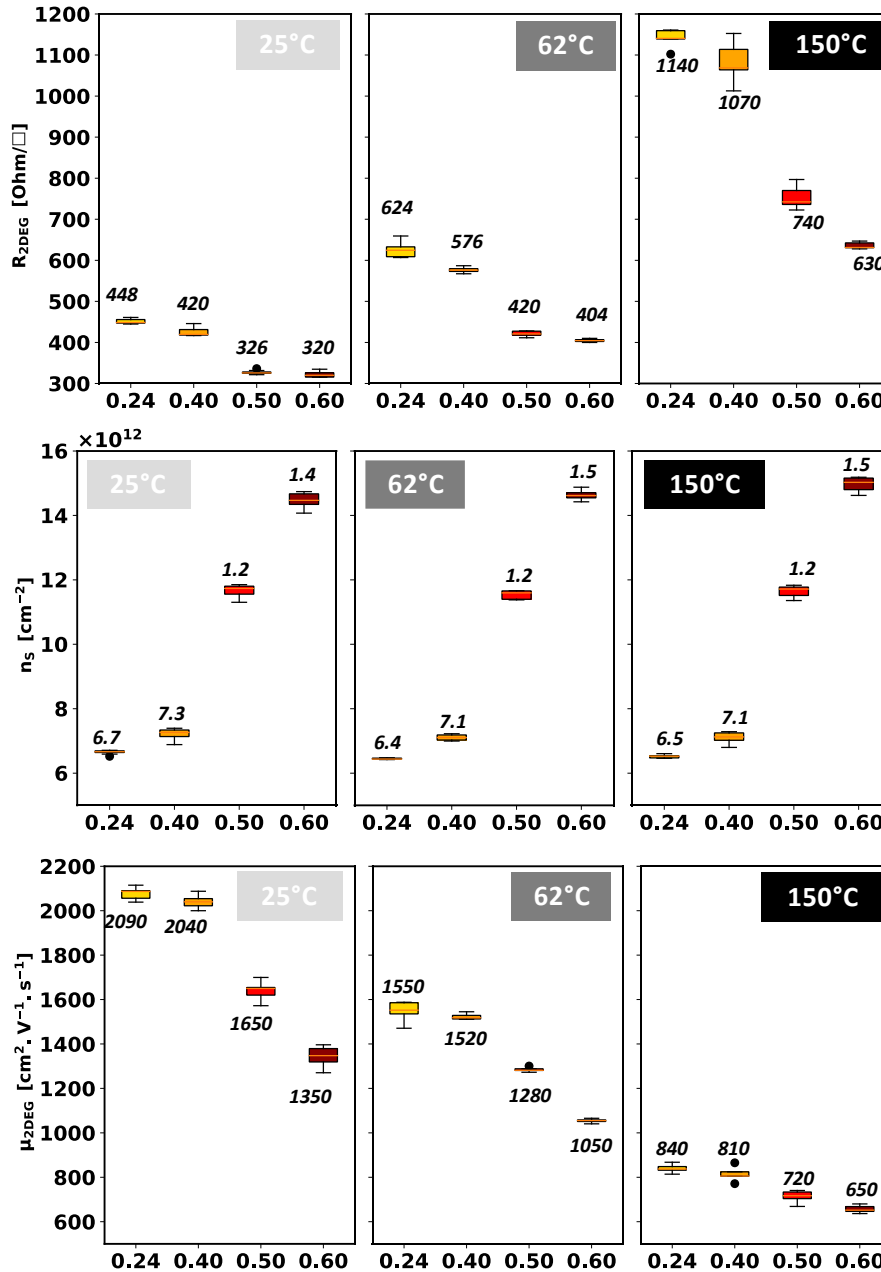


Figure 98 : $R_{\square,2DEG}$, n_s et μ_{2DEG} pour les plaques (p), (q), (r) et (s) à 25°C, 62°C et 150°C, en fonction de la fraction molaire en aluminium dans la barrière AlGaIn.

4. Analyse à fort champ électrique

La mesure du courant de saturation a également été effectuée pour donner un aperçu de la réponse du dispositif dans des conditions à fort champ latéral. Les échantillons (u), (v) et (w) sont caractérisés sur une structure comprenant des contacts de source et de drain distincts, ainsi qu'une zone active (canal) d'une dimension de $1\mu\text{m}^2$ ($W=1\mu\text{m}$ et $L=1\mu\text{m}$). Des variations de cette aire effective sont possibles. En effet ici $1\mu\text{m}^2$ est la surface maximale, mais en raison de la zone implantée pour amorphiser la région AlGaIn/AlN/GaN dans l'objectif de neutraliser le 2DEG, la surface réelle peut s'avérer plus faible, changeant alors les valeurs des courants de saturation. Une schématisation de la structure de test est reportée en Figure 99.

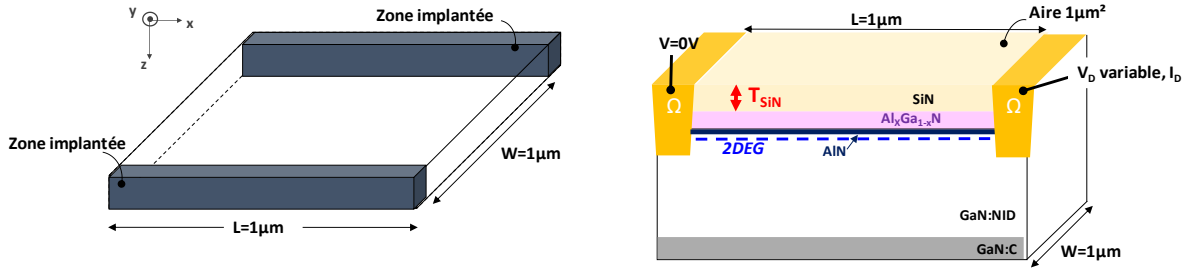


Figure 99 : Schéma de la structure de test ($1\mu\text{m}^2$) « normally-on »

Des mesures pulsées du courant de drain (I_D) en fonction de la tension de drain (V_D) ont été réalisées à la fois à 25°C et à 150°C . Ces impulsions sont caractérisées par des intervalles prolongés de 5s et une durée d'impulsion de $500\ \mu\text{s}$, afin de limiter les contraintes sur le dispositif. En effet, on remarque qu'une mesure DC (non-pulsée) entraîne une dégradation de la valeur maximale du courant de saturation (Figure 100-a) due aux effets thermiques. On note aussi que le temps de pulse a un impact en Figure 100-b, aussi la durée du pulse a été fixée à $T_p=500\ \mu\text{s}$. Le temps entre deux pulses (T) ne semble pas avoir d'effet sur la valeur du courant I_D (Figure 100-c).

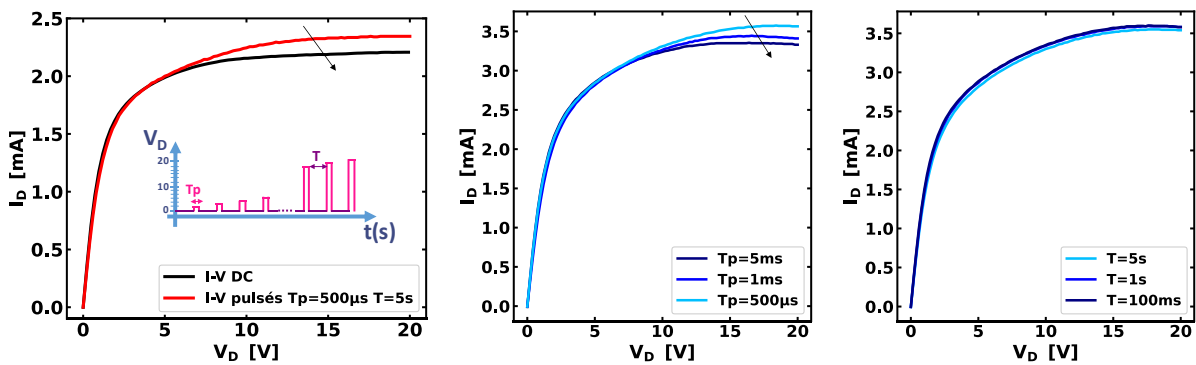


Figure 100 : Effets de mesure sur les caractéristiques $I_D(V_D)$ en fonction : a) du type de mesure (Pulsée/non pulsée), b) du temps de pulse T_p , c) du temps T entre deux pulses.

Dans la Figure 101, la mesure $I_D(V_D)$ ainsi que le courant de saturation extrait à la condition $dI_D/dV_D=0$ (soit à respectivement $V_D=18\text{V}$ et 15V pour les températures de 25°C et 150°C) sont tracés en fonction de la concentration molaire d'aluminium (x). Les courants de saturation sont d'autant plus élevés que la teneur en aluminium x augmente avec un courant de saturation mesuré à $I_{D,\text{sat}}=2.28\ \text{A/mm}$ pour $x=0.4$, et $I_{D,\text{sat}}=3.55\ \text{A/mm}$ pour $x=0.6$ à 25°C . Ce phénomène est également observé à 150°C , avec une dégradation globale de moins de 10% par rapport à 25°C . La zone active étant délimitée par implantation, elle peut être réduite. Nous prenons ici le pire scénario pour $I_{D,\text{sat}}$ ($I_{D,\text{sat}}=I_D/W_G$), en considérant l'ensemble de la zone active.

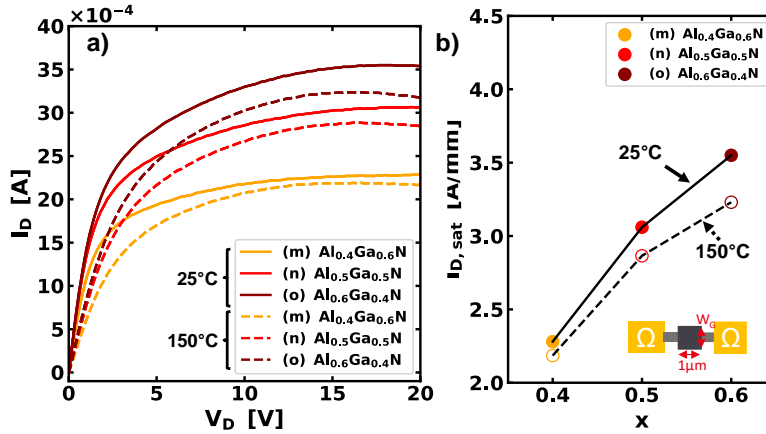


Figure 101 : a) Mesures pulsées $I_D(V_D)$ à 25°C et 150°C avec une période de 5s et un pulse de 500µs ; b) $I_{D,sat}$ en fonction de la concentration en aluminium (x).

5. Bilan

La Figure 102 est la représentation de la mobilité μ_{2DEG} en fonction de la densité d'électrons et de la résistance $R_{\square,2DEG}$ sous forme d'une carte d'iso-résistivité selon l'équation,

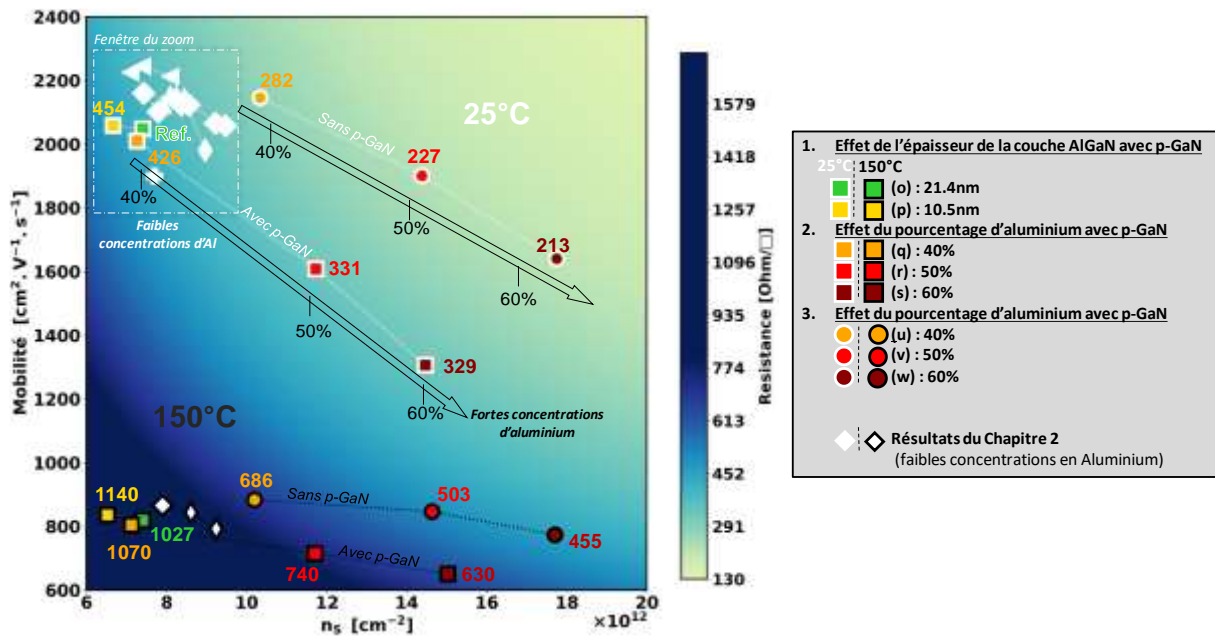
$$R_{\square,2DEG} = \frac{1}{q \cdot n_S \cdot \mu_{2DEG}} \quad (64)$$

à $V_G = 0V$. Les résultats de cette étude ont été comparés aux données présentées dans le chapitre 2, qui portaient sur de faibles concentrations d'aluminium dans la barrière AlGaN (symboles blancs). Nous avons mis en évidence que les nouvelles concentrations molaires d'aluminium, à savoir $x = 0.4$, $x = 0.5$ et $x = 0.6$, permettent une amélioration significative de la densité d'électrons avec des valeurs dépassant $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à la fois à 25°C et à 150°C, malgré l'utilisation de couches AlGaN plus fines.

En ce qui concerne l'évolution de la mobilité, il est nécessaire de distinguer deux comportements en fonction de la température :

- À 25°C, une dégradation de la mobilité est observée avec l'augmentation de la concentration d'aluminium, due à l'accentuation du désordre d'alliage.
- A 150°C, la mobilité est réduite pour l'ensemble des concentrations en raison de l'effet accru des phonons. L'écart de mobilité entre les différents composants est également réduit, mettant ainsi en avant que l'optimisation de la concentration d'électrons est un facteur clé.

Finalement, grâce à ces fortes densités d'électrons, la résistance du 2DEG peut être améliorée pour les concentrations d'aluminium de $x = 0.5$ et $x = 0.6$, aussi bien à 25°C qu'à 150°C. Une résistance 2DEG très faible, évaluée à 213 Ω/\square à température ambiante a été obtenue pour le composant (w), sans dopage p sous-jacent, contre 322 Ω/\square avec le dopage p-GaN pour le composant (t). À 150°C, le composant (w) présente une résistance de 455 Ω/\square , ce qui est proche de la valeur de résistance mesurée à 25°C pour le composant de référence (o) avec $x = 0,24$ et une couche de p-GaN. Ces résultats sont donc prometteurs pour la réduction de la résistance du 2DEG ainsi que de la résistance à l'état ON des transistors, et ainsi améliorer les performances finales des MIS-HEMT.



II. Effet des forts taux d'aluminium sur les charges de polarisation

Dans cette partie, l'objectif principal est de déterminer les charges de polarisation aux deux interfaces AlGaIn/AlN et AlN/GaN, afin d'interpréter les effets précédemment observés sur la densité d'électrons, en fonction des forts taux d'aluminium dans la couche AlGaIn.

1. Détermination des épaisseurs et limitations des mesures double-plateau

Les plaques des lots C et D (Figure 88), ont été caractérisées jusqu'à des tensions positives de V_G afin de mesurer la seconde inversion dans le canal à l'interface SiN/AlGaIn. Comme expliqué dans le chapitre 2, cela permet d'en déduire directement la valeur de l'épaisseur de diélectrique ($t_{\text{diel}} = \epsilon_{\text{diel}}/C_{\text{diel}}$).

a. Limitations de la méthode de détermination des épaisseurs de diélectrique grâce au C_{max}

En général, comme précédemment illustré en Figure 51, la détermination des charges d'interface repose sur la reproduction des mesures de capacité expérimentales à l'aide de simulations. La première étape consiste à ajuster les plateaux de capacité, C_{TOT} et C_{max} grâce aux épaisseurs de diélectrique (SiN + Al₂O₃) ainsi que des couches AlGaIn et AlN.

Ainsi, pour le lot C, l'épaisseur de l'oxyde de grille Al₂O₃ sous la plaque de champ de grille (FPG), est de 30 nm, ce qui correspond à un EDT (« effective SiN thickness ») de 23.3nm. De plus, l'épaisseur de SiN est de 31nm, ce qui donne une épaisseur diélectrique effective totale, rapportée au SiN, d'environ 50 nm (Al₂O₃ + SiN). La comparaison entre les mesures $C_G(V_G)$ et

des simulations est présentée en Figure 103. Pour la plaque de référence (o), avec une épaisseur de couche AlGaN de 22.4nm, la simulation permet de reproduire fidèlement les valeurs des plateaux de capacité avec $\epsilon_{SiN} = 7$ et $\epsilon_{AlGaN} = 10.3$. En modifiant l'épaisseur de la couche AlGaN les valeurs de C_{TOT} et C_{max} sont également bien reproduites pour les composants (p).

Cependant, avec ces valeurs d'épaisseurs de diélectrique, pour les cas avec des concentrations molaires plus élevées d'aluminium ($x \geq 0.4$), il devient impossible d'atteindre la valeur de C_{max} sans compromettre la valeur de C_{TOT} . En effet, pour reproduire correctement la capacité, l'épaisseur effective de SiN devrait être d'environ 53nm ce qui nécessiterait une épaisseur de la couche AlGaN de seulement 3 à 4nm en utilisant une permittivité de 10.3 (et encore plus faible si $\epsilon_{AlGaN} < 10.3$). Or, d'après les mesures XRR, l'épaisseur réelle de la couche AlGaN est de 8.2 ± 0.5 nm, ce qui implique que, pour que la simulation corresponde à la capacité mesurée, la permittivité devrait être supérieure à 19, ce qui est physiquement impossible.

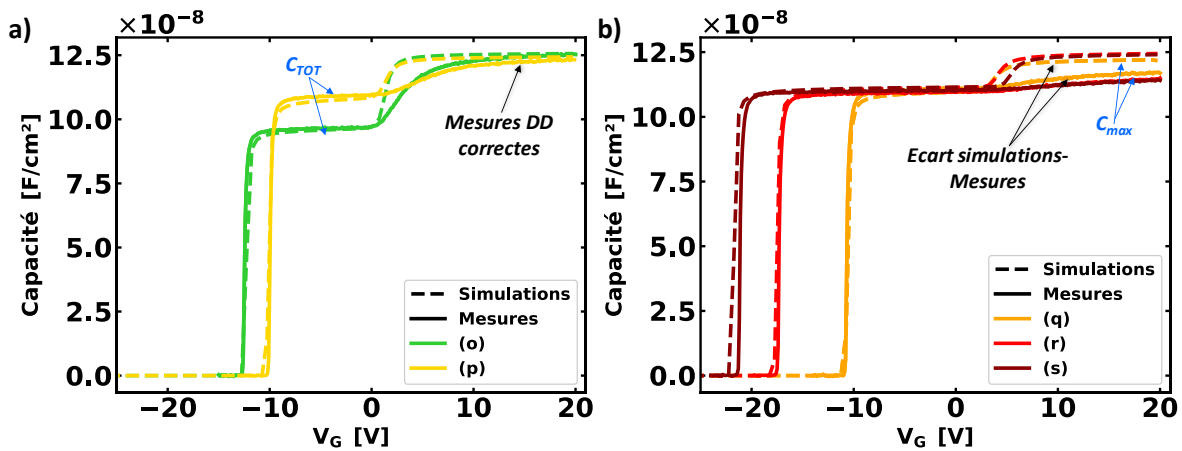


Figure 103 : Comparaison des mesures $C_G(V_G)$ double-plateaux (DD) et des simulations 1D Poisson-Schrödinger en tenant compte des épaisseurs AlGaN mesurées par XRR et en reproduisant la capacité C_{TOT} avec l'épaisseur de SiN.

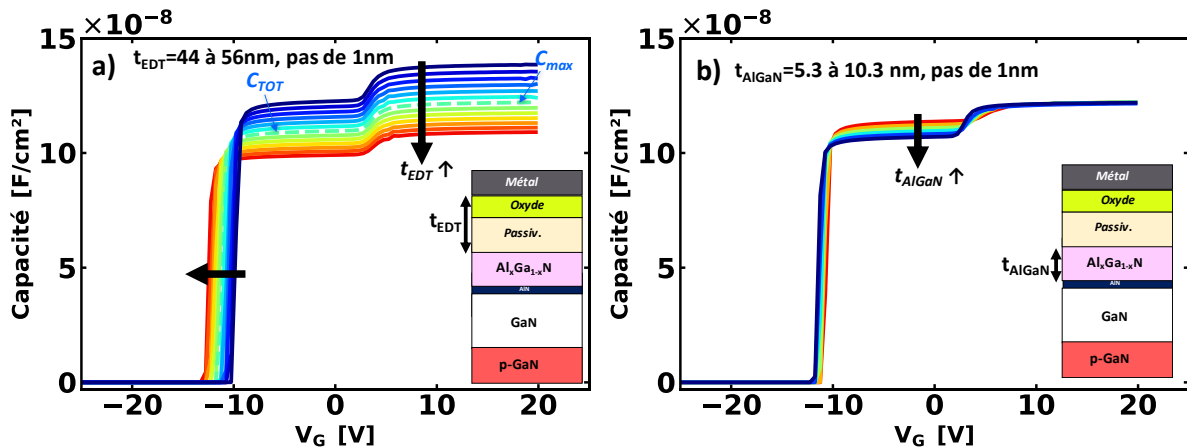


Figure 104 : Effet de l'épaisseur : a) effective de SiN, b) de la couche AlGaN, sur la capacité et les valeurs de C_{TOT} et C_{max} simulées pour le cas $x=0.4$ (plaque (q)).

Le même effet est observé avec le lot D, pour lequel on a une certitude supplémentaire sur l'épaisseur de la couche AlGaN grâce à l'image FIB/TEM, qui est cohérente avec les mesures XRR (Figure 89). Avec une épaisseur de la couche AlGaN estimée à environ $9.2\text{nm} \pm 0.3$ nm, la simulation du premier plateau de capacité (C_{TOT}) est réalisée en utilisant une épaisseur de SiN de 70nm avec $\epsilon_{SiN} = 7$. En ajustant légèrement la permittivité ϵ_{SiN} à 7.5 on

retrouve une épaisseur de SiN de 75nm comme mesuré sur l'image FIB/TEM, Figure 89. En revanche, la valeur mesurée de C_{max} est $8.52 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$, alors que la valeur attendue est de $8.85 \times 10^{-8} \text{ F/cm}^2$. Cette différence conduit à une sous-estimation de l'épaisseur de SiN, comme illustré en Figure 104. Cela souligne la difficulté rencontrée dans la mesure de la seconde inversion pour des concentrations plus élevées d'aluminium. Par conséquent, pour la détermination des charges d'interface de polarisation, il est plus pertinent de se baser principalement sur les valeurs de C_{TOT} et les valeurs mesurées de SiN et AlGaIn.

b. Mesure double-plateau sous les plaques de champ FPG, FPS1 et FPS2

Afin de renforcer la détermination des charges d'interfaces de polarisation, des mesures en configuration double-plateau ont également été effectuées sous diverses plaques de champ du lot transistor (lot C). Les structures de test employées sont des dispositifs de type Van der Pauw de $200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$, qui incluent les empilements relatifs aux différentes plaques de champ (FPG, caractérisées antérieurement, ainsi que FPS1 et FPS2). Les mesures ont été réalisées à 1kHz avec une plage de tensions allant de -15 V à 20 V , dans le but de détecter la seconde inversion, comme illustré en Figure 105. Il a été observé que la seconde inversion n'est pas détectée pour les configurations FPS1 et FPS2. En effet, en raison des grandes épaisseurs de diélectriques de ces configurations, avec respectivement pour FPS1 et FPS2 260 nm et 540 nm ($C_{Diel,i} = \epsilon_{Diel,i} / T_{Diel,i}$), la seconde inversion est trop faible pour être visible sur les courbes $C_G(V_G)$, comme le montre la Figure 105. En revanche, la première inversion, associée au 2DEG, sera mesurée à l'aide d'un banc dédié aux hautes tensions afin de déterminer la tension de seuil V_{TH1} , qui est bien inférieure à -40 V , qui constitue la limite de l'appareil de mesure basse tension. L'utilisation des trois épaisseurs de plaques de champ (C_{TOT}) et de leur tension de seuil (V_{TH1}) permettra de comparer, pour une même hétérostructure AlGaIn/AlN/GaN, l'impact des couches supérieures sur les charges de polarisation.

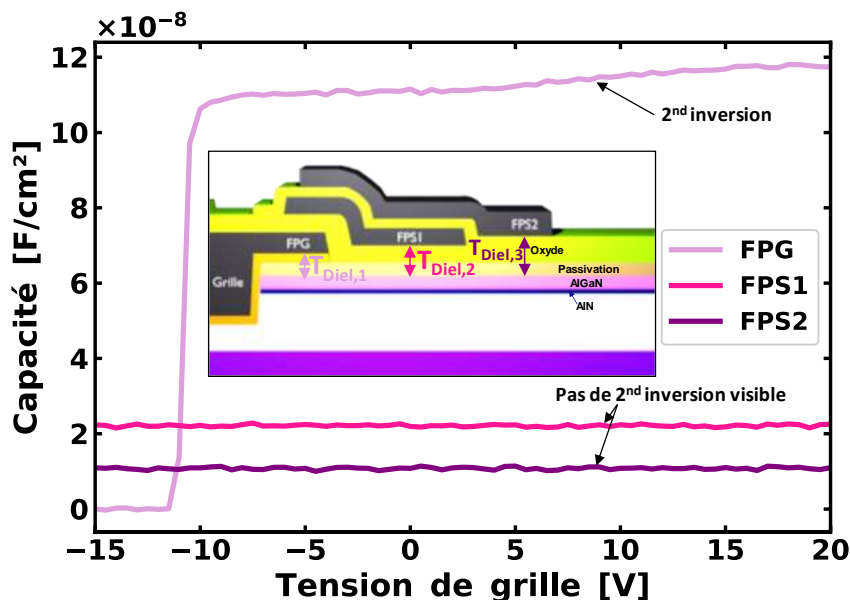


Figure 105 : Mesures $C_G(V_G)$ double-plateau à 1kHz sous les plaques de champ FPG, FPS1 et FPS2.

2. Détermination des charges d'interfaces de polarisations

Afin de comprendre le rôle de la concentration en aluminium de la barrière AlGaN, les charges d'interfaces de polarisation ont été étudiées, dans le cas du transistor (lot C). Pour cela, la couche p-GaN est simulée avec un niveau d'accepteur à 0.17eV et une concentration active effective de $1 \times 10^{17} \text{cm}^{-3}$, basée sur l'estimation faite dans le chapitre 2. Les courbes $C_G(V_G)$ simulées sont ajustées aux courbes expérimentales afin de déterminer les densités de charges de polarisation des interfaces ($\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$) comme indiqué schématiquement dans la Figure 106-a pour les échantillons (o) à (s). La charge positive $\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}}$ à l'interface AlN/GaN est déterminée en supposant une polarisation non totale dans la couche AlN avec un taux de polarisation de 47% (1nm d'épaisseur d'AlN), elle est déterminée selon le modèle établie en Figure 79. Ensuite, la charge $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$ de signe négative est ajustée pour correspondre aux courbes $C_G(V_G)$.

Les valeurs $\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$ obtenues sont indiquées dans la Figure 106-b. Cette figure montre les trois densités de charge de polarisation déterminées ($\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$ et σ_{TOT}) en fonction de la teneur en aluminium dans la couche AlGaN pour les échantillons (o) à (s). La densité de charges $\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}}$ est respectivement constante avec x , alors que $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$ diminue avec l'augmentation du taux en aluminium, conduisant à l'augmentation de la charge effective totale σ_{TOT} . Cette diminution de $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$ peut être interprétée comme une réduction des différences en termes de polarisation entre les matériaux AlN et AlGaN. En effet, les couches AlN et AlGaN sont toutes deux contraintes par le GaN massif, ce qui a un impact direct sur leurs polarisations piézoélectriques (P_{PZ}). De plus, la polarisation spontanée (P_{SP}) dans la couche AlGaN augmente avec x , ce qui tend à réduire les différences de P_{SP} entre les matériaux AlN et AlGaN (valeurs qui deviennent de plus en plus similaires). Les valeurs plus faibles de $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$ peuvent donc être interprétées par l'augmentation de x , conduisant à un σ_{TOT} plus élevé et donc à une densité du 2DEG plus élevée pour compenser cette charge σ_{TOT} .

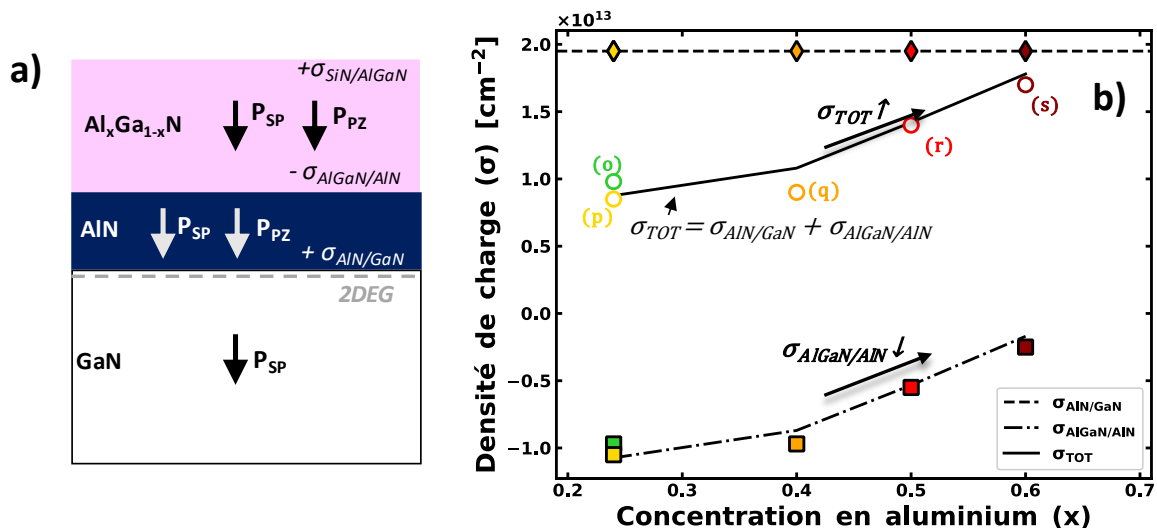


Figure 106 : a) Représentation de la distribution de la polarisation dans les couches avec respectivement P_{SP} et P_{PZ} la polarisation spontanée et piézoélectrique, b) Densités de charges de polarisation d'interface $\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}}$, $\sigma_{\text{AlGaN}/\text{AlN}}$, et σ_{TOT} , en fonction de la concentration d'aluminium pour les échantillons (o) à (s).

3. Validation des charges d'interfaces de polarisation déterminées

Pour confirmer les charges de polarisation d'interface obtenues (voir Figure 106), l'étude du gaz d'électrons bidimensionnel sous les différentes plaques de champ a été réalisée. Trois épaisseurs de diélectrique différentes ($T_{\text{diel},1}$, $T_{\text{diel},2}$ et $T_{\text{diel},3}$ respectivement d'environ 48 nm, 260 nm et 540 nm) ont été caractérisées à l'aide de mesures $C_G(V_G)$. Les résultats expérimentaux ont été comparés aux simulations dans la Figure 108-a. Une densité de charges d'interface SiN/AlGaN similaire de $2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ pour les trois diélectriques a été utilisée [131]. Un bon accord entre les mesures et les simulations a été obtenu en considérant les mêmes charges $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ et $\sigma_{\text{AlGaN/AlN}}$ pour les trois valeurs de T_{diel} . En Figure 108-b, la tension de seuil (V_{TH}) est extraite à $C=C_{\text{TOT}}/2$, et reportée en fonction de l'épaisseur totale équivalente de SiN (EDT). La dépendance linéaire entre V_{TH} et T_{diel} valide les densités de charges de polarisation d'interface déterminées pour les trois concentrations molaires d'aluminium ($x=0.4$, $x=0.5$ et $x=0.6$). Par ailleurs, des valeurs similaires de densité d'électrons ont été déterminées pour les différentes EDT et fractions molaires en aluminium, comme rapporté en Figure 107.

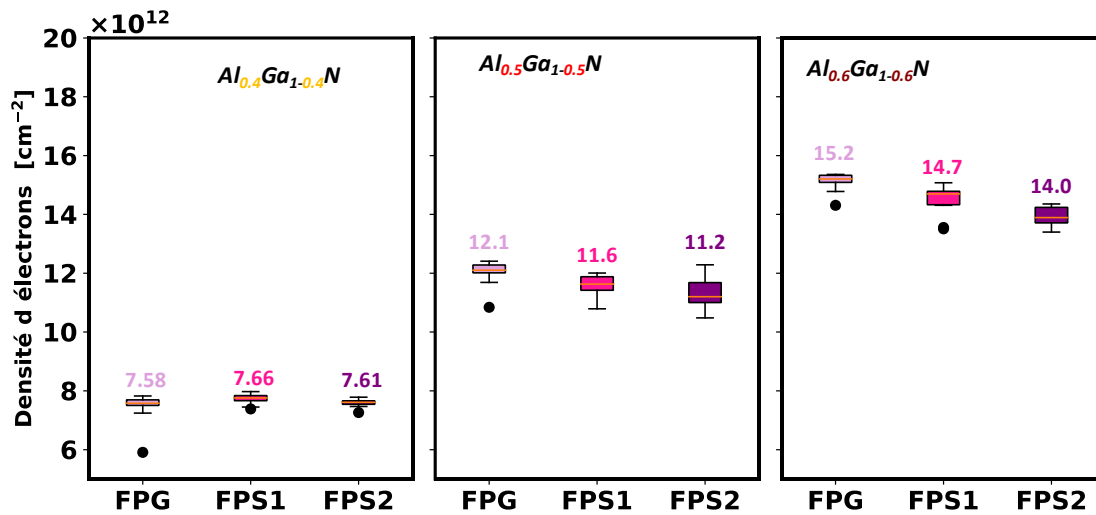


Figure 107 : Densité d'électrons pour les trois fractions molaire d'aluminium mesurées sous les différentes plaques de champ. (14 composants testés pour chaque motif de test)

En conclusion, étant donné que la charge à l'interface SiN/AlGaIn est constante pour les trois épaisseurs d'oxyde étudiées, et que la charge de polarisation à l'interface AlN/GaN reste indépendante de la fraction molaire en aluminium dans la couche AlGaIn, il apparaît que les variations expérimentales observées sont principalement induites par la charge à l'interface AlGaIn/AlN. Cette charge diminue avec l'augmentation de la fraction molaire x , ce qui entraîne une modification de la charge totale, laquelle est la somme des contributions des différentes interfaces. Ces résultats sont cohérents avec les observations expérimentales, et indiquent une densité d'électrons plus élevée pour des fractions molaires d'aluminium plus importantes.

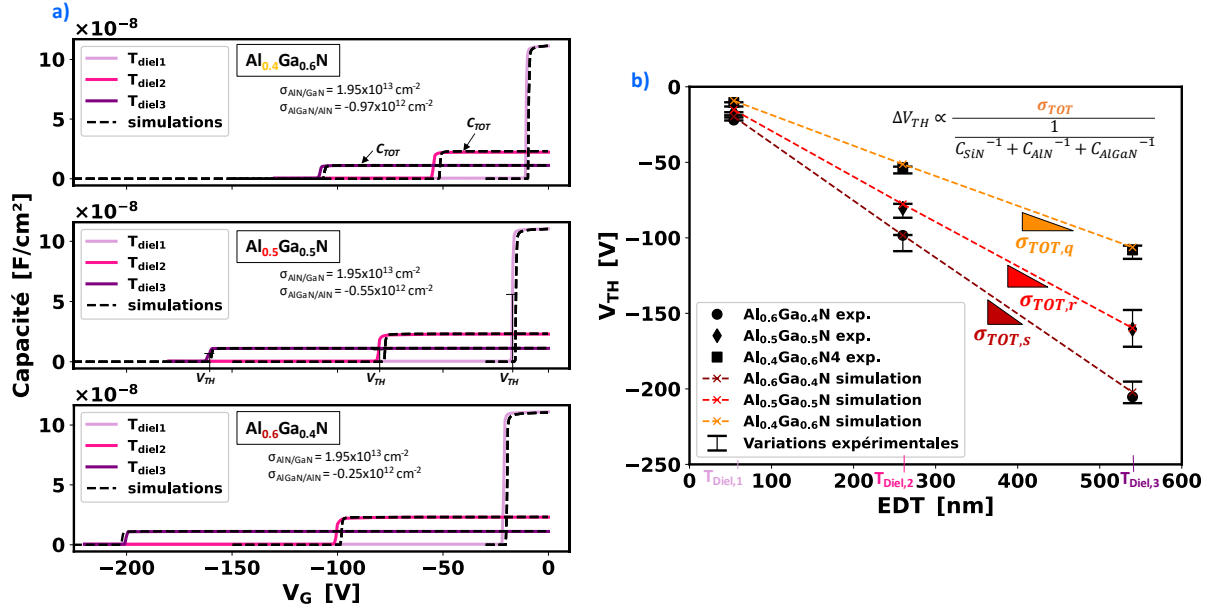


Figure 108 : a) Comparaison des mesures de $C_G(V_G)$ avec les simulations pour les plaques (q), (r) et (s) et pour les trois épaisseurs de SiN équivalentes $T_{diel,1}$, $T_{diel,2}$, et $T_{diel,3}$. b) Tension de seuil (V_{TH}) en fonction de l'EDT (les paramètres de référence pour l'EDT sont ceux du SiN). Comparaison de la tension V_{TH} et des épaisseurs T_{diel} expérimentales avec celles extraites des simulations. (14 composants testés pour chaque motif)

III. Bilan sur la résistance R_{ON} et compromis R_{ON}/BV

1. Contribution de la résistance R_{2DEG} sur la résistance R_{ON} totale

Des transistors du lot C (lot complet) avec des longueurs L_{GD} , L_{GS} et L_G de respectivement 10 μm, 1 μm et 0.5 μm ont été mesurés. Le choix de ces transistors avec de grandes longueurs des accès ont pour but d'accentuer l'impact de la résistance du 2DEG sur la résistance R_{ON} . Ainsi, la réduction de la résistance $R_{\square,2DEG}$ de 410 Ω/□ soit 4.51 Ω.mm⁸ (plaque o) à 320 Ω/□ soit 3.52 Ω.mm (plaque s), représente une diminution de 20 %, soit une réduction de 1 Ω.mm sur une résistance R_{ON} totale d'environ 14 –16 Ω.mm à 25°C. A 150°C, les concentrations élevées en aluminium montrent une amélioration encore plus marquée, avec une réduction d'un facteur 1.3 de la résistance $R_{\square,2DEG}$. La résistance $R_{\square,2DEG}$ passe de 840 Ω/□ soit 9.24 Ω.mm (pour la plaque p) à une résistance $R_{\square,2DEG}$ de 650 Ω/□ soit 7.15 Ω.mm (pour la plaque s), entraînant une réduction de 2.1 Ω.mm sur la résistance R_{ON} .

Cependant, au regard du bilan présenté en Figure 109, la dépendance de R_{ON} avec les fortes concentrations d'aluminium dans la barrière Al_xGa_{1-x}N est masquée par d'autres contributions notamment au niveau du canal de la grille. Une extraction des résistances du fond de la grille (R_{bottom}) et des flancs (R_T) montrent en effet, que pour les plaques (r) et (s) la résistance est supérieure (avec respectivement $R_T = 3.8$ Ω.mm et $R_T = 3.98$ Ω.mm) par rapport à la plaque de référence (o) où $R_T = 3.0$ Ω.mm. La méthodologie d'extraction de ces résistances du canal sera présentée dans le chapitre suivant. On observe aussi une augmentation de la résistance de contact R_C qui passe de 0.35 Ω.mm pour la plaque de référence (o) à 0.65 Ω.mm pour la plaque (q).

⁸ $R_{2DEG} [\Omega/mm] = (L_{GD} + L_{SG}) \times R_{\square,2DEG} [\Omega/\square]$

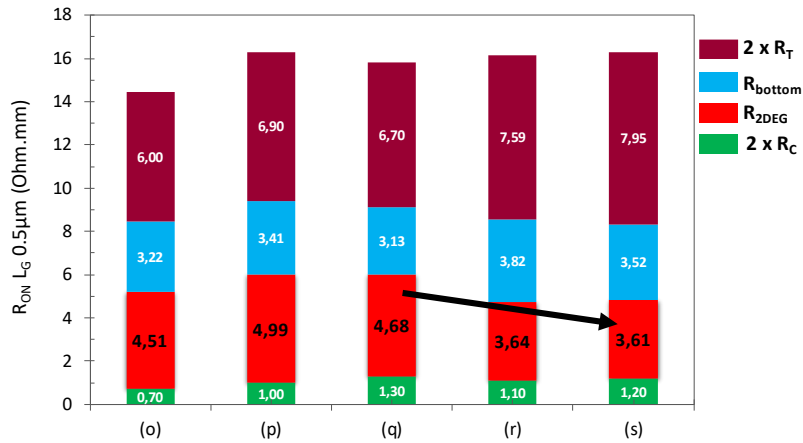


Figure 109 : Résistance R_{ON} et bilan des contributions des résistances du fond de la grille (R_{bottom}), des flancs de la grille (R_T), du 2DEG (R_{2DEG}) et des contacts (R_C) à $V_G=6V$

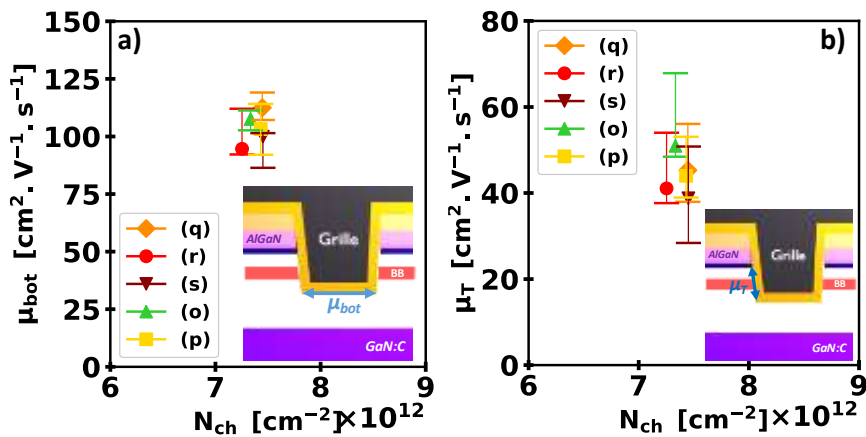


Figure 110 : Extraction des mobilités : a) du fond de la grille (μ_{bottom}), b) des flancs de grille, pour la tension $V_G=6V$ et la température de $25^\circ C$. (N_{ch} = densité d'électron sous la grille mesurée par $C_G(V_G)$ sur une structure de type Van der Pauw avec gravure)

2. Caractéristiques $I_D(V_D)$ en blocage

Afin de vérifier la tenue en tension des transistors avec des fortes concentrations d'électrons des mesures en blocage ont été réalisées. Pour cela des mesures automatiques $I_D(V_D)$ en blocage à $V_G=-2V$, réalisées par le laboratoire sur les dispositifs MOS-HEMT, révèlent une augmentation des courants de fuites de grille (I_G) avec une plus forte concentration molaire d'aluminium dans la barrière $Al_xGa_{1-x}N$. Les résultats des mesures $I_D(V_D)$ pour un transistor de $L_G=0.5\mu m$ à $25^\circ C$ et $150^\circ C$ sont présentés en Figure 111. Il est observé des claquages prématurés pour les dispositifs avec de fortes concentrations d'aluminium ($x \geq 0.5$). Ce phénomène peut être attribué à la forte densité d'électrons dans le canal grille-drain, rendant difficile la déplétion du canal.

On montre ainsi, un premier compromis entre l'amélioration de la résistance R_{2DEG} et la tenue en tension des transistors. En effet, il conviendrait d'augmenter la longueur L_{GD} pour les dispositifs à fort taux d'aluminium, ce qui serait au détriment de la réduction de la résistance du 2DEG. Pour pallier cette limite de l'architecture actuelle, il pourrait être intéressant de se pencher sur l'optimisation des plaques de champ par exemple.

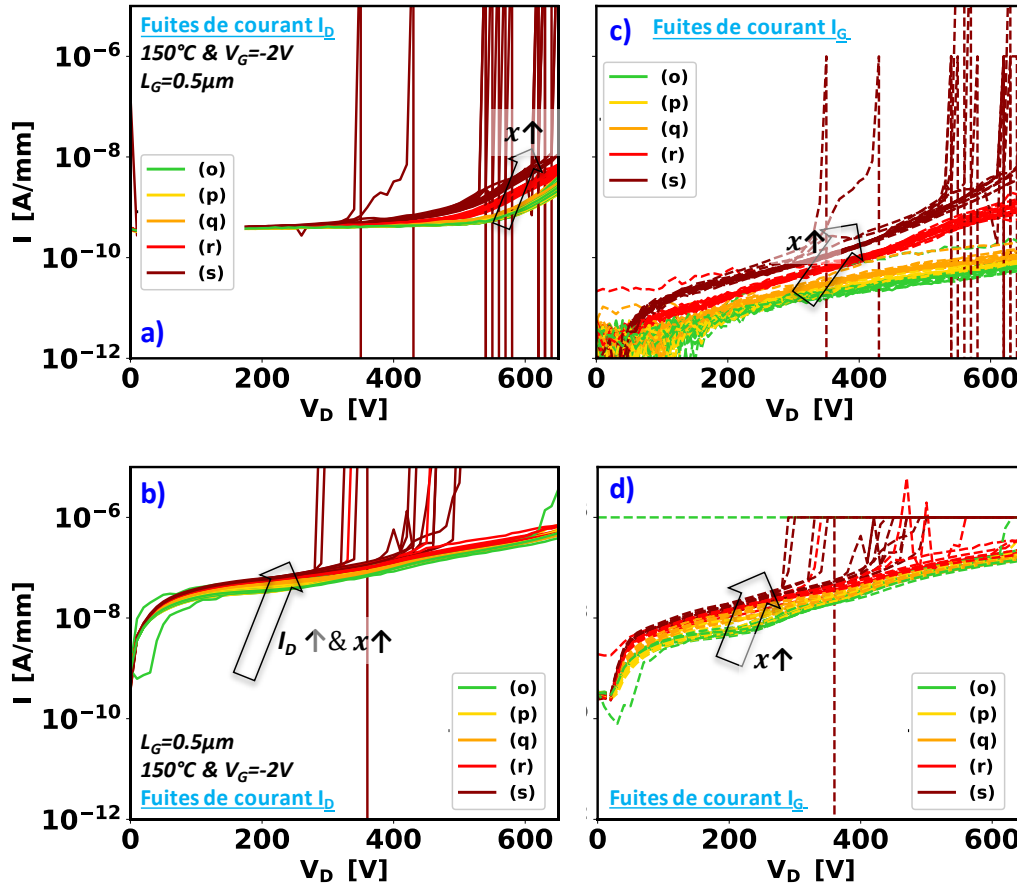


Figure 111 : Courants de fuites de drain (I_D) et de grille (I_G) en blocage à la tension $V_G = -2V$, à $25^\circ C$ et $150^\circ C$ pour les plaques à différentes fractions molaires en aluminium du lot C.

3. Conclusion

Dans ce chapitre, des concentrations élevées en aluminium dans l'hétérojonction AlGaIn/AlN/GaN ont été étudiées par des mesures de $I(V_G)$ et $C_G(V_G)$ sur des structures Van der Pauw, ainsi que par des simulations de Poisson-Schrödinger 1D. Deux lots ont pu être étudiés : le premier (lot C) présentait des variations de concentration allant de 0.24 (soit la référence) à 0.6, avec une couche p-GaN, tandis que le second (lot D) comportait uniquement des variations de taux allant de 0.4 à 0.6, sans couche p-GaN.

Les résultats ont montré une amélioration de la résistance $R_{\square,2DEG}$ avec une teneur plus élevée en aluminium dans la barrière AlGaIn, grâce notamment à une augmentation de la densité d'électron, et malgré une dégradation de la mobilité. Une résistance faible de $R_{\square,2DEG}$ de $213 \Omega/\square$ a été mesurée à $25^\circ C$ avec une couche $Al_{0.6}Ga_{0.4}N$. Les simulations ont démontré une augmentation cohérente de la densité de charges d'interface de polarisation effective totale avec l'augmentation du taux en aluminium, en raison d'une diminution des charges de polarisation de l'interface AlGaIn/AlN. Les composants étudiés donnent des résultats prometteurs pour la réduction de la résistance $R_{\square,2DEG}$ et donc de la résistance R_{ON} du MOS-HEMT. Toutefois, au regard des premiers résultats en conditions de blocage, il a été reporté une augmentation des claquages prématurés. Ainsi, il apparaît qu'une optimisation de l'architecture actuelle doit être trouvée pour faire coexister une faible résistance R_{ON} et une grande tension de claquage.

Chapitre 4: Impact de la gravure et de l'orientation cristallographique du canal de grille sur les performances électriques du MOS-HEMT

L'optimisation du canal 2DEG a déjà fait l'objet d'une étude approfondie dans les chapitres 2 et 3. Toutefois, cette optimisation doit être envisagée dans une perspective globale, prenant en compte de l'ensemble des propriétés des transistors MOS-HEMT, dont l'impact non négligeable de la résistance du canal de grille sur la résistance R_{ON} . Dans ce chapitre, les enjeux du MOS-HEMT en terme de résistance R_{ON} , de tension de seuil V_{TH} , et de pente sous le seuil, seront abordés à travers l'impact de deux procédés de gravure utilisés pour la réalisation de la grille. Nous verrons que ces procédés influencent la morphologie de la grille, c'est à dire la profondeur de gravure, l'angle de gravure et autres effets d'anisotropie. À travers une analyse électrique, les performances du MOS-HEMT seront évaluées et les corrélations avec les paramètres morphologiques seront explorés. Étant donné la tridimensionnalité de la gravure, ses propriétés peuvent être anisotropes. Par conséquent, une méthodologie d'extraction des mobilités du fond de la grille et des côtés sera mise en place afin d'évaluer le procédé de gravure dans son ensemble. L'effet de l'orientation cristallographique et les possibles effets d'anisotropies en termes de chimie et de mobilité seront également abordés. Pour conclure, des simulations TCAD permettront d'évaluer l'impact de la morphologie et de valider les extractions réalisées grâce à la méthode proposée.

I. Procédés de gravure et orientations cristallographiques du canal

Dans cette section, deux procédés de gravure de la grille, avec différentes séquences de gravure/nettoyage (Cf. Chapitre 1, Figure 20) sont à l'étude. Le premier, appelé « Référence », a subi une gravure ICP-RIE à haute énergie de bombardement des ions et le second, appelée « ALE & cleans », a subi à la fois une gravure sèche de type ICP-RIE à plus basse énergie de bombardement des ions et une gravure par couche atomique (ALE) suivie d'une séquence de nettoyage différente. L'effet de l'orientation cristallographique du canal est aussi étudié et l'accent sera mis sur les orientations opposées appelés 0° and 90° qui correspondent respectivement à un canal selon les plans a $\{1\bar{1}00\}$ et m $\{11\bar{2}0\}$ tel qu'illustré sur la Figure 112.

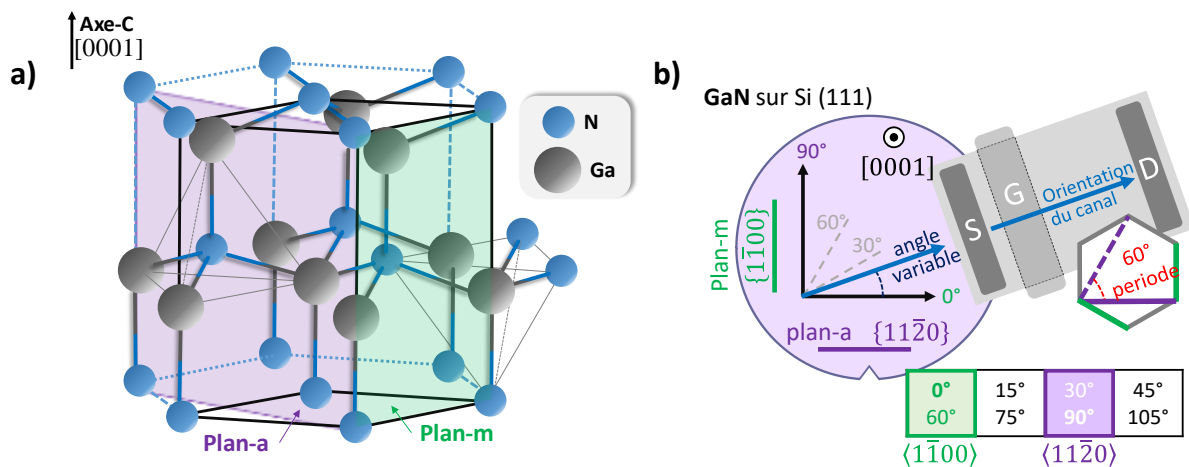


Figure 112 : a) Représentation des plans cristallins a et m de la structure GaN würtzite; b) orientations cristallographiques du canal étudiées.

II. Mesures des performances en régime linéaire : la mesures $I_{DS}(V_G)$

1. Montage expérimental

Les dispositifs fabriqués, dont les variations de procédés du module de grille sont rappelées en Figure 113, sont caractérisés expérimentalement par des mesures $I_{DS}(V_G)$ à 25°C.

Photolithographie		Nom des composants	« Reference »	« ALE & cleans »
Gravure sèche		Gravure ICP-RIE	Forte polarisation	Faible polarisation
Retrait de la résine		Gravure ALE	NON	OUI
Nettoyage humide		Nettoyage humide	procédé A (peu concentré)	procédé B (fort concentré)
Dépôt du diélectrique				
Dépôt du métal				

Figure 113 : Tableau récapitulatif des deux procédés de gravure étudiés pour la fabrication du module de grille

Les mesures des caractéristiques courant-tensions sont réalisées sur des transistors (appelé transistors T1) de longueur de grille (L_G) de $1\mu\text{m}$, et de longueur des accès source-grille et grille-drain L_{GS}/L_{GD} de $3.5/15\mu\text{m}$. Les composants sont testés à une tension de drain V_D de 0.5V , soit en régime linéaire et selon les standards du laboratoire. Au cours de ce chapitre d'autres composants avec des dimensionnements différents seront testés, leurs caractéristiques sont présentées dans la Figure 114. Ces composants diffèrent de par leur longueur de grille (L_G) qui sera indispensable à la détermination des différentes contributions de résistances, ainsi que par des orientations du canal de grille différentes.

	L_G [μm]	L_{SG} [μm]	L_{GD} [μm]	Orientations disponibles
Transistor 1a	1	3.5	15	$0^\circ, 7^\circ, 15^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$, et 90°
Transistor 1b	2, 3, 4, 6, 8 et 10	3.5	15	0°
Transistor 2	1, 2, 5, 10	2	2	0° et 90°
Transistor 3	1	3.5	10, 20, 30	0°
Van der Pauw grille « normally-off »	200	-	-	0° et 90°
Van der Pauw 2DEG « normally-on »	200	-	-	0° et 90°

Figure 114 : Liste des composants testés et leurs caractéristiques



Figure 115 : Photo d'un wafer sur un banc de mesures de test sous pointes.

2. Résultats et discussions des performances du MOS-HEMT

La Figure 116-a présente les caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ pour les deux procédés de gravure/nettoyage et pour les orientations de canal de 0° et 90° à la température de 25°C , pour les transistors T1a. On observe une variation de la densité de courant I_{DS} entre les deux procédés de gravure conduisant à une réduction de 19% de la résistance R_{ON} pour le procédé avec *ALE & cleans*. On note aussi pour le procédé *ALE & cleans* des variations de la caractéristique $I_{DS}(V_G)$ avec l'orientation contrairement au procédé de *Référence* où les caractéristiques sont identiques à 0° et 90° . La Figure 116-b présente pour toute la gamme d'orientations du canal de 0 à 90° :

- La tension de seuil (V_{TH}) extraite pour un niveau de courant constant $I_{DS}=10^{-3}$ mA/mm
- La pente de sous-seuil (SS) extraite entre $I_{DS}=10^{-7}$ mA/mm et $I_{DS}=10^{-3}$ mA/mm
- La résistance à l'état passant (R_{ON}) extraite à une valeur de tension V_G de 6V ⁹.

Ces extractions reportées en Figure 116-b mettent en évidence trois résultats principaux : i) une plus forte densité de courant à l'état passant pour le procédé *ALE & cleans* comparé au procédé de *Référence*; ii) des différences de comportement électrique des dispositifs finaux en termes de tension V_{TH} et de SS ; iii) la tendance périodique de la tension V_{TH} et de la pente sous-seuil avec l'orientation cristallographique du canal. En effet, la structure würtzite est un arrangement périodique d'atomes et les plans à 0° et 60° , 30° et 90° , ainsi que 15° et 75° sont équivalents. On s'attend donc à retrouver les propriétés identiques pour ces orientations.

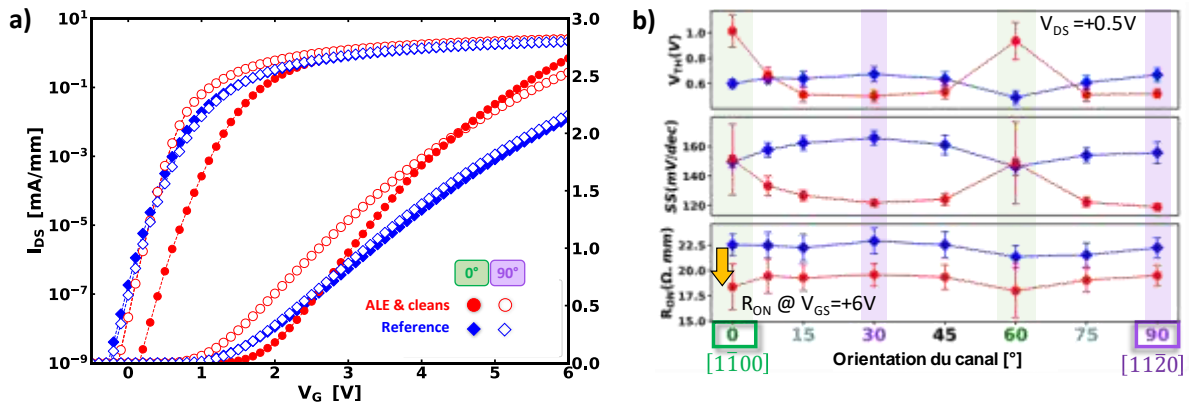


Figure 116 : a) Caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ pour un transistor de longueur de grille L_G de $1\mu\text{m}$ pour les deux procédés de gravure et pour les deux orientations 0° et 90° (médiane sur 11 composants) ; b) Extractions des paramètres R_{ON} , SS, et V_{TH} pour l'ensemble des orientations à 25°C .

Ces résultats électriques sont réinterprétés grâce aux images STEM représentées en Figure 117. Ces images permettent d'atteindre les valeurs de :

- La profondeur de gravure (RD) définie comme la distance entre l'interface AlGaIn/AlN avec l'interface Oxyde/GaN au fond de la grille.
- L'angle de gravure (θ) défini par l'angle entre le canal sous la grille et le canal des flancs.

⁹ Les conditions d'extractions sont un standard du laboratoire.

Le procédé de *Référence* semble ainsi isotrope en raison de la morphologie similaire : profondeur de gravure (RD=120nm) identique et angle de gravure ($\theta=80^\circ$) identique également, quelle que soit l'orientation 0° ou 90° (Figure 117-a), ce qui confirme les observations sur les caractéristiques $I_{DS}(V_G)$. En revanche, nous observons que le procédé *ALE & cleans* induit une différence de morphologie par rapport au procédé de *Référence* et que selon l'orientation cristallographique du canal, le procédé *ALE & Cleans* induit des angles de gravures différents. En effet, nous constatons un angle de gravure de 60° pour l'orientation de canal 0° et un double angle de 90° et 20° pour l'orientation 90° comme l'illustre la Figure 117-b. Cette anisotropie est à la fois liée à la gravure et/ou au stripping qui correspond à l'étape de retrait de la résine [150], mais aussi au nettoyage chimique qui va agir différemment selon l'orientation, comme le montre les images SEM en Figure 118 pour le procédé *ALE & cleans*. En effet, après la gravure ICP-RIE (et ALE dans le cas *ALE & cleans*), des pyramides sur les flancs à 90° sont observées, illustrant un effet propre à la gravure. Après le nettoyage, il ne reste plus de pyramide sur les flancs à 90° et une gravure verticale selon le plan-a est observée avec le procédé *ALE & cleans*. Pour le procédé de *Référence*, les pyramides telles qu'observées à 90° après la gravure ne sont pas retirées par le nettoyage en raison de solutions moins concentrées.

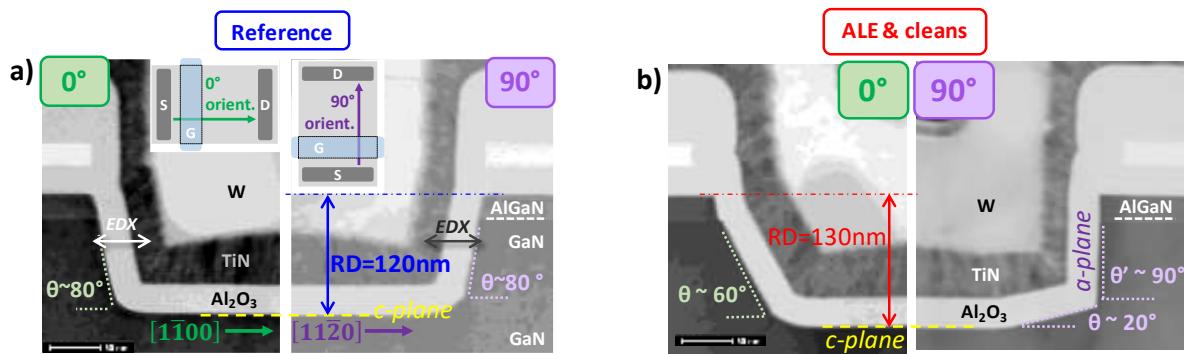


Figure 117 : Images STEM pour les procédés de gravures de a) *Référence*, b) *ALE & cleans*

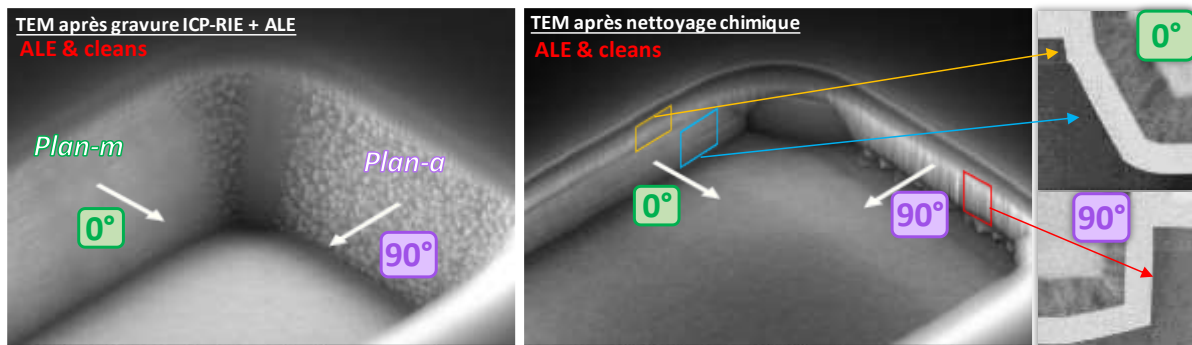


Figure 118 : Images Tilted SEM de la cavité de la grille. Mise en évidence de l'anisotropie du procédé de gravure *ALE & cleans* entre les orientations 0° et 90° ainsi que pour les plans équivalents associés selon une période de 60° .

▪ Variations des performances avec la température

Il peut être intéressant d'examiner l'évolution de la résistance R_{ON} lorsque les composants sont testés à haute température. En effet, dans des conditions normales de fonctionnement, en raison des effets d'auto-échauffement, les composants devront également présenter les meilleures performances, c'est-à-dire présenter la plus faible dépendance en température. Ainsi, les deux procédés de gravure sont caractérisés par mesure $I_{DS}(V_G)$ à 150°C pour l'orientation du canal ici de 0° . Un total de 11 composants par plaque (Transistors T3) ont

été testés pour chacune des trois longueurs des accès grille-drain (L_{GD}) de 10 μm , 20 μm , et 25 μm , à des températures de 25 $^{\circ}\text{C}$ puis 150 $^{\circ}\text{C}$. L'objectif est ainsi de déterminer la dégradation de chaque procédé de gravure avec la température et de dissocier grâce aux différents longueurs L_{GD} l'impact de la résistance du 2DEG de celle du canal de la grille, cette dernière pouvant avoir une évolution différente avec la température en fonction du procédé de gravure utilisée. Les résultats des mesures sont reportés en Figure 119, pour toutes les puces et pour la médiane. On observe en comparant les Figure 119-a et Figure 119-c, que le procédé *ALE & cleans* est beaucoup plus dispersé et qu'il offre cependant les meilleures valeurs de courant. On remarque aussi que l'augmentation du L_{GD} conduit à diminuer les performances comme attendu en raison d'une contribution croissance de la résistance du 2DEG. D'autre part, on note une plus grande réduction des valeurs de courants à 150 $^{\circ}\text{C}$ et $V_G=6\text{V}$ avec le procédé *ALE & cleans*.

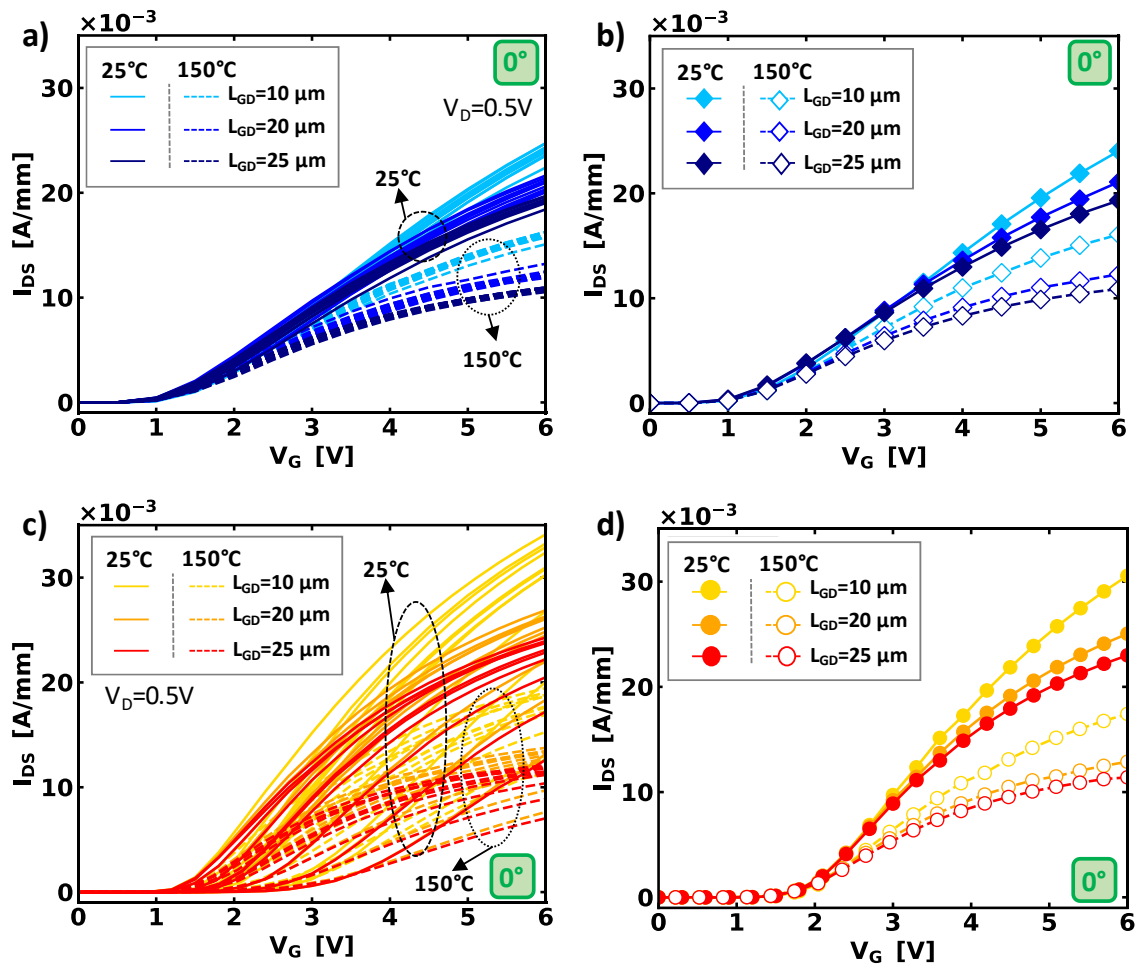


Figure 119 : Caractérisation à 25 $^{\circ}\text{C}$ et 150 $^{\circ}\text{C}$ des composants avec $L_G=1\mu\text{m}$ (Transistors T3, Cf. Figure 114) pour le procédé de a)b) Référence respectivement toutes les puces versus la médiane et c)d) pour le procédé *ALE & cleans*, pour l'orientation de 0 $^{\circ}$ et pour différentes longueurs des accès grille-drain (L_{GD}).

Si on extrait les résistance R_{ON} à $V_G=6\text{V}$, pour les deux températures et les deux procédés, ainsi que pour les trois L_{GD} , et qu'on trace le pourcentage de dégradation de cette résistance R_{ON} avec la température, on remarque que le procédé *ALE & cleans* bien que présentant des valeurs de R_{ON} plus faible, est plus sensible à la température. En effet, une dégradation pour le L_{GD} de 10 μm de 175% est reportée avec le procédé *ALE & cleans* contre 150% de dégradation avec le procédé de Référence lorsque la température passe de 25 $^{\circ}\text{C}$ à 150 $^{\circ}\text{C}$, Figure 120.

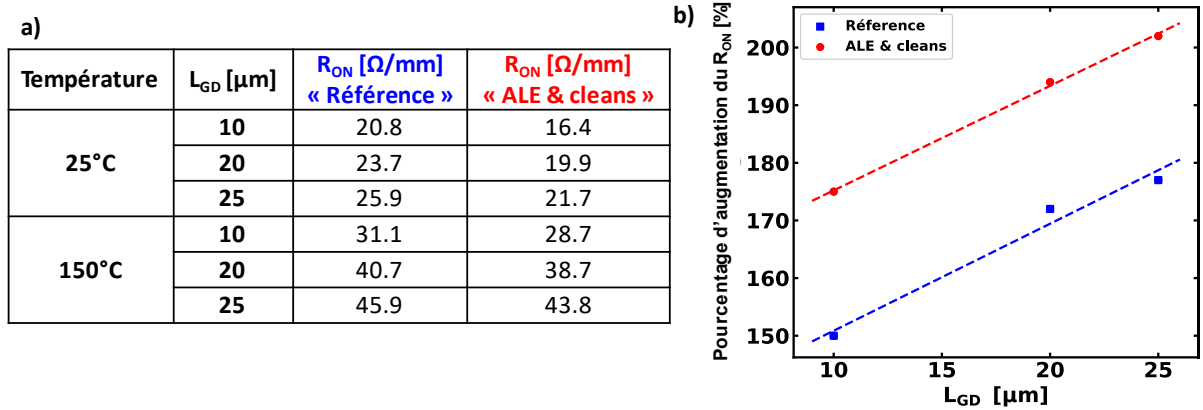


Figure 120 : a) Tableau récapitulatif des valeurs de R_{ON} à $V_G=6V$ pour les deux procédés de gravure à 25°C et 150°C ; b) Pourcentage d'augmentation du R_{ON} à 6V entre 25°C et 150°C.

3. Variabilité des procédés de gravure et performances électriques

Au regard de la Figure 119, il apparaît que le procédé *ALE & cleans* implique davantage de variabilité au sein d'une même plaque. Dans cette partie, l'intérêt sera porté sur la détermination de l'origine de cette variabilité. Pour cela, les paramètres morphologiques de la grille seront étudiés et comparés pour les deux procédés.

En Figure 121, l'ensemble des résultats électriques est représenté pour les deux procédés de gravure et pour les orientations cristallographiques 0° et 90°. Ainsi, la résistance R_{ON} médiane est de 23.3 $\Omega.\text{mm}$ et 18.7 $\Omega.\text{mm}$ pour le procédé *Référence* et *ALE & cleans*, avec un écart type respectivement de 0.58 et 0.93. On en conclut que le procédé *ALE & cleans* induit une dispersion plus grande de R_{ON} par rapport au procédé de *Référence*, comme l'illustre également la Figure 123.

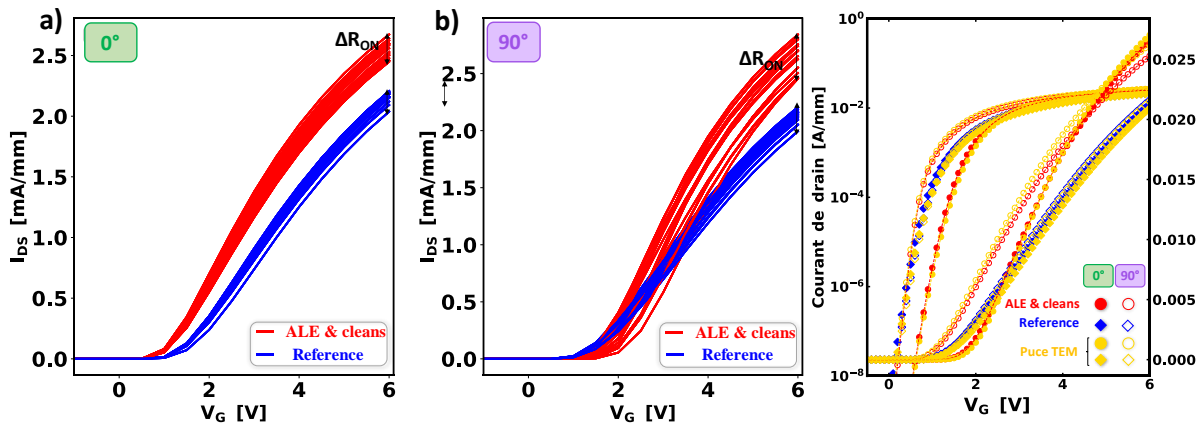


Figure 121 : $I_{DS}(V_G)$ pour tous les composants mesurés en échelle linéaire pour les orientations : a) 0° et b) 90°; c) Comparaison de la médiane avec la mesure $I_{DS}(V_G)$ faite sur la même puce que celle de l'image TEM.

Les paramètres de la structure tels que la profondeur de gravure (RD), l'angle induit par la gravure (θ) sont déterminés par contraste des images Tilted SEM¹⁰, ce qui permet d'estimer la variabilité du procédé.

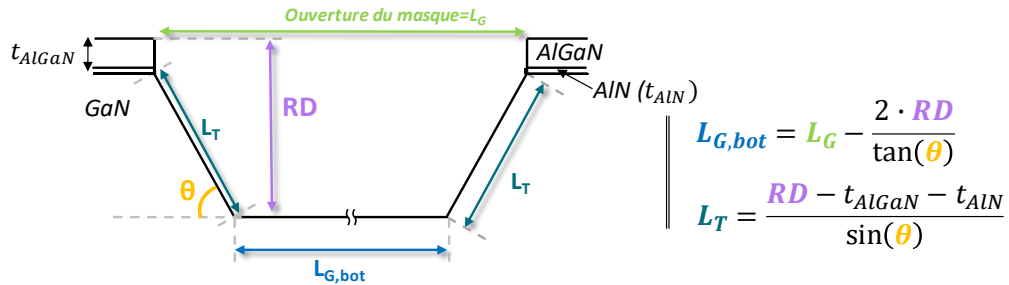


Figure 122 : Illustration des longueurs caractéristiques de la gravure de la grille

On note une variation de la profondeur de gravure de 22nm pour le procédé de *Référence* et 17nm pour le procédé *ALE & cleans*. Quant à la variabilité sur l'angle, elle est faible, de l'ordre de 4° pour les deux procédés de gravure. La Figure 122, illustre les relations géométriques des différents paramètres caractérisant la grille, et en particulier l'extraction des longueurs du fond de grille ($L_{G,bot}$) et des flancs de grille (L_T) grâce aux mesures de RD et de l'angle. La variabilité de la profondeur RD se retrouve sur l'estimation du L_T , tandis que l'impact de l'angle qui ici est bien maîtrisé induit peu de variabilité sur $L_{G,bot}$. On note aussi un écart de ces mesures par rapport à la mesure STEM plus précise mais réalisée sur un unique motif (Cf. Figure 117). Toutefois, ce type de mesure permet un aperçu de la variabilité sur l'ensemble d'une plaque, comme l'illustre la Figure 123, où est représentée la variabilité de la résistance R_{ON} en fonction des paramètres de la grille. Ainsi, une augmentation de l'angle semble aller dans le sens d'une réduction de la résistance R_{ON} certainement en raison d'un plus faible impact des flancs de la gravure (Cf. Figure 122) de même qu'une augmentation de la profondeur semble augmenter la résistance R_{ON} .

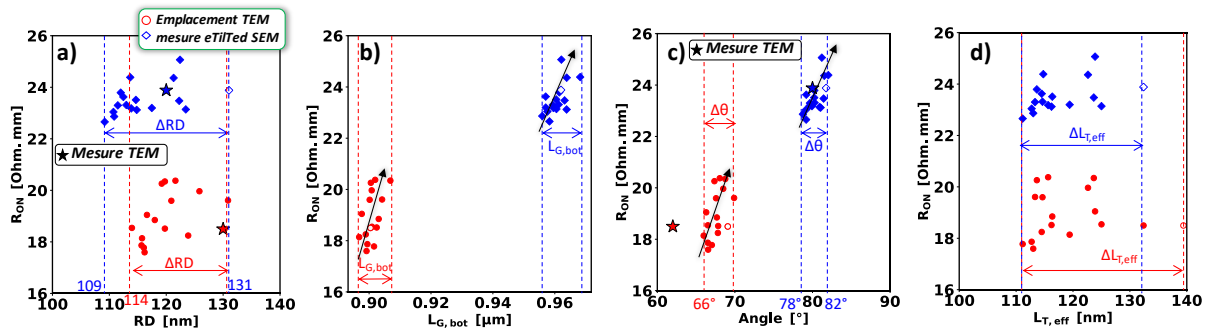


Figure 123 : Dispersion du R_{ON} en fonction du a) RD, b) $L_{G,bot}$, c) de Angle (θ), et d) du L_T mesuré par eTilted SEM pour l'orientation 0°

Toutefois, bien que la tendance semble claire avec l'angle de gravure, des disparités locales avec la profondeur sont présentes. Ces variations pourraient provenir d'une variabilité des résistances des accès (R_{2DEG}), avec une dispersion centre-bord, le bord étant plus résistif. Ceci causée par une non-uniformité de la concentration en aluminium sur la plaque, comme l'illustre

¹⁰ Cette mesure consiste à incliner le faisceau d'électrons primaires afin de rendre visible les parois des flancs. Pour dissocier l'angle des flancs de la variation de la profondeur, deux images avec différentes inclinaisons (α_1, α_2) sont prises sur la même cible afin d'extraire l'angle de gravure [100]. Les grandeurs associées telles que la longueur effective du canal ($L_{G,bot}$), et la longueur effective des flancs de la grille (L_T) sont ensuite calculées.

les « *Wafer-Map* » en Figure 124. Par la suite, on considèrera pour les extractions de mobilités, les paramètres calibrés sur la figure STEM. En effet, en Figure 121-c, la caractéristique $I_{DS}(V_G)$ de la puce centrale, correspondant à l'emplacement sur la plaque pour laquelle l'image STEM a été réalisée, est comparée à la médiane et révèle un bon accord pour les procédés de *Référence* à 0° et 90° , ainsi que pour le procédé *ALE & cleans* à 0° , un décalage est toutefois observé pour le procédé *ALE & cleans* à 90° . Cela valide l'étude basée sur la médiane pour rendre compte des effets morphologiques et pour les extractions des mobilités du canal des prochaines sous-parties.

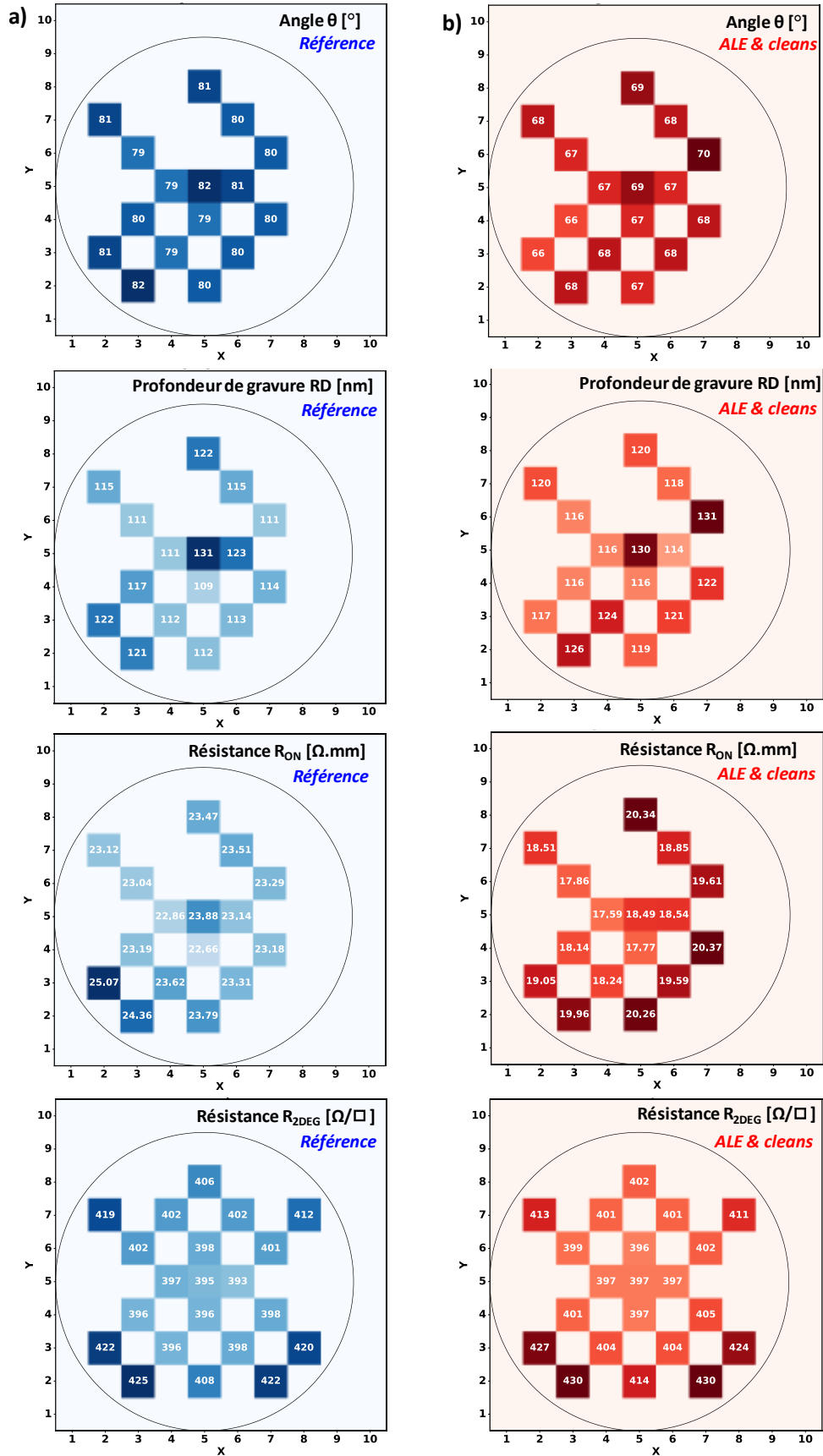


Figure 124 : "Wafer-Map" ou cartographie des résistances R_{2DEG} et R_{ON} ainsi que des longueurs caractéristiques : RD et angle, extraites pour chaque composant.

III. Méthodologie d'extraction des mobilités des régions des flancs et du fond de la grille

Dans la partie précédente, il a été mis en avant l'impact du procédé de gravure sur les performances, notamment en terme de résistance R_{ON} . Deux points majeurs ont été abordés :

- L'impact de la morphologie qui va induire des variations de longueurs du canal et donc impacter directement la résistance R_{ON} ;
- Et le second point, le procédé de gravure en lui-même qui va aussi avoir un impact sur les propriétés intrinsèques du canal de grille.

Ainsi, l'objectif ici est de proposer une méthode d'extraction de la mobilité du canal, pour comprendre les effets du procédé de gravure sur les flancs par comparaison au fond de grille. Cette méthode permettra ainsi une interprétation des disparités en terme de résistance R_{ON} pour les deux procédés de gravure de la grille (*Référence* et *l'ALE & cleans*) à l'étude, et ainsi d'explicitier les axes d'amélioration des performances des transistors MOS-HEMT. L'effet de l'orientation cristallographique du canal sera aussi évoqué.

1. Présentation de la méthode d'extraction des mobilités

Comme présenté précédemment en Figure 30, et rappelé ci-dessous en Figure 125, la résistance R_{ON} est la combinaison série de chaque région du MOS-HEMT.

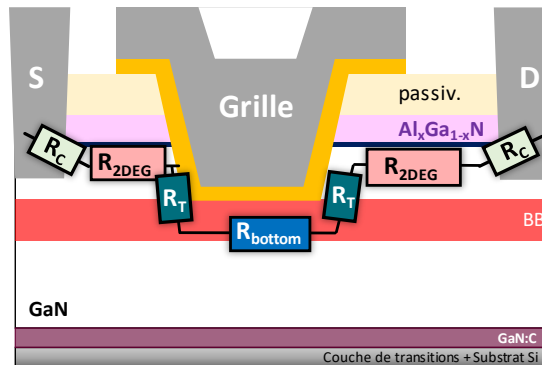


Figure 125 : Schéma des différentes contributions de résistances

$$R_{ON} = \frac{V_D}{I_{DS}} = 2 \cdot R_C + 2 \cdot R_T + R_{bottom} + R_{2DEG,S} + R_{2DEG,D} \quad (65)$$

avec pour rappel, R_C la résistance du contact, R_{2DEG} la résistance du 2DEG, R_T la résistance du flanc de gravure et R_{bottom} la résistance du fond de la grille. Les deux procédés variant uniquement par l'étape de gravure et de nettoyage du module de la grille, on s'attend à peu de variations sur les résistances R_{2DEG} et de contact R_C . La résistance R_C est mesurée de manière automatisée sur une structure de type TLM¹¹. La résistance carrée $R_{\square,2DEG}$ est mesurée, à 25°C, sous pointes en utilisant la méthode Split-CV présentée dans le Chapitre-2-I, ce qui permet de déterminer aussi la densité d'électrons (n_s) et la mobilité associée (μ_{2DEG}). Les paramètres technologiques du composant sont ici identiques à ceux de la plaque (a)-ref ($Al_{0.24}Ga_{1-0.24}N$ de 24nm et une couche de p-GaN à 100nm de l'interface AlN/GaN). Les extractions sont reportées

¹¹ TLM : Transmission Line Method

dans la Figure 126. On n'observe en effet pas de variation des paramètres du 2DEG (n_s , $R_{\square,2DEG}$ et μ_{2DEG}) pour les deux procédés de gravure, ce qui est cohérent. De plus, les valeurs obtenues sont cohérentes avec celles déterminées dans le chapitre 2 pour la plaque (a)-ref où les valeurs de résistance carrée du 2DEG de $380\Omega/\square$, de n_s de $7.4 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ et de mobilité de $2160 \text{cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ avaient été mesurées.

	Référence	ALE & cleans
n_s [cm^{-2}]	7.3×10^{12}	7.4×10^{12}
$R_{\square,2DEG}$ [Ω/sq]	394	393
μ_{2DEG} [$\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$]	2166	2158

Figure 126 : Extraction des paramètres du 2DEG par Split-CV

Précédemment, au laboratoire, une méthode d'extraction des résistances du flanc et du fond pour la tension V_G de 6V permettait un premier aperçu des effets liés à la gravure de grille. L'objectif de cette étude est d'extraire les mobilités pour plusieurs valeurs de tension V_G (pour un résultat fonction de la densité d'électrons) afin de proposer une explication aux différences de résistances R_{ON} mesurées. En effet, les courbes de mobilité peuvent permettre une interprétation des mécanismes en jeu. La méthode présente également des limitations. En effet, il est nécessaire d'avoir une bonne uniformité de la morphologie de la grille (RD et angle) entre les différentes longueurs de grille utilisées pour les extractions de résistance R_{ON} . De plus, on fait l'hypothèse d'une concentration uniforme des électrons autour de la grille. Cette hypothèse peut être discutée au vue de la présence de la couche de p-GaN sous le canal qui peut modifier cette densité d'électrons et donc créer une différence entre le fond et les flancs de la grille. La densité d'électrons dépend également de l'épaisseur de l'oxyde et de son uniformité autour de la grille qui peut également être amenée à varier entre les composants bien qu'au vu des images TEM l'oxyde semble conforme ici.

La Figure 127 détaille la méthodologie d'extraction développée au cours de la thèse permettant la détermination individuelle des contributions des mobilités de la région du fond de la grille (μ_{bottom}) et de la région des parois latérales de la grille (μ_T) et ce, en fonction de la densité d'électrons. Les longueurs effectives de ces régions du fond de grille ($L_{G,bot}$) et des flancs (L_T) sont nécessaires pour l'extraction et sont déterminées à l'aide des images STEM présentées en Figure 117 et des relations de géométries précédemment présentées en Figure 122.

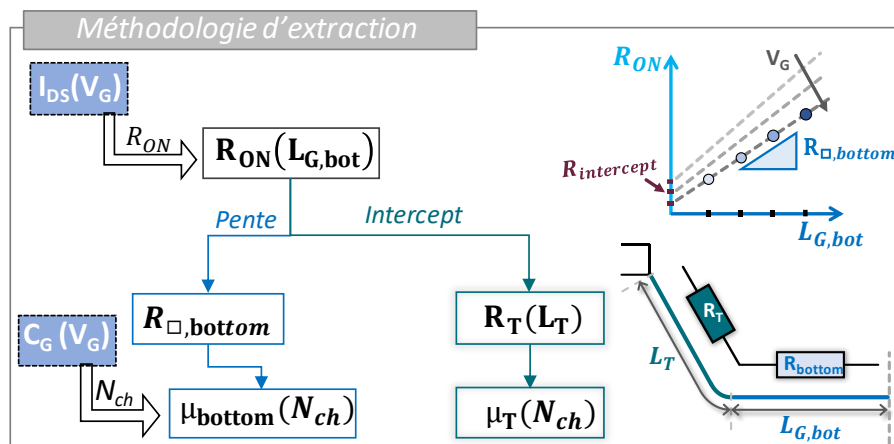


Figure 127 : Schéma de la méthodologie appliquée pour l'extraction des paramètres du canal de grille.

La méthode commence par l'extraction de la résistance R_{ON} pour différentes longueurs de canal ($L_{G,bot}$) et ce à différentes tensions de grille V_G , obtenues à partir des caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ tel que $R_{ON} = V_D/I_{DS}$. Au total 308 composants sont testés, soit 11 composants pour l'orientation 0° (transistors T1a et T1b, Cf. Figure 114), pour les deux procédés de gravure (*Référence* et *ALE & cleans*) et ceci pour six longueurs de grilles différentes (1 μ m, 2 μ m, 3 μ m, 4 μ m, 6 μ m, 8 μ m, et 10 μ m). Etant donné qu'il n'existait pas de dispositifs avec ces mêmes caractéristiques pour l'orientation 90° , un autre motif de test (le transistor T2, Cf. Figure 114) a été testé. Ce motif de test présente les orientations 0° et 90° , des longueurs L_{GS} et L_{GD} de 2 μ m, ainsi que des longueurs de grille de 1 μ m, 2 μ m, 5 μ m et 10 μ m. Pour chaque variation sur ce motif de test, quatre composants sont testés.

A partir des caractéristiques $R_{ON}(L_{G,bot})$, la résistance carrée du fond de la grille $R_{\square,bottom}(V_G)$ peut être extraite de la pente à différentes tensions de grille. Ensuite, la mobilité μ_{bottom} est calculée selon l'équation ci-dessous en utilisant la densité d'électrons $N_{ch}(V_G)$ mesurée expérimentalement par mesure capacitive $C_G(V_G)$ sur une structure carrée de type Van der Pauw à grille.

$$\mu_{bottom} = \frac{1}{q \cdot N_{ch} \cdot R_{\square,bottom}} \quad (66)$$

On pourra aussi mesurer la mobilité du fond de la grille directement sur la structure Van der Pauw avec grille, (Cf. Figure 114). Les deux méthodes seront comparées dans la prochaine sous-section.

En ce qui concerne la région des flancs, la résistance $R_T(V_G)$ est extrapolée à partir des caractéristiques $R_{ON}(L_G)$ à $L_G=0$ ($R_{intercept}$) par régression linéaire et obtenue en supprimant les contributions des résistances R_C et R_{2DEG} précédemment déterminées, telles que :

$$2R_T = R_{intercept} - 2 \cdot R_C - R_{2DEG,S} - R_{2DEG,D} \quad (67)$$

Enfin, la mobilité μ_T est déterminée à l'aide de l'équation ci-dessous, en supposant une densité d'électrons uniforme autour de la cavité de la grille. La valeur de L_T utilisée pour la détermination de la mobilité μ_T se base ssur les longueurs mesurées avec des images STEM (Cf. Figure 147).

$$\mu_T = \frac{L_T}{q \cdot N_{ch} \cdot R_T} \quad (68)$$

2. Résultats des extractions à 25°C et discussion

La méthode présentée a été appliquée aux transistors ayant subi soit le procédé de gravure de *Référence* soit le procédé *ALE & Cleans*. La Figure 128, montre les extractions de $R_{ON}(L_{G,bot})$ réalisées, ici sur la médiane des transistors T2 (Cf. Figure 114), à 25°C. On note une bonne linéarité des extractions et ce pour des tensions V_G de 1 à 6V soit des valeurs pour lesquelles on a suffisant d'inversion. En effet, pour le procédé de *Référence* on observe une linéarité dès la tension V_G de 1V ce qui n'est plus le cas pour les faibles L_G à la tension 2V pour le procédé *ALE & cleans*, en raison des tensions de seuil plus élevées (Cf. Figure 116). Par ailleurs, la pente de la caractéristique $R_{ON}(L_{G,bot})$ augmente pour le procédé de *Référence*, présageant des différences en terme de résistance du fond de grille entre les deux procédés de gravure.

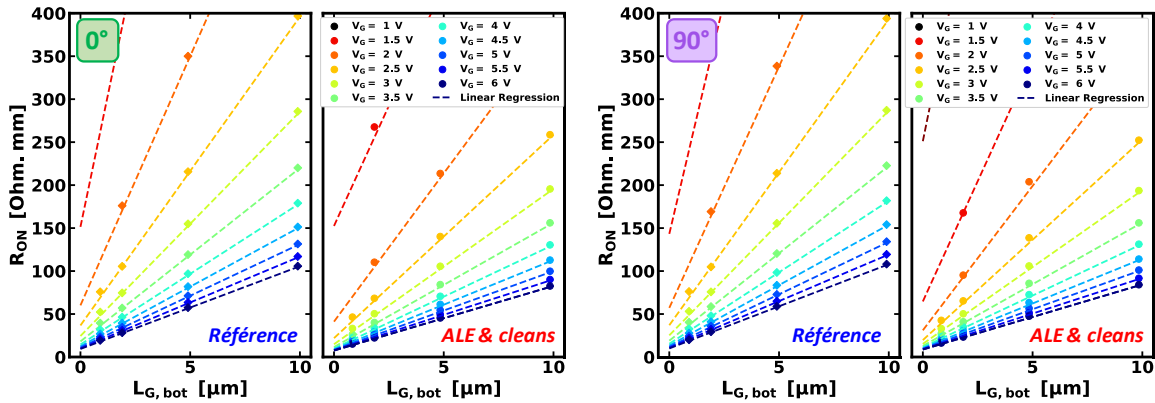


Figure 128 : $R_{ON}(L_{G,bot})$ pour les deux orientations (0° et 90°) et les deux procédés de gravures (« Référence » et « ALE & cleans ») à différentes valeurs de tensions V_G et pour le transistor T2 ($L_{GD}=L_{GS}=2\mu\text{m}$) à 25°C .

Les mesures de capacités sont réalisées sur des structures Van der Pauw avec gravure de grille de $100\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ comme illustrées en Figure 129. On reporte une faible variation de 1nm de l'épaisseur d'oxyde au regard de la valeur de C_{OX} entre les deux procédés (variation entre plaques). On note ainsi des valeurs de densité d'électrons N_{ch} pour le fond de grille identique pour les deux procédés de gravure respectivement de $7.8\times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ et $7.9\times 10^{12}\text{ cm}^{-2}$ pour la *Référence* et *ALE & cleans*.

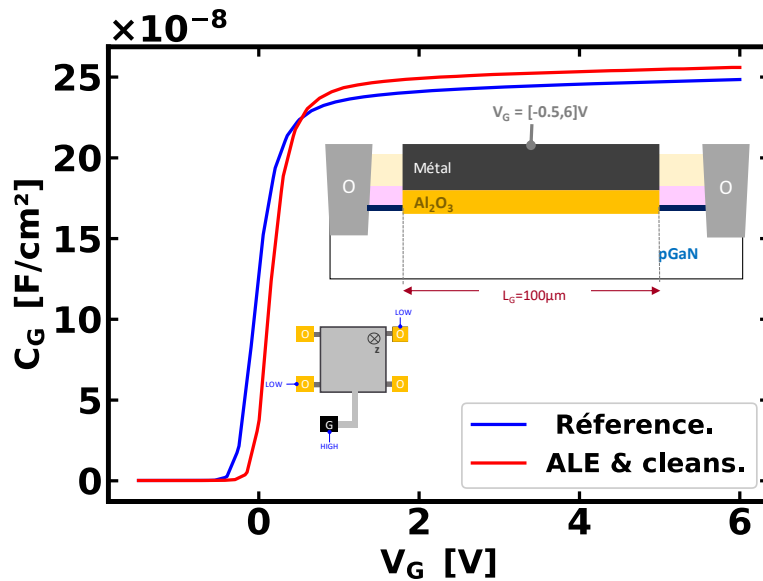


Figure 129 : Mesures $C_G(V_G)$ à 1kHz et 25°C réalisées sur structure Van der Pauw grille de $100\mu\text{m}\times 100\mu\text{m}$ (Médiane)

Finalement, en Figure 130-a et Figure 131-a sont reportées les extractions de résistances respectivement des flancs (R_T) et du fond de grille (R_{bottom}), selon les équations 65 et 67. On constate que les résistances R_T et R_{bottom} pour le procédé *Référence* sont plus élevées que pour le procédé *ALE & Cleans*, ce qui se répercute sur la mobilité du canal qui s'en retrouve diminuée par rapport au procédé *ALE & cleans*. Ainsi, la mobilité μ_{bottom} est de $72 \pm 6\text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ pour le procédé *Référence* et de $91 \pm 10\text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ pour le procédé *ALE & cleans* soit 30% plus élevée à $V_G=6\text{V}$. La mobilité μ_T est davantage dégradée que la mobilité μ_{bottom} , et on reporte respectivement des valeurs de mobilités μ_T pour les procédés *Référence* et *ALE & cleans* de $27 \pm 6\text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ et $46 \pm 11\text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$, soit 70% plus élevée à $V_G=6\text{V}$.

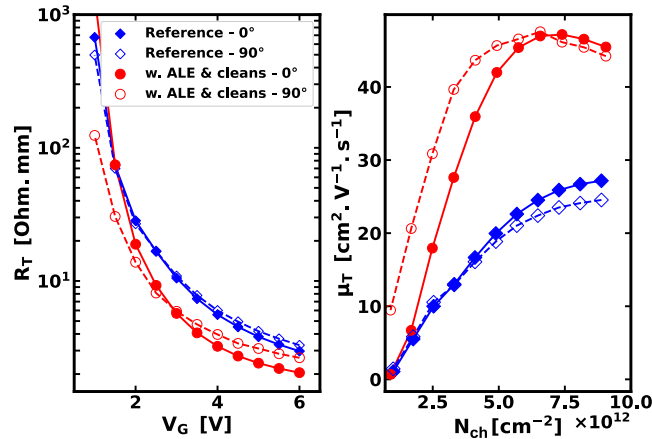


Figure 130 : Extraction de la résistance R_T à partir de l'intersection sur le $R_{ON}(L_{G,bot})$, et détermination de la mobilité des flancs (μ_T) associée en fonction de la densité d'électrons du canal (N_{ch}).

La Figure 131-c présente les résultats de l'extraction de μ_{bottom} par la méthode par Split-CV et par les caractéristiques $R_{ON}(L_{G,bot})$. La comparaison des deux méthodes révèle un léger décalage de μ_{bottom} pour le procédé *Référence* de $13 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et une mobilité identique pour le procédé *ALE & cleans*, ce qui valide la cohérence des deux méthodes d'extractions.

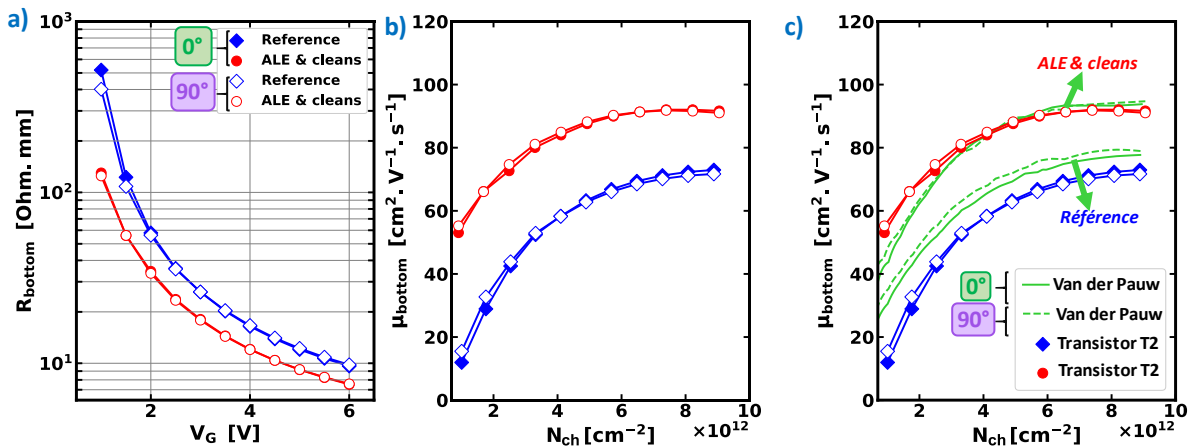


Figure 131 : a) Extraction de la résistance R_{bottom} , b) Extraction de la mobilité du fond de grille en fonction de la densité d'électrons pour les deux orientations cristallographiques du canal. c) Comparaison de la mobilité du fond de grille entre le transistor T2 ($L_{GD}=L_{GS}=2\mu\text{m}$) et l'extraction par split-CV sur la structure carrée Van der Pauw ici de $100\mu\text{m}$, pour les deux orientations 0° et 90° .

Concernant, l'effet de l'orientation cristallographique du canal, on ne reporte pas de modifications des propriétés de transport. En effet, des valeurs de mobilité du fond de grille similaires sont extraites pour les deux orientations du canal de 0° et 90° . Ainsi, il semble que le premier ordre de dégradation des mobilités du canal soit dû à l'ajout d'impuretés, et/ou de défauts lors de la gravure, et ce malgré des procédés de gravure anisotropes (présence de pyramide à 90° , et changement des angles de gravure en Figure 117 et Figure 118). On reporte aussi une différence de morphologie de surface entre les deux procédés avec probablement une augmentation de la rugosité de surface pour le procédé *Référence*, comme semble l'illustrer les images AFM en Figure 132. En effet, en comparant les mesures AFM pour les deux procédés de gravure, avec celle d'une surface non-gravée, le procédé *ALE & cleans* se rapproche de celle

de la surface non-gravée bien que la RMS¹² est mesurée plus élevée. Finalement, le procédé *ALE & cleans* conduit à une amélioration de la mobilité du fond de la grille en raison i) d'une meilleure qualité de la surface, et de potentielles réduction de défauts en lien avec la gravure ALE qui limiterait la dégradation du canal contrairement à une gravure uniquement par ICP-RIE plus impactante.

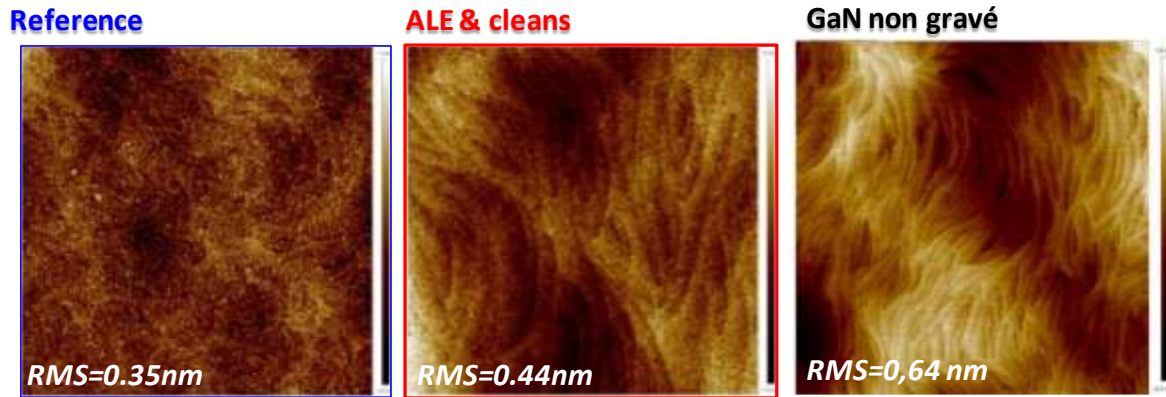


Figure 132 : Images AFM ($5\mu\text{m} \times 5\mu\text{m}$) du fond de la grille pour les deux procédés de gravures : Référence et ALE & cleans. Image AFM tirée de [151] pour un GaN non gravé.

En comparant ces résultats avec la littérature, il semble que cette mobilité du canal μ_{bottom} soit limitée autour de $250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ intrinsèquement à une interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ [120], [121], [122]. En effet, Ando et *al.* ont mis en évidence l'effet de l'interface GaN/Oxyde indépendamment de la gravure du GaN sur la dégradation de cette mobilité [122], [123]. De même que Zhou et *al.* montrent une amélioration de la mobilité du canal après recuit de l'oxyde Al_2O_3 , qui serait dû à une diminution des défauts à l'interface [152]. Ainsi l'augmentation de cette mobilité du canal dépend du choix du diélectrique de grille et des défauts induit par la gravure [97]. D'après les études de Kajiwara et *al.*, avec l'utilisation d'une couche AlN cristalline à l'interface avec le GaN, il a été reporté une mobilité du canal pouvant atteindre pour une concentration de $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ une valeur de $350 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, ce qui est prometteur pour améliorer la résistance du canal MOS [153].

Sur la base de ces résultats, le procédé de gravure *ALE & cleans* montre une meilleure mobilité globale par rapport au procédé de gravure de Référence avec une augmentation de 22% de la mobilité μ_{bottom} et de 56 % pour la mobilité μ_{T} . Pour conclure, l'augmentation de la mobilité pour le procédé *ALE & cleans* permet la réduction de R_{ON} total de 19% à travers notamment la réduction de 50% de la valeur de R_{T} , comme l'illustre la Figure 133.

¹² La rugosité moyenne quadratique (RMS) correspond à la moyenne quadratique de l'écart de hauteur par rapport à la valeur moyenne de la hauteur. Ainsi pour une même valeur de RMS, différentes distributions de hauteur sont possibles.

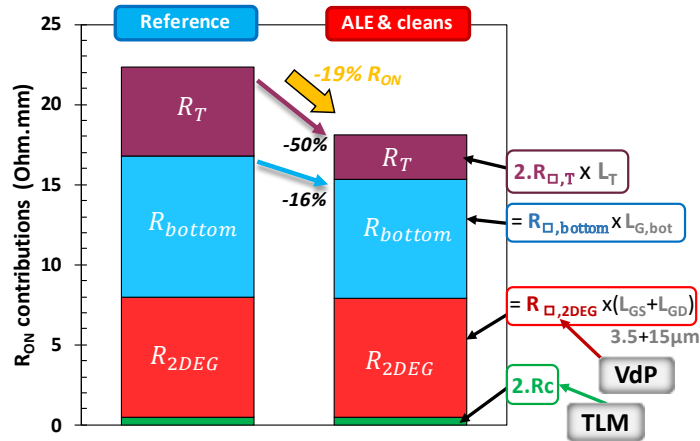


Figure 133 : Bilan des contributions sur la résistance R_{ON} totale pour les deux procédés de gravure et pour une orientation du canal de 0° . Les valeurs sont calculées pour un dispositif de longueur $L_G=1\mu m$.

IV. Simulations TCAD des transistors

La TCAD (*Technology Computer-Aided Design*) est une méthode numérique, comparable à la méthode des éléments finis, qui permet une modélisation multi-physique précise des transistors de puissance. Ces modèles simulent le comportement interne des structures semi-conductrices en résolvant les équations fondamentales de la physique des semi-conducteurs (telles que les équations de Poisson et de conservation de la charge) sur les différents nœuds du maillage. En plus des équations physiques, les modélisations TCAD intègrent des modèles paramétriques basés sur des résultats empiriques. Les simulations TCAD sont intéressantes pour plusieurs raisons. En effet, elles reproduisent les conditions expérimentales de fonctionnement du transistor, permettant de vérifier la cohérence des mobilités extraites (μ_T et μ_{bottom}) et des comportements observés dans les transistors. Cette validation renforce les résultats expérimentaux. D'autre part, en variant les paramètres géométriques et les conditions expérimentales dans les simulations, on peut prédire les performances des transistors pour différentes configurations de profondeur de gravure et de longueur de grille. Cela permet d'explorer un large éventail de conditions sans avoir à fabriquer et tester chaque variante, réduisant ainsi considérablement les coûts et le temps de développement.

Dans cette section, des simulations TCAD sont effectuées pour valider les extractions de mobilités et les tendances observées expérimentalement dans les performances des transistors MOS-HEMT. Les transistors précédemment caractérisés électriquement seront modélisés à l'aide du logiciel Synopsys® pour atteindre plusieurs objectifs :

- Comprendre l'impact de la morphologie de la grille sur les propriétés électriques. Pour cela, la morphologie de la grille sera reproduite via le module *Sprocess* en utilisant trois paramètres : la profondeur de gravure (RD), l'angle de gravure (θ) et l'arrondi des coins de gravure (ζ).
- Valider la méthodologie d'extraction en intégrant dans les simulations les mobilités expérimentales déterminées pour chaque région du transistor.

- Aborder l'effet de la compensation du dopage p de la couche dites de « back-barrier » sur les propriétés électriques du MOS-HEMT.

1. Reproduction des architectures de grille sous TCAD

La structure générale du MOS-HEMT ainsi que les modèles physiques généraux ont préalablement été implantés en TCAD lors d'études antérieures à mon travail de thèse. Ici, la structure générale a été adaptée et modifiée pour prendre en compte des variations technologiques de l'étude.

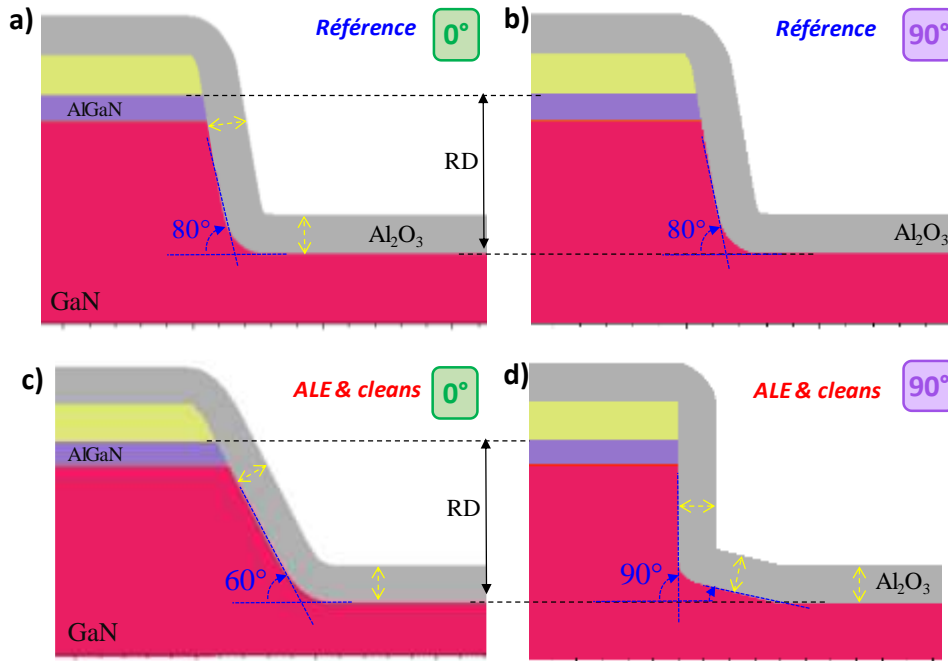


Figure 134 : Morphologies de la grille pour les deux procédés et deux orientations réalisées grâce au module *Sprocess* en se basant sur les images STEM des composants.

La morphologie de la grille des transistors étudiés a été adaptée en utilisant le module *Sprocess* qui permet de simuler les étapes du procédé de fabrication, tels que la croissance épitaxiale des couches de GaN, AlN, AlGaN, l'ajout de dopants non-intentionnel pendant la croissance, mais aussi de simuler la gravure de grille, le dépôt d'oxyde, ainsi que la création des contacts et plaques de champs, comme l'illustre la Figure 20. En Figure 134, la morphologie mesurée par les images STEM a été reproduite en TCAD en veillant à conserver l'uniformité de l'oxyde autour de la grille (même épaisseur) et les longueurs caractéristiques du transistor dont $L_{G,bot}$ et L_T . L'effet de l'arrondi de l'angle (paramètre ζ) a également été implémenté, comme l'illustre la Figure 135, afin de reproduire au plus proche la morphologie réelle des composants.

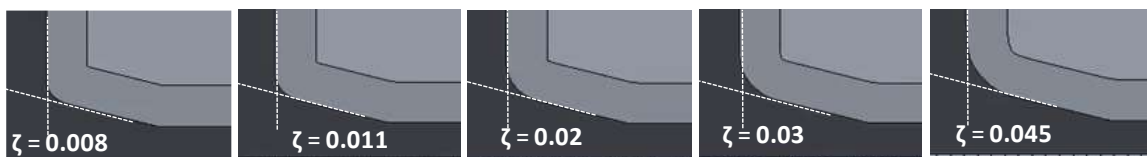


Figure 135 : Variation du paramètre de l'arrondi de l'angle (ζ) sur la morphologie du procédé ALE & cleans pour l'orientation de 90°.

2. La simulation physique des MOS-HEMT

La simulation physique des MOS-HEMT présente des enjeux et requiert des étapes de vérification, ainsi que l'adoption de certaines hypothèses. Premièrement, la morphologie modélisée sous TCAD doit reproduire fidèlement les structures étudiées, comme nous l'avons présenté précédemment. De plus, les modèles physiques doivent refléter avec précision les mécanismes opérant dans les transistors. En particulier, la résistance du gaz d'électrons bidimensionnel ($R_{2\text{DEG}}$) doit être en accord avec les extractions expérimentales, ce qui implique que la mobilité ($\mu_{2\text{DEG}}$) des électrons soit intégrée et que les charges de polarisation soient conformes à celles déterminées dans les chapitres 2 et 3, afin d'obtenir la densité d'électrons appropriée (n_s). D'autre part, les mobilités dans le canal de la grille, c'est-à-dire celle des flancs (μ_T) et du fond (μ_{bottom}), doivent également être intégrées dans les simulations. La densité des électrons autour de la grille (N_{ch}) dépendra de l'épaisseur de l'oxyde (t_{ox}), laquelle doit être conforme, ainsi que des dopants et des charges présentes. En effet, comme indiqué précédemment, nos composants présentent une couche de dopage p, appelée « back-barrier » sous la grille, induisant divers effets. Premièrement, la question de l'activation des dopants se pose, car certaines études semblent démontrer leur activation complète (structure « normally-off ») alors que dans l'étude du 2DEG (« structure normally-on »), une activation de seulement 10% a été observée [128], [101]. Afin de reproduire les résultats expérimentaux, une activation de 100% a été considérée, nécessitant un calibrage précis des charges de polarisation du 2DEG pour obtenir la densité d'électrons adéquate (n_s). Deuxièmement, une activation complète des dopants implique une compensation au niveau de l'interface Oxyde/GaN, ce qui pose également des défis. En raison de la proximité de ces dopants avec la grille (quelques dizaines de nanomètres) et des phénomènes de diffusion qui peuvent conduire à un contact, la compensation devient complexe car elle devrait théoriquement dépendre du champ électrique, lequel varie en fonction de la zone autour de la grille (flancs non dopés versus dopants sous la grille mais zone de diffusion). Ainsi, cette partie présente les enjeux et les hypothèses utilisées pour simuler au plus près de la réalité les composants MOS-HEMT, dans l'objectif final de valider les extractions de mobilités et les effets de morphologie observés expérimentalement.

a. L'enjeu de la simulation du dopage p de la « Back-Barrier »

Les transistors étudiés présentent une couche dite Back-Barrier (p-GaN) sous la grille située à 100nm du 2DEG. La profondeur de grille ayant été mesurée à hauteur de 120 nm et 130 nm pour respectivement le procédé de *Référence* et *ALE & cleans*, on en déduit que la grille est située à l'interface entre l'oxyde et la « Back-Barrier » pour le procédé de *Référence* et est située à 10nm de la barrière pour l'autre procédé. En TCAD, le profil de dopants de cette « Back-Barrier » peut être considéré abrupt ou en considérant une gaussienne afin de s'approcher du cas réel. Dans le cas de la gaussienne, il a été reporté une diffusion des dopants allant jusqu'à 50nm [101]. Ainsi, la grille est dans le p-GaN quel que soit le procédé de gravure. Ici on a considéré un profil de diffusion des dopants de l'ordre de 12nm, comme l'illustre la Figure 136.

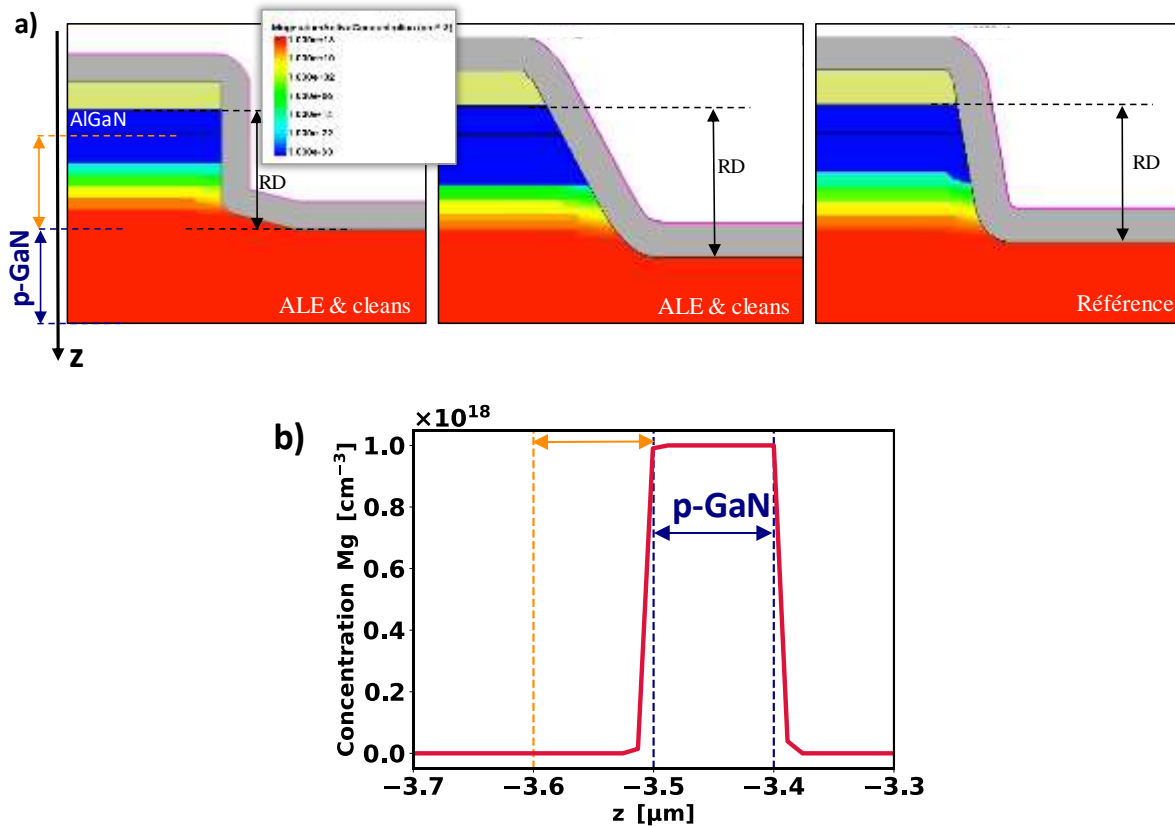


Figure 136 : a) Profil de magnésium de la couche p-GaN pour les trois morphologies. b) profil de Mg en coupe selon z.

▪ **Impact de l'angle et de sa courbure sur le contrôle électrostatique sans compensation**

Si l'on ne prend pas en compte la compensation à l'interface Oxyde/p-GaN, l'effet des dopants p magnésium est surestimé. En effet, des simulations ont été effectuées en considérant un profil de Mg de type gaussien avec une activation à 100% pour une concentration de $1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$. La Figure 137 présente les résultats de ces simulations $I_{DS}(V_G)$ effectuée sous TCAD et réalisées pour une tension de drain $V_D=0.5V$. Des profondeurs de gravure identiques entre les deux graphiques a) et b) ont été considérées afin de permettre une comparaison de l'effet de l'angle sur les paramètres de la tension de seuil (V_{TH}) et de la pente sous le seuil. Ainsi, la Figure 137-a est représentative de la gravure de *Référence* avec un angle de 80° mais une profondeur ici de 130nm, afin de pouvoir comparer les effets avec la gravure *ALE & cleans* de $RD=130\text{nm}$ mais avec l'angle de 60° en Figure 137-b. On remarque un déplacement des courbes vers les tensions positives en raison de l'absence de compensation du dopage p. On observe également que, plus le paramètre de l'arrondi ζ est petit, plus le déplacement des courbes vers les tensions positives de V_G est marqué. En revanche, la pente sous-seuil se détériore.

En Figure 138, les bandes de conduction pour le procédé *ALE & cleans* pour l'orientation 0° sont tracées en fonction de z, qui représente la longueur du pourtour de la grille. Des pics correspondant aux coins des grilles sont observés, confirmant l'hypothèse d'un contrôle électrostatique à ces endroits précis. Ce contrôle peut s'expliquer en simulation par un plus grand couplage capacité au niveau du coin en raison de la difficulté de réaliser une conformité parfaite de l'angle sous TCAD. Enfin, si on compare les caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ simulées, avec

les mesures, les effets, notamment sur la pente sous le seuil (SS) et la tension de seuil, sont largement surestimés.

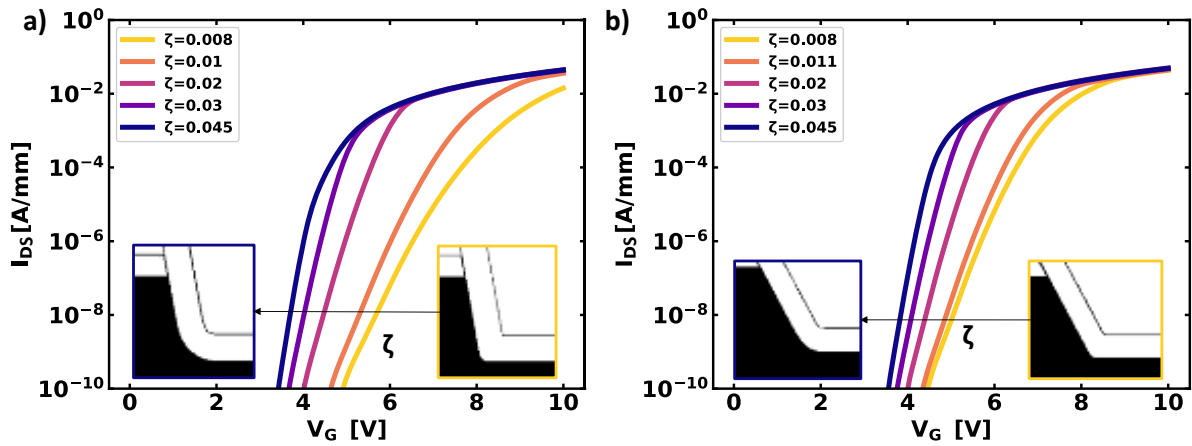


Figure 137 : Simulations TCAD des courants $I_{DS}(V_G)$ à $V_D=0.5V$ pour un RD de 130nm et pour des ζ variant l'arrondi de 0.008 à 0.045 avec a) le cas pour un angle de gravure de 80° et b) pour une angle de 60°.

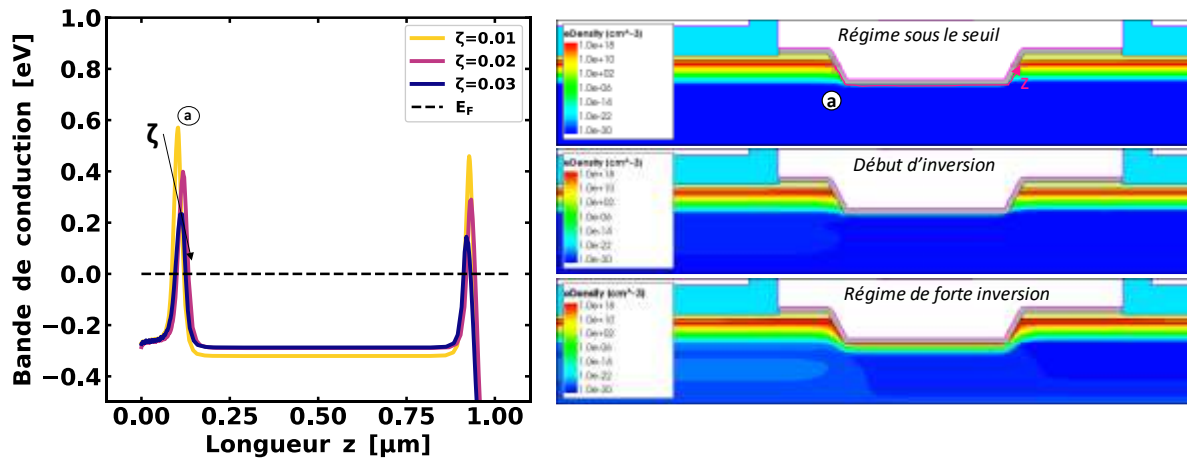


Figure 138 : Bandes de conduction en fonction de la longueur z du pourtour de grille pour la condition V_G telle que $I_{DS}=10^{-10}$ A/mm, en TCAD, et ce pour différentes valeurs du paramètre ζ pour l'ALE & cleans à 0°. A droite, densité d'électrons pour le cas $\zeta=0.001$ pour les différents régimes de fonctionnement.

▪ **La simulation du dopage p dans nos composants**

Pour pallier ces enjeux, une solution acceptable pour simuler le dopage a été mise en place en considérant une concentration de dopants activée à 100%, soit une concentration de $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, et en ajoutant une charge d'interface (σ_{comp}) à l'interface GaN/Oxyde afin de correspondre au régime de diffusion (échelle log.) des courbes expérimentales, comme illustré en Figure 139. La valeur de cette charge pour chaque morphologie est rappelée dans le tableau en Figure 139, et est comprise entre $6.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $6.6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour les gravures plus profondes. Afin de vérifier le contrôle de la grille avec la charge de compensation, les bandes d'énergies de conduction sont tracées en Figure 140 pour les trois variations de morphologies. On observe une adéquation entre le décalage Δ sur les courbes $I_{DS}(V_G)$ entre les deux procédés ALE & cleans et la Référence à 0° d'orientation du canal, et les pics de la bande de conduction (E_c). D'après le tracé des bandes en fonction de la longueur z , qui correspond au périmètre du

pourtour de grille entre le 2DEG côté source et le 2DEG côté drain (Figure 26), le pic est atteint au niveau du coin de la grille. Concernant le cas particulier de l'orientation à 90° pour le procédé *ALE & cleans*, deux pics sont présents (a) et (b). Au regard de la valeur de la coordonnée z , il semble que c'est le second angle (b) qui contrôle ici la grille, et il est équivalent à un angle graduel (très peu abrupt), ce qui semble confirmer la pente sous le seuil réduite et la faible tension V_{TH} . Ces observations sont confortées par le tracé de la densité d'électrons pour les différents régimes en Figure 142.

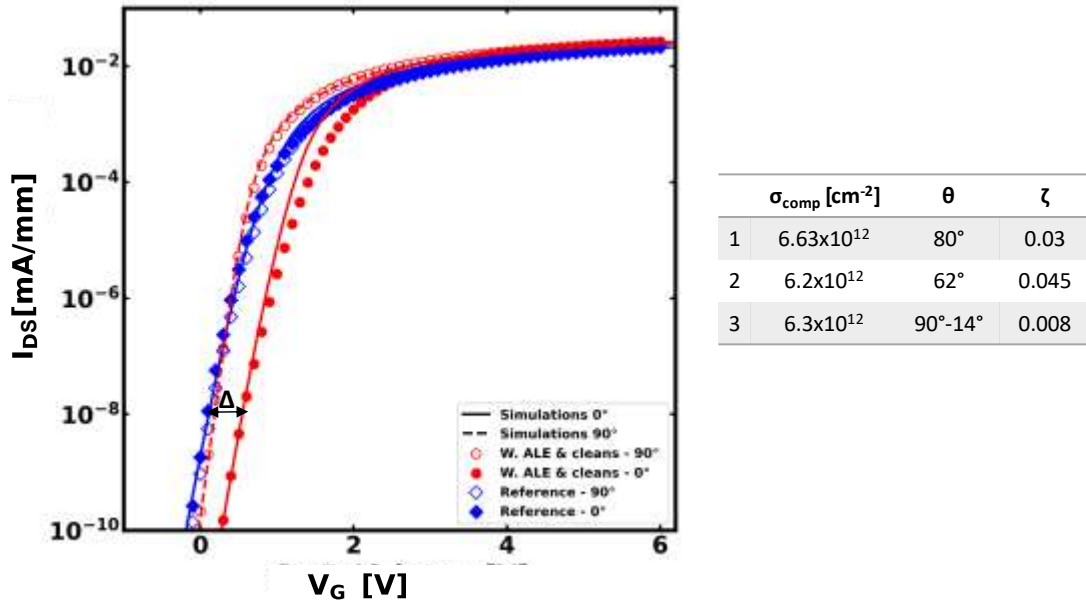


Figure 139 : Résultats des simulations TCAD en considérant une charge de compensation pour correspondre en échelle logarithmique aux caractéristiques $I_{DS}(V_G)$.

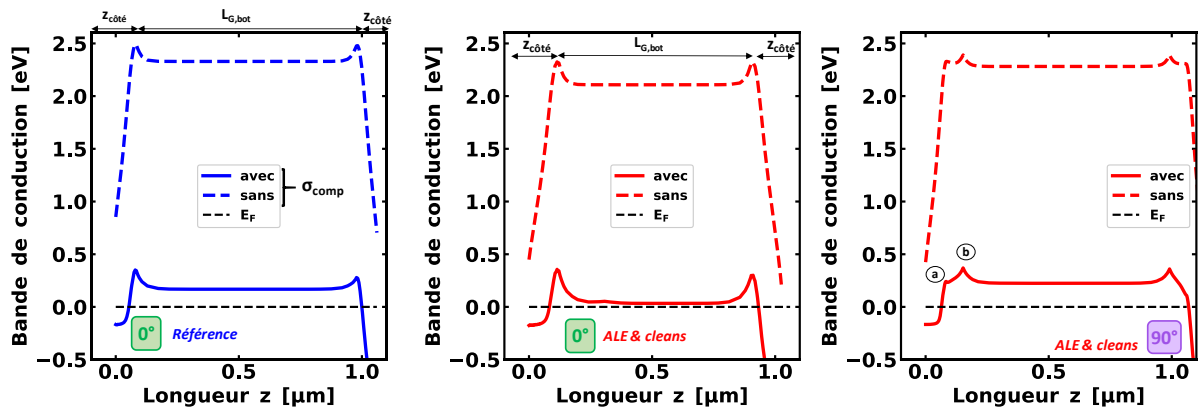


Figure 140 : Bandes de conduction (E_c) en fonction de la longueur z correspond au périmètre de la grille. Et ce pour les trois morphologies de grille extraite à la tension V_G pour laquelle $I_D = 10^{-10}$ A/mm dans le cas d'une compensation à l'interface Oxyde/GaN.

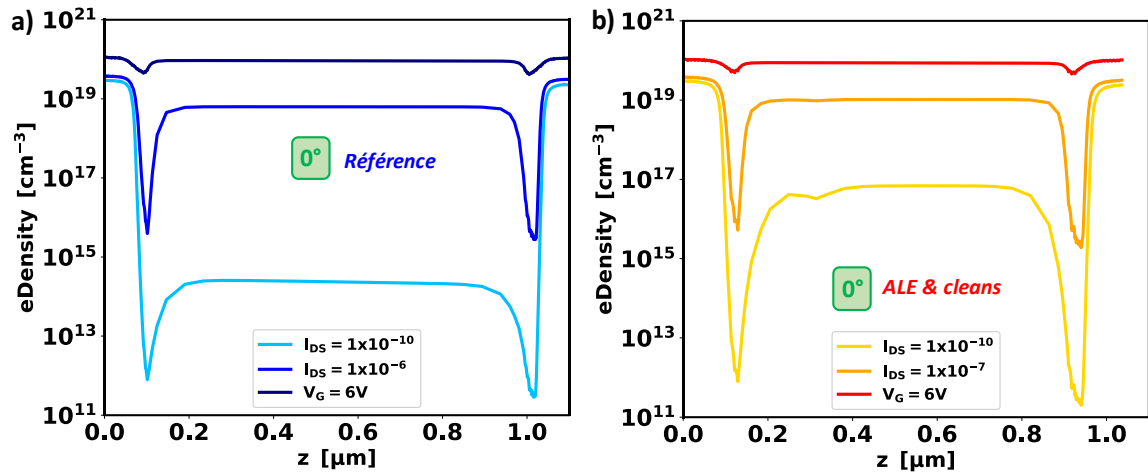


Figure 141 : Densité d'électrons autour de la grille (z), extraite de TCAD, pour différents niveaux de courants, et pour les deux procédés de gravure à l'orientation 0° .

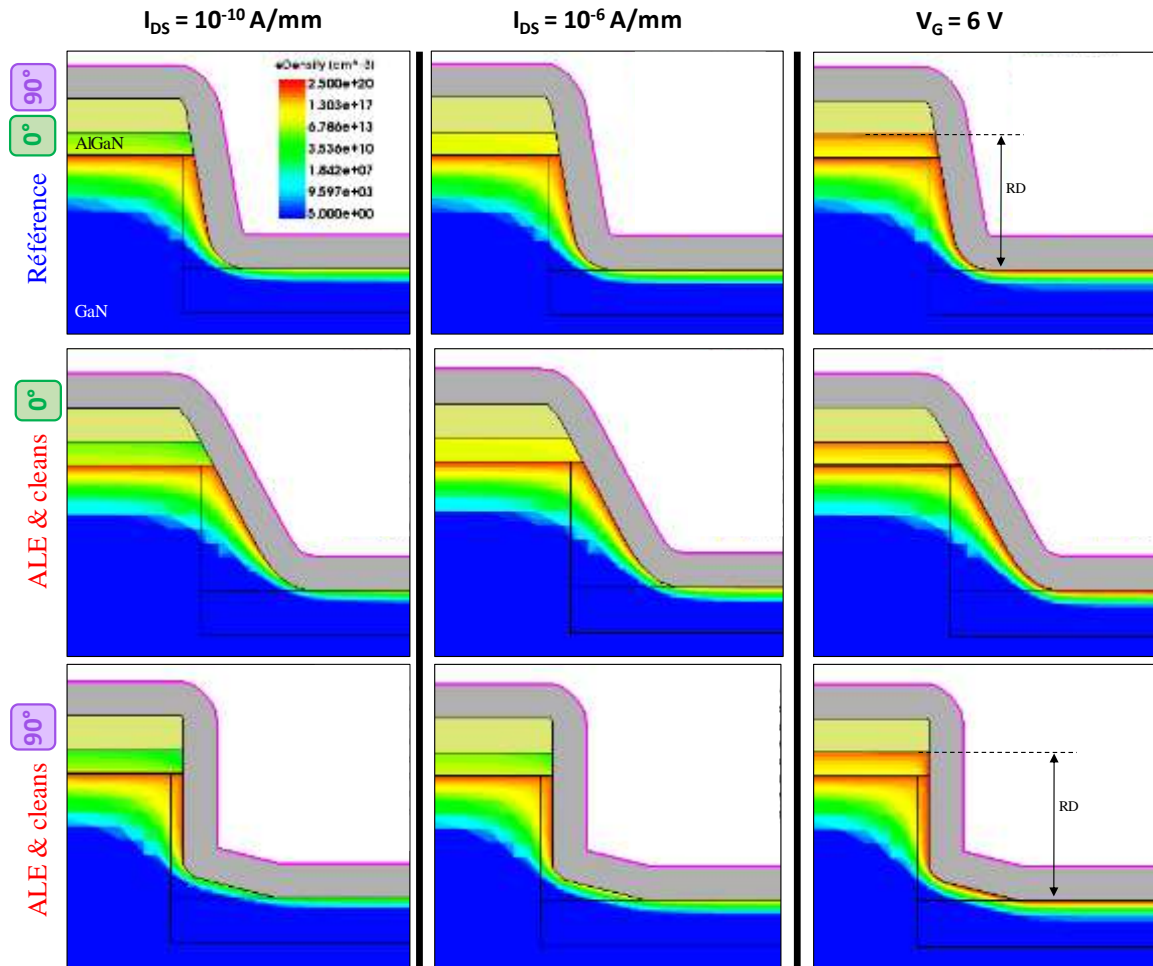


Figure 142 : Densité d'électrons en fonction du niveau de courant (I_{DS}), pour les trois morphologies de grille (en considérant la charge de compensation)

▪ *La compensation propre au dopage p ?*

Comme présenté précédemment dans la chapitre 1 (Figure 27) et comme le montre les courbes simulées (Figure 137) avec TCAD en comparaison aux mesures expérimentales (Figure 116), l'effet du dopage p de la barrière a un effet surestimé : $V_{TH} > 3V$ au lieu de $V_{TH} < 1V$, de même que sur le régime sous-seuil avec une trop grande dégradation du SS. Dans cette partie, on s'intéressera à déterminer si cet effet est propre au dopage p. Pour cela, la couche dopée de type p sera remplacée par un dopage de type n pour lequel le taux d'activation est mieux maîtrisé. L'objectif sera ainsi de vérifier l'activation des dopants, et si tel est le cas de déduire de la nécessité d'une charge de compensation ou non. Pour cela, des composants avec une barrière dopée de type-n ont été étudiés. Ces composants se distinguent par une barrière épaisse de $1\mu m$, et une gravure de grille d'une profondeur de 350nm entourée de dopage n-GaN, localisé au niveau des accès à 100nm de distance du 2DEG. Ces composants présentent des variations en termes d'épaisseurs d'oxyde (t_{ox}) de 20nm, 40nm et 60nm, et de concentrations en dopants silicium, avec un cas témoin non dopé (GaN: NID) et d'autres avec des concentrations de $5 \times 10^{16} cm^{-3}$, $2 \times 10^{17} cm^{-3}$, et $5 \times 10^{17} cm^{-3}$ en silicium. L'empilement étudié est illustré en Figure 143.

Des mesures $C_G(V_G)$ ont été effectuées sur des structures de type Van der Pauw ($200\mu m \times 200\mu m$), en configuration "Normally off", à une fréquence de 1 kHz, et sur une plage de tension V_G allant de -4 ou $-2V$ à $6V$. Les résultats sont présentés en Figure 144-a. On observe une augmentation de la hauteur de la capacité de déplétion $V_G \in [-4V, 0V]$, lorsque la concentration en dopants donneurs augmente, ce qui est cohérent avec la diminution de la longueur de déplétion.



Figure 143 : Empilement et structure de type Van der Pauw.

Des simulations 1D Poisson-Schrödinger ont été menées pour vérifier l'effet théorique attendu du dopage n sur les caractéristiques $C_G(V_G)$ et pour évaluer la présence ou non d'un effet de compensation, comme observé dans le cas du dopage p. Un empilement Oxyde/n-GaN a été simulé en considérant différentes épaisseurs d'oxydes (20nm, 40nm et 60nm) afin de reproduire les niveaux de capacité expérimentaux et les tensions de bande-plate (V_{FB}). L'épaisseur du GaN de type-n a été fixée à 800nm pour atteindre la condition de champ nul dans la simulation. Le silicium a été défini comme étant complètement activé, et la concentration utilisée correspond à celle indiquée pour le silicium implanté. Le modèle d'ionisation incomplète (Cf. Chapitre 2 I-1-b) a été utilisé prenant comme entrée une valeur d'énergie pour le niveau donneur de 0.11eV. Aucune charge d'interface de compensation ni de polarisation n'a été considérée à l'interface Oxyde/n-GaN. Les résultats des simulations des caractéristiques $C_G(V_G)$ pour l'ensemble des composants étudiés sont présentés en Figure 144-b. On observe une bonne corrélation entre les simulations et les mesures électriques, ce qui confirme plusieurs points : i) la dose implantée est cohérente avec celle visée, ii) la dose implantée de silicium est activée à 100%, iii) il n'y a pas d'effet de compensation du dopage n. Il apparaît donc que le phénomène de compensation, tel que démontré précédemment [128], semble être spécifique au dopage p (magnésium).

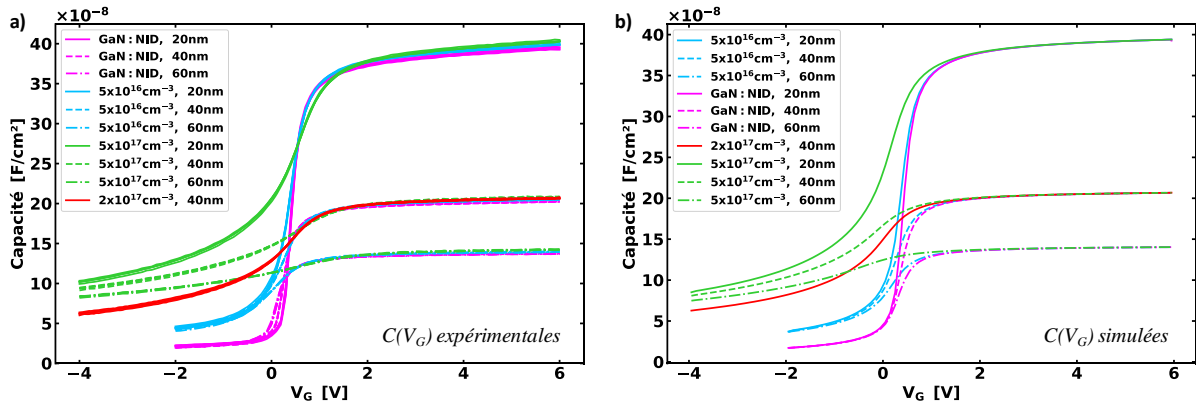


Figure 144 : Caractéristiques $C_G(V_G)$ pour les différents concentrations de dopage de type n dans la barrière et pour différentes épaisseurs d'oxydes avec en : a) les résultats expérimentaux mesurés sur une structure Van der Pauw « normally-off », et en b) les simulations 1D Poisson-Schrödinger.

b. Simulation de la partie HEMT

Les résultats du 2DEG ont également été adaptés dans les simulations TCAD. Les charges d'interface de polarisations calculées précédemment ont été introduites et modifiées pour correspondre à la densité d'électrons (n_s) du 2DEG expérimentale mesurée. En effet, dans le chapitre 2 on a montré que le dopage équivalent activé pour une couche p-GaN à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ était aux alentours de $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Ici pour respecter la valeur de la densité d'électrons du 2DEG, les charges ont été légèrement modifiées. En Figure 145, la densité d'électrons classique «eDensity» a été extraite de la simulation TCAD selon un plan de coupe correspondant à la profondeur dans l'empilement z . La valeur de n_s déterminée est de $7.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, ce qui est cohérent avec l'extraction expérimentale (Cf. Figure 126).

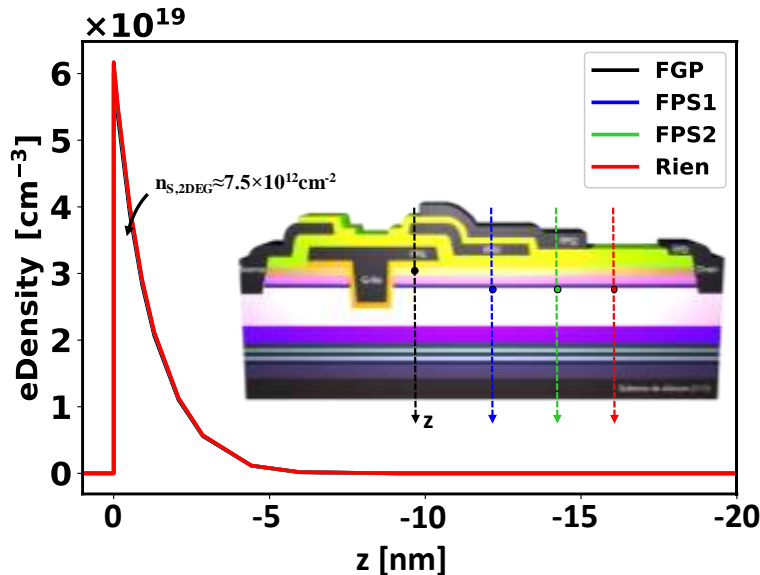


Figure 145 : Densité d'électrons extraite de TCAD selon le plan de coupe en z , sous les différentes plaques de champ (FGP, FPS1, FPS2, rien) à $V_G = -0.05 \text{ V}$.

D'autre part, il est nécessaire d'implémenter la bonne valeur de mobilité du 2DEG ($\mu_{2\text{DEG}}$) afin d'obtenir la résistance du 2DEG mesurée $R_{\square,2\text{DEG}} = 394\text{--}393 \Omega/\square$. Ainsi, pour une valeur de mobilité $2110 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ dans le 2DEG et d'une valeur de n_s de $7.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, la

résistance $R_{\square,2DEG}$ en TCAD est de 394–393 Ω/\square , soit cohérente avec la valeur mesurée expérimentalement à 25°C.

Pour les simulations TCAD, afin de prédire la diminution de la mobilité avec la température, il peut être intéressant de définir un modèle. Ainsi, le gaz d'électron est étudié par split-CV, afin de déduire les mobilités à différentes températures. En raison des effets de mesures comme présentés dans le chapitre 2, tous les composants ont été testés à 25°C, puis un composant différent est testé pour chaque température. Les extractions de mobilités à $V_G=0V$, pour les différentes températures sont présentées en Figure 146. Les coefficients pyroélectriques décrivant les changements de polarisation au sein de l'hétérojonction AlGaIn/AlIn/GaN avec la température sont faibles (Cf. Chapitre 1 II-1-c), il en va de même pour la densité d'électrons qui est dépendante de ces effets de polarisations. Ainsi, un modèle TCAD utilisant le modèle « *constant mobility* » a été implémenté pour décrire le comportement de la mobilité μ_{2DEG} avec la température, pour le cas (a)-ref. Le modèle utilise la dégradation engendrée par les phonons selon l'équation :

$$\mu_{Ph} = \mu_{max} \cdot \left(\frac{T}{300K} \right)^{-\theta} \quad (69)$$

où T est la température de mesure, μ_{max} et θ deux paramètres de calibrations. En Figure 146, on reporte une bonne prédiction du modèle pour expliquer de la dégradation de la mobilité μ_{2DEG} avec la température.

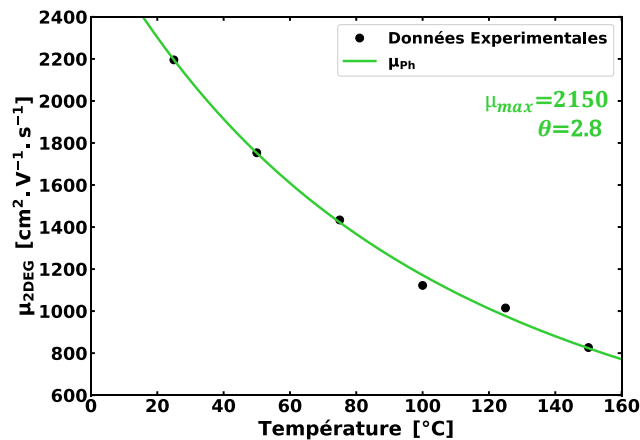


Figure 146 : Mobilité du 2DEG en fonction de la température, calibration du modèle μ_{Ph} sur les données expérimentales de la plaque (a)-ref.

c. Intégration des mobilités du canal dans les simulations

Afin de valider les extractions des mobilités expérimentales, ces dernières ont été implémentées dans les simulations TCAD. Le transistor a été scindé en trois parties pour représenter respectivement les trois régions : la partie du 2DEG (A), la partie des flancs (B) et le fond de la grille (C), comme illustré en Figure 147. Pour chacune de ces régions, un modèle de mobilité constant a été utilisé, prenant comme référence la valeur de mobilité extraite à la tension $V_G= 6V$ (Cf. Figure 130 et Figure 131). La calibration du 2DEG a déjà été abordée dans la partie précédente. Ici, nous nous concentrons sur le canal de la grille. Le choix du modèle constant est très simple, il permet de vérifier directement les niveaux de courants obtenus à

$V_G=6V$ en fonction des longueurs caractéristiques du transistor. Il est toutefois nécessaire de vérifier les niveaux de densité d'électrons dans le canal (N_{ch}), lesquels dépendent de la tension de seuil (V_{TH}), de l'épaisseur d'oxyde (t_{OX}), ainsi que de la charge de compensation (σ_{Comp}). Etant donné que la mesure de capacité sur les flancs indépendamment du fond de la grille n'est pas réalisable il a fallu prendre en compte une hypothèse sur la valeur de N_{ch} . Pour les extractions on avait supposé que cette densité d'électrons était uniforme autour de la grille. En TCAD, les densités d'électrons ont été extraites sur les côtés et le fond de la grille dans le cas avec compensation à l'interface Oxyde/GaN. On a obtenu des valeurs de N_{ch} respectivement de $8.13 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et de $7.96 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, ce qui valide l'utilisation de la charge de compensation à l'interface Oxyde/GaN, et l'hypothèse du N_{ch} constant autour de la grille.

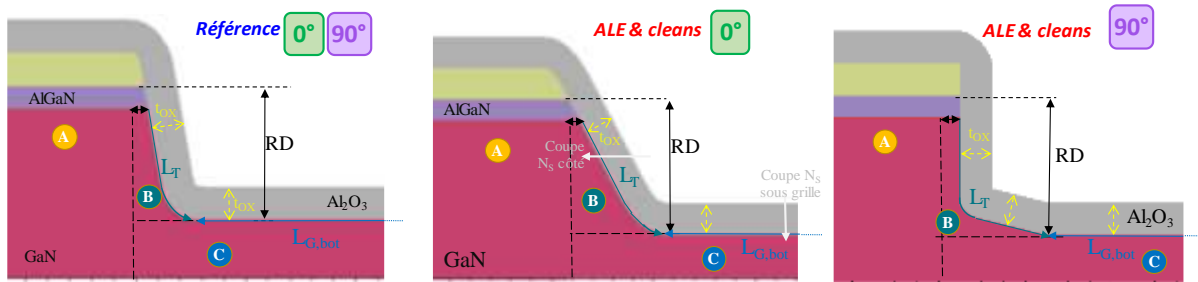


Figure 147 : Illustration des différentes régions du transistor, les pointillées représentent le découpage fait en TCAD pour implémenter les différentes valeurs de mobilité.

3. Validation des résultats expérimentaux par les simulations TCAD

Les résultats des simulations TCAD sont comparés aux mesures expérimentales des caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ pour les orientations de canal $0^\circ/90^\circ$ et pour les deux procédés de gravure dans la Figure 148. Le très bon accord entre les mesures et les simulations pour la *Référence* à $0/90^\circ$ et *ALE & cleans* à 0° , valide la méthode d'extraction de la mobilité proposée et les valeurs de mobilité correspondantes. Pour le cas *ALE & cleans* à 90° , une mobilité de μ_T à $60 \text{ cm}^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ a été implémentée, ce qui est compris dans l'intervalle d'incertitudes liées à la méthode d'extraction sur μ_T et μ_{bottom} ($\mu_T = 46 \pm 11 \text{ cm}^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ et $\mu_{bottom} = 91 \pm 10 \text{ cm}^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$), ce qui valide également les extractions.

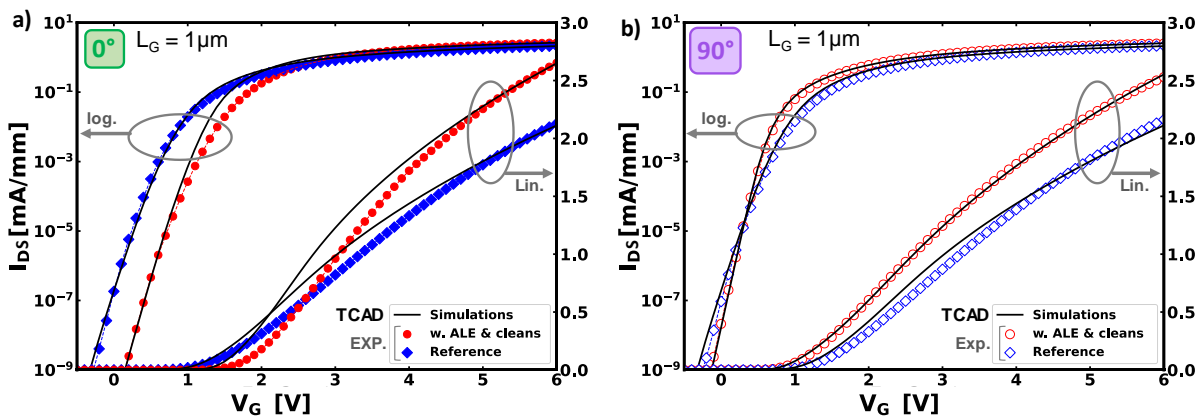


Figure 148 : Comparaison des caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ à $V_D=0.5V$ entre les simulations TCAD et les résultats expérimentaux, et ce pour l'orientation du canal à : a) 0° et b) 90° .

En outre, les résultats des simulations TCAD mettent en évidence l'effet de la morphologie de la grille sur les paramètres électriques tels que sur la tension V_{TH} et la pente sous le seuil SS. Un faible écart entre les simulations et les mesures pour les valeurs V_G sur la plage de tension de 2 à 4V est observé en Figure 148, et est lié au modèle de mobilité constante choisi (mobilité extraite à 6V), qui n'inclut pas la dépendance au champ électrique et au canal d'inversion. Néanmoins, un bon accord (simulations/mesures) est observé pour les différentes courbes $I_{DS}(V_G)$ des transistors, où a été variée uniquement les longueurs de grille L_G de 1, 2, 3, 4, 6, 8, et 10 μm en TCAD, comme indiqué dans la Figure 149.

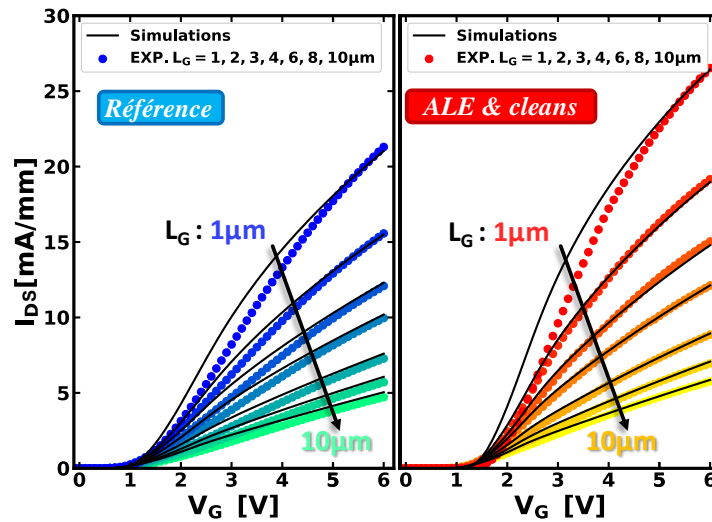


Figure 149 : $I_{DS}(V_G)$ comparaison simulations TCAD et mesures électriques (EXP.) pour les deux procédés de gravure à l'orientation 0° , et ce pour différentes longueurs de grille (L_G) de $1\mu\text{m}$ à $10\mu\text{m}$.

V. Conclusion

En résumé, dans ce chapitre, une analyse comparative a été effectuée sur deux procédés de gravure et de nettoyage, ainsi que sur leurs effets respectifs sur la morphologie de la grille et les performances en régime passant, en fonction de l'orientation cristallographique du canal. Il a été démontré que la séquence de gravure et de nettoyage influence significativement la morphologie de la grille, par des variations notables dans les angles et les profondeurs de gravure observées entre les procédés (images TEM). Par ailleurs, un comportement anisotrope de la morphologie de la grille a été observé pour le procédé de gravure *ALE & cleans*, entre les directions $[1\bar{1}00]$ et $[11\bar{2}0]$. En outre, l'analyse comparative des caractéristiques électriques $I_{DS}(V_G)$ pour les différentes orientations étudiées de 0° à 90° , révèle une amélioration de la résistance à l'état passant (R_{ON}) avec le procédé *ALE & cleans*, ainsi qu'une corrélation entre la morphologie de la grille et la variation de la tension de seuil (V_{TH}) et de la pente sous le seuil (SS).

Une nouvelle méthodologie d'extraction des mobilités du fond et des flancs de la grille a été proposée, permettant d'évaluer distinctement leurs contributions respectives en fonction de la densité d'électrons dans le canal. Il a été constaté que la mobilité est plus élevée au niveau du fond de la grille par rapport aux flancs, quel que soit le procédé considéré. Toutefois, le procédé *ALE & cleans* présente des mobilités nettement supérieures à celles du procédé de *Référence*. En effet, la mobilité au fond de la grille est 30% supérieure à celle du procédé de *Référence* et supérieur de 70% pour les flancs de grille. Cette amélioration des mobilités avec

le procédé *ALE & cleans* se traduit par une réduction de 50 % de la résistance des flancs et de 16 % de la résistance du fond de la grille, conduisant ainsi à une diminution globale de 19 % de la résistance R_{ON} . Ces améliorations sont attribuées à une meilleure qualité de la surface et/ou à une réduction de l'incorporation et/ou de la création de défauts pendant la gravure, en raison de la gravure ALE.

Concernant les orientations cristallographiques du canal à 0° et 90° , aucune variation significative de la mobilité n'a été observée, suggérant que les effets de dégradation intrinsèques à la couche de GaN du canal (tels que les impuretés et les défauts) induits par la gravure sont prépondérants. Cela souligne l'importance du choix de la séquence de gravure dans l'optimisation de la mobilité du canal de grille.

Enfin, les simulations TCAD, en reproduisant fidèlement les morphologies observées expérimentalement, valident la nouvelle méthodologie d'extraction des mobilités et confirment la dépendance des paramètres électriques (SS , V_{TH}) avec la morphologie. Ces résultats ouvrent la voie à une analyse approfondie des dispositifs de puissance à grille gravée en GaN, et à d'autres optimisations de procédés.

Chapitre 5 : Impact de la profondeur de gravure de la grille sur les performances électriques du MOS-HEMT

Les MOS-HEMT en GaN sont développés pour atteindre une faible résistance à l'état passant tout en conservant un comportement «normally-off» à l'état bloqué [26], mais ils souffrent toujours d'une mobilité de canal dégradée due à la gravure de la grille et à la médiocre qualité de l'interface Oxyde/GaN ($\mu \leq 250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$) [143]. Ce chapitre présente l'effet de la profondeur de gravure comme paramètre d'amélioration des performances du MOS-HEMT. De plus, il aborde les compromis entre la résistance à l'état-passant (R_{ON}), et les courants de fuites en blocage. Ainsi, trois profondeurs de gravures seront étudiées : 50nm, 150nm et 350nm. L'effet de la longueur effective de la grille sera aussi abordé à travers les valeurs de $0.25\mu\text{m}$, $0.5\mu\text{m}$, et $1\mu\text{m}$. La méthodologie d'extraction des mobilités du canal de grille sera réutilisée puis complétée afin de déterminer les contributions des différentes résistances sur la résistance R_{ON} et mettra en avant l'effet de la profondeur de gravure sur la dégradation de la mobilité. Finalement des simulations TCAD illustreront et valideront les conclusions expérimentales ainsi que la méthodologie.

I. Variations morphologiques étudiées

1. Présentations des trois profondeurs de gravure

Dans ce chapitre, des composants MOS-HEMT possédant des variations de la profondeur de gravure de la grille sont fabriqués et étudiés. Ces composants se caractérisent par une couche GaN dopée au carbone (GaN: C) de $1.7\mu\text{m}$ pour prévenir les claquages verticaux, suivie par une couche GaN non intentionnellement dopée (NID) d'épaisseur (t_{ch}) de 400 nm. Dans cette étude, il n'y a pas d'ajout de couche de barrière p-GaN. On retrouve ensuite l'hétérojonction $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ à l'origine du gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG), ainsi que les couches de passivation SiN in-situ et ex-situ. La structure de la grille est fabriquée par gravure sèche des couches AlGaN/AlN/GaN par ICP-RIE, suivie de cycles de gravure ALE. Dans ce chapitre, la profondeur de gravure (RD) est modulée en ajustant le temps de gravure ICP-RIE, menant à trois valeurs de profondeurs différentes : 50nm, 150nm et 350 nm, comme illustrée en Figure 150. Suite à la gravure ICP-RIE/ALE, une étape de préparation de la surface du GaN est effectuée par nettoyage humide avant le dépôt de l'oxyde de grille, ici en Al_2O_3 .

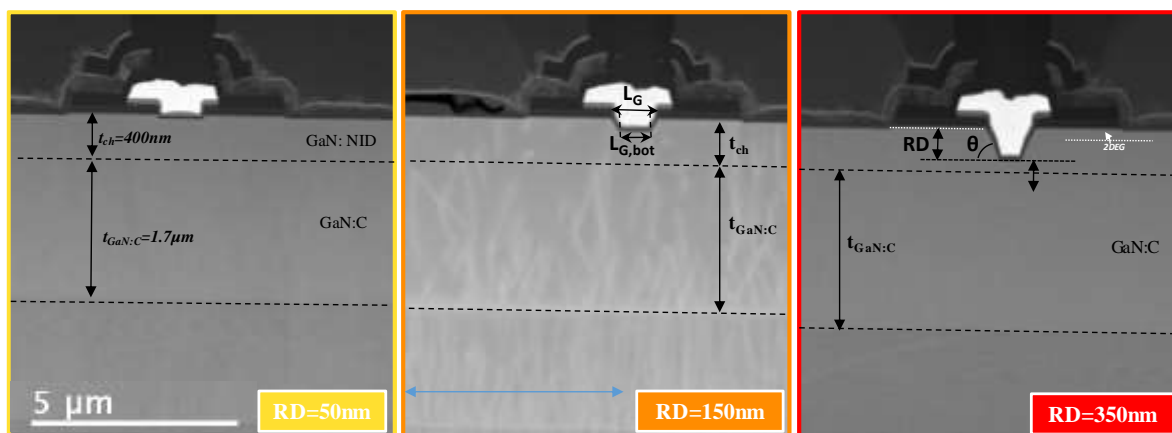


Figure 150 : Images TEM en coupe des trois profondeurs de gravure : 50nm, 150nm et 350nm pour une longueur de grille L_G de $0.5\mu\text{m}$.

La Figure 151 présente des images TEM, illustrant les sections transversales des zones gravées de la grille, correspondant aux trois profondeurs de gravure étudiées ainsi qu'aux trois longueurs de grille (L_G). Les résultats révèlent des variations notables de la morphologie en fonction de la profondeur de gravure, notamment en ce qui concerne les angles de gravure. De plus, des différences significatives sont observées en termes de planéité du fond de grille en fonction de la longueur de la grille. Ces observations mettent en évidence l'impact de la profondeur et de la longueur de grille sur les caractéristiques géométriques des zones gravées.

En effet, pour les profondeurs de gravure de 50 nm et 150 nm, le fond de grille est horizontal et indépendant de la longueur L_G , tandis que pour la profondeur de 350 nm, et spécifiquement à la valeur de L_G la plus grande (1 μm), un effet de courbure appelé « *bending* » apparaît. Cet effet a également été reporté par *Sun et al.*[156]. De plus, pour la profondeur de 350 nm, un changement d'angle de gravure est observé. Cela a été rapporté dans la littérature comme pouvant être probablement dû à un procédé de gravure moins anisotrope favorisant la gravure des flancs, et à la difficulté d'accéder à la partie la plus profonde de la cavité. Cela peut s'expliquer également par un dépôt de polymère pendant la gravure protégeant alors une partie du flanc [156], [157].

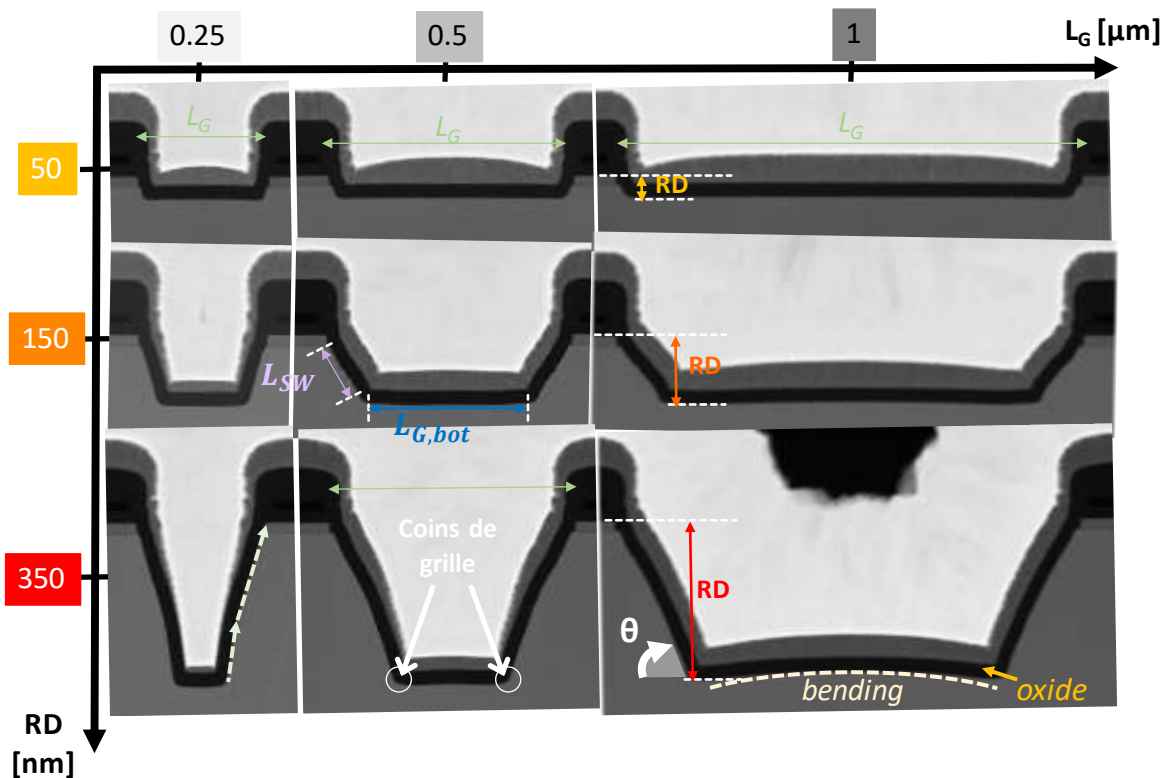


Figure 151 : Images TEM de la grille pour différentes variations de la profondeur de gravure (RD), respectivement de 50nm, 150nm et 350nm et pour trois longueurs de grille : 0.25 μm , 0.5 μm et 1 μm .

2. Détermination des paramètres morphologiques liés à la gravure

Afin, d'évaluer quantitativement les variations de morphologie entre les différentes structures de grille (RD, L_G , angle), mais surtout de pouvoir extraire les différentes contributions de mobilités, des mesures eTilt STEM ont été réalisées sur treize composants par plaque. Ainsi en Figure 152-a), la profondeur de gravure (RD) est mesurée et représentée en fonction de la longueur du fond de grille ($L_{G,bot}$), qui a été extraite selon l'équation suivante :

$$L_{G,bot} = L_G - \frac{2 \cdot RD}{\tan(\theta)} \quad (70)$$

et cela pour les trois longueurs d'ouverture de grille (L_G) de 0.25 μm , 0.5 μm et 1 μm . On reporte des valeurs de profondeur de gravure (RD) cohérentes avec les valeurs visées, ainsi qu'une diminution non-linéaire de la longueur effective du fond de grille ($L_{G,bot}$) avec la profondeur RD. De plus, il semble que plus l'ouverture L_G augmente et plus les flancs de gravure sont verticaux, ce qui suppose d'une dépendance non-linéaire de l'angle avec L_G . En Figure 152-b, on reporte l'angle de gravure (θ) en fonction de $L_{G,bot}$. On constate en effet que la valeur de l'angle diminue légèrement avec l'ouverture L_G . D'autre part, pour les valeurs de L_G de 0.5 μm et 1 μm , on observe une dépendance non-linéaire de l'angle avec le RD, avec un angle légèrement plus faible pour le RD de 150nm. Pour les profondeurs de 50nm et 350nm ainsi que dans le cas d'un L_G de 0.25 μm , une dépendance linéaire avec L_G est observée, montrant une diminution de la valeur de l'angle pour les profondeurs RD les plus faibles. Les valeurs de profondeurs, d'angles et de $L_{G,bot}$ sont reportées dans le tableau Figure 153. Ainsi, concernant la variabilité des paramètres morphologiques, on note une augmentation de l'écart type de la profondeur RD pour les grandes longueurs de L_G pour la valeur de RD de 50nm et donc également de l'incertitude de la distance $L_{G,bot}$. Le comportement inverse est observé pour la valeur de RD de 150nm. En revanche, peu de variabilité sur l'angle est mesurée.

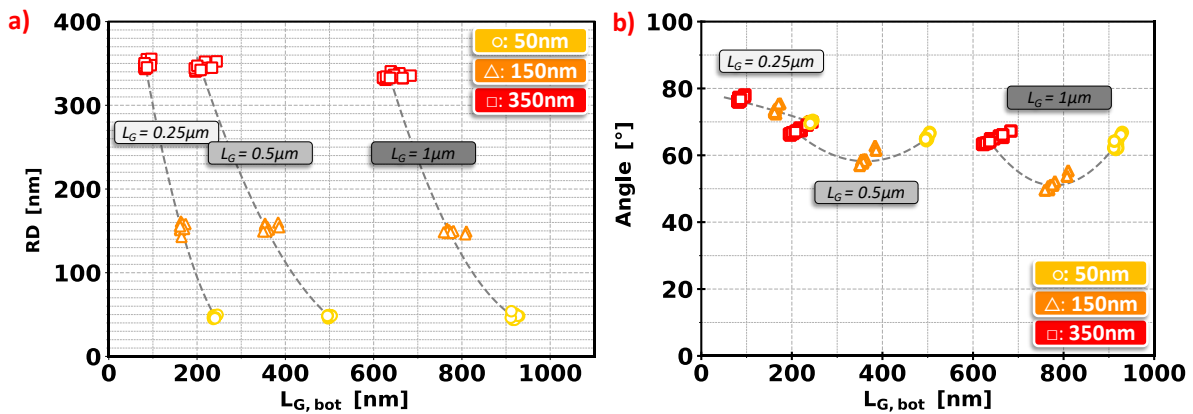


Figure 152 : a) Profondeur de gravure (RD) en fonction de la longueur de grille effective ($L_{G,bot}$) pour les trois conditions de gravure (dimensions basées sur des images eTilt STEM) ; b) $L_{G,bot}$ en fonction de l'angle de la gravure pour les trois profondeurs de grille.

RD cible [nm]	L_G [μm]	RD [nm]		Angle [°]		$L_{G,bot}$ [μm]		L_T [nm]	
		Valeurs	σ	Valeurs	σ	Valeurs	σ	Valeurs	σ
50	0.25	48	1.6	70	0.3	0.2	2.9	23	1.6
	0.5	48	1.1	65	0.7	0.5	2.9	23	1.0
	1.0	48	4.2	63	1.8	0.92	5.6	23	4.0
150	0.25	155	4.9	73	0.9	0.16	3.7	134	4.8
	0.5	152	3.3	58	1.6	0.36	11.1	146	2.8
	1.0	149	1.7	51	1.6	0.77	15.5	156	3.7
350	0.25	347	3.7	76	0.6	0.083	4.9	315	3.4
	0.5	344	3.7	67	1.1	0.21	14.7	346	2.6
	1.0	333	2.7	64	1.2	0.64	19.4	344	3.4

Figure 153 : Tableau récapitulatif des valeurs mesurées de RD, angle, $L_{G,bot}$ et L_T pour les trois valeurs de profondeurs et les trois longueurs d'ouverture. (σ est ici l'écart-type, $\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}$ avec N le nombre de composants testés et \bar{x} la moyenne).

II. Mesures des performances électriques en régime linéaire et en régime bloqué

Les dispositifs sont caractérisés électriquement en régime linéaire et en régime bloqué afin de déterminer l'effet de la profondeur de grille sur les performances électriques, et ainsi déterminer la profondeur de grille optimale qui offre les meilleures performances globales (R_{ON} , V_{TH} , SS, et courant de fuites).

1. Performances en régime linéaire et détermination du R_{ON} à 25°C et 150°C

Les mesures des caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ sont effectuées sur des transistors de longueur de grille (L_G) de 0.25 μm , 0.5 μm et 1 μm pour une tension V_G variant de -1V à 6V et à une tension $V_D=0.5\text{V}$. Ces composants se caractérisent aussi par des longueurs de L_{GD} et L_{SG} de 10 μm et 1 μm respectivement. Les résultats des mesures $I_{DS}(V_G)$ pour l'ensemble des longueurs L_G et des profondeurs de gravure RD sont normalisés par rapport à W_G la largeur des transistors, et reportés pour la température de mesure de 25°C Figure 154-a et à 150°C Figure 154-b.

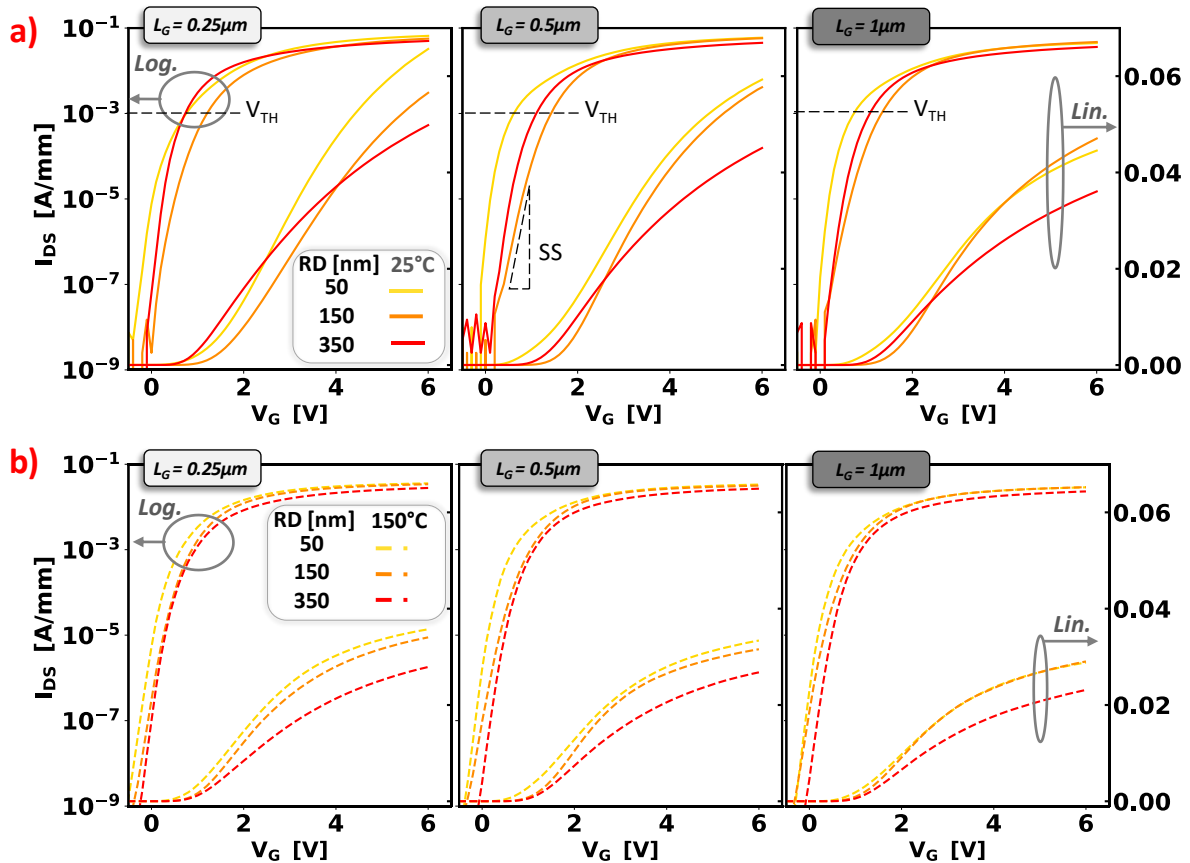


Figure 154 : Courants de drain en fonction de la tension de grille $I_{DS}(V_G)$, pour les trois longueurs de grille (en échelle log/lin, médiane sur 8 puces) ; a) à 25 °C et b) à 150 °C.

A 25°C, peu d'effets sur le régime sous le seuil (SS) et sur la tension de seuil (V_{TH}) sont observés en fonction de l'ouverture L_G et de la profondeur RD, alors que des variations importantes de la résistance R_{ON} sont mesurées. En effet, il convient que plus la longueur L_G augmente et plus la résistance R_{ON} augmente. En revanche une dépendance plus complexe entre la résistance R_{ON} et des faibles profondeurs de gravure (RD) (50 et 150 nm) est rapportée,

Figure 155. En effet, pour les valeurs de L_G de $0.25\mu\text{m}$ et $0.5\mu\text{m}$, les valeurs des courants mesurés I_D à la tension V_G égale à 6V sont plus élevées dans le cas de la profondeur de 50nm , or ce n'est plus le cas pour la longueur L_G de $1\mu\text{m}$ où la meilleure valeur de courant de drain est obtenue pour la profondeur de 150nm . D'autre part, une signature spécifique est observée pour la profondeur de 350nm avec une valeur du courant I_{DS} plus faible quelle que soit la valeur de L_G . Cet effet peut être lié aux différences de mobilité dans le fond de grille et des différences en termes de longueur de grille effective, définies par la profondeur de gravure. Des tendances similaires sont observées à 150°C .

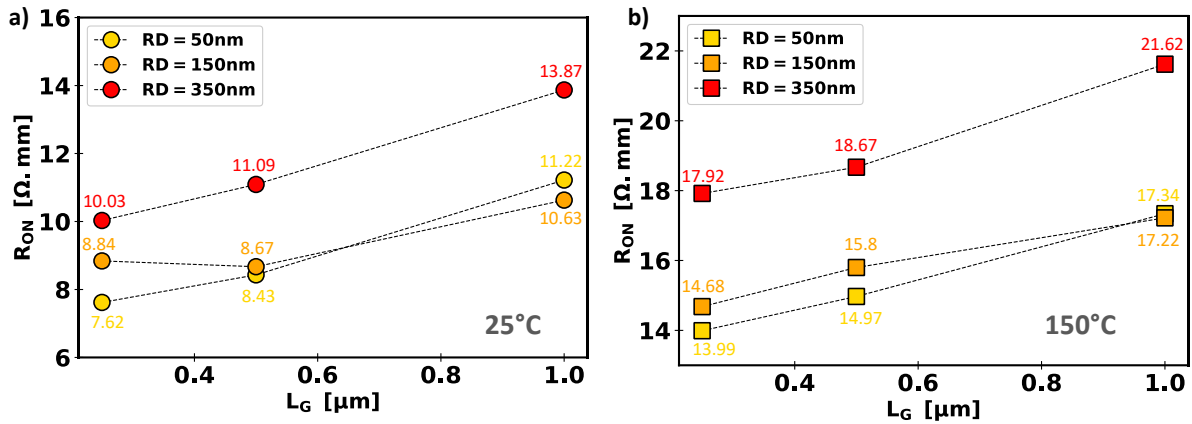


Figure 155 : Résistance R_{ON} à $V_G=6\text{V}$ en fonction de la longueur L_G pour les trois profondeurs de gravure RD , à : a) 25°C , et b) 150°C .

2. Performances en blocage à 25°C et 150°C

Afin de vérifier le compromis entre performances R_{ON} et propriétés en blocage, et ainsi appréhender les limites actuelles des transistors MOS-HEMT, des mesures des courants de fuite en régime bloqué ont été réalisées jusqu'à une tension de drain V_D de 800V . Les mesures sont effectuées sur un banc spécifique adapté à la mesure de hautes tensions avec l'analyseur de paramètre Keithley 2657A HPSMU sur lequel on varie la tension de drain (V_D) de 0 à 800V avec un pas de 10V , et à une tension de grille $V_G = -4\text{V}$. Cette tension de -4V étant nécessaire afin d'avoir un comportement à 100% bloqué dans ce type de conditions de tests agressives. Les courants de fuite de drain (I_D), de la source (I_S), de la grille (I_G) et du substrat ou « bulk » (I_B) sont illustrés, en Figure 156 pour la médiane à 25°C et 150°C , et en Figure 158 pour tous les composants à 150°C , pour toutes les profondeurs de grille RD et à une longueur L_G de $0.5\mu\text{m}$ ¹³.

¹³ La longueur L_G de $0.5\mu\text{m}$ étant une valeur intermédiaire notre choix s'est porté sur cette longueur.

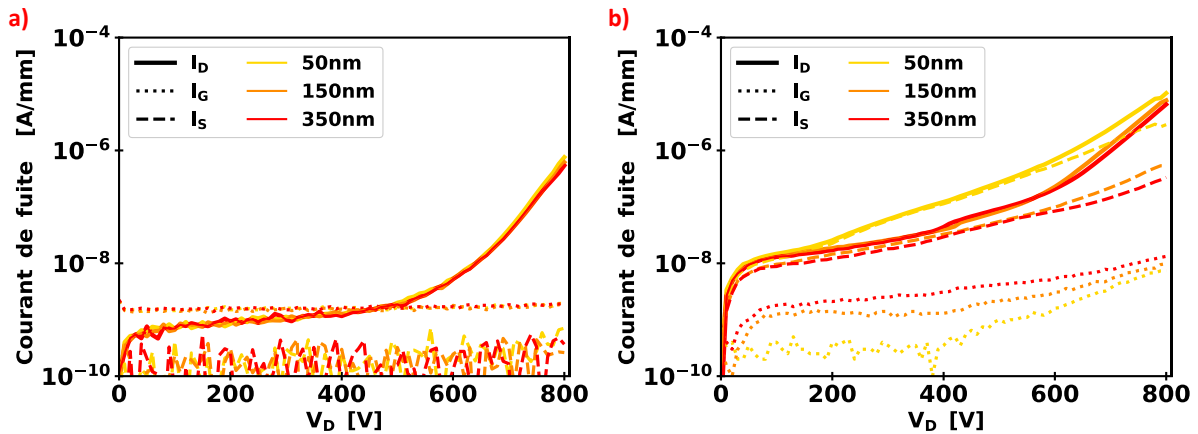


Figure 156 : Courants de fuite mesurés en blocage pour les trois valeurs RD (médiane sur 12 puces) au niveau du drain (I_D), de la grille (I_G) et de la source (I_S) à : a) 25 °C et b) 150 °C (composants avec un L_G de 0.5 μ m)

A 25°C, en Figure 156-a, une faible différence sur les courants de fuite n'est observé entre les différentes profondeurs de gravure. En revanche, à 150 °C, en Figure 156-b et Figure 158-a-c-d, des différences sur les courants de fuites I_D , I_S entre les trois profondeurs RD sont observées à partir de $V_D=200$ V. Tandis que les courants de fuite I_G augmentent avec la profondeur RD, les courants de fuite de source (I_S) diminuent. Cette augmentation de I_G s'observe dès 100V, et l'on constate une légère augmentation de ce courant avec la tension V_D . Cela peut s'expliquer par le fait que la surface effective de la grille augmente, ce qui explique l'augmentation du courant de fuite de grille I_G . On a ainsi, si on trace le courant de fuite de grille en fonction de la profondeur de gravure une relation linéaire, Figure 156-b. Au contraire, le courant latéral de fuite I_S diminue en raison d'une part d'un meilleur contrôle électrostatique de la grille dans une zone plus profonde et d'autre part de la présence de la grille elle-même qui vient bloquer le passage des électrons. Toutefois, on observe une corrélation non-linéaire entre l'augmentation des fuites de source et la profondeur, Figure 156-a.

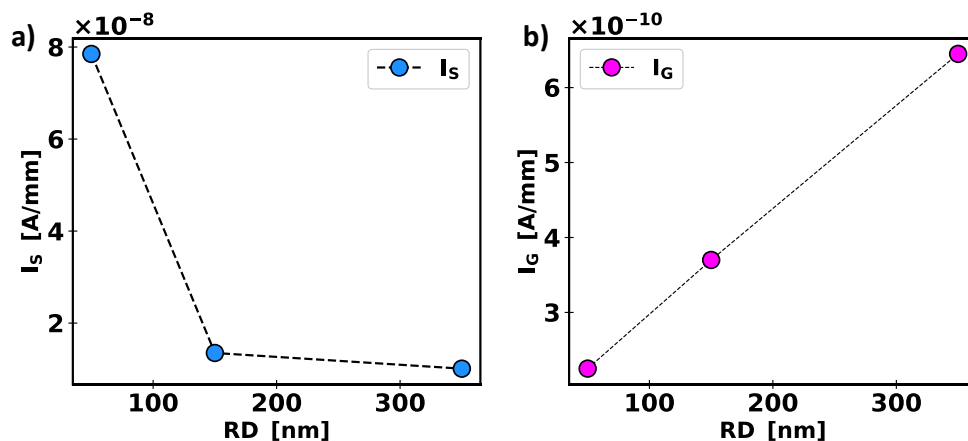


Figure 157 : Courant de fuite de a) source, b) grille ; à 150°C et $V_D=650$ V en fonction de la profondeur de gravure.

Cependant, le mécanisme limitant la valeur du courant de fuite résultant I_D à 25°C comme à 150°C pour une tension de drain V_D de 800 V, représenté en Figure 158-b, est la fuite par le substrat (« bulk »), dont le facteur de dégradation en température ($I_{B,150^\circ C}/I_{B,25^\circ C}$) est de l'ordre de 10 et qui est indépendant ici des paramètres de grille (L_G , RD), dépendance

uniquement de l'épitaxie. A 25°C ces fuites apparaissent aux alentours d'une tension de drain de 500V, quant à 150°C elles augmentent dès 300V.

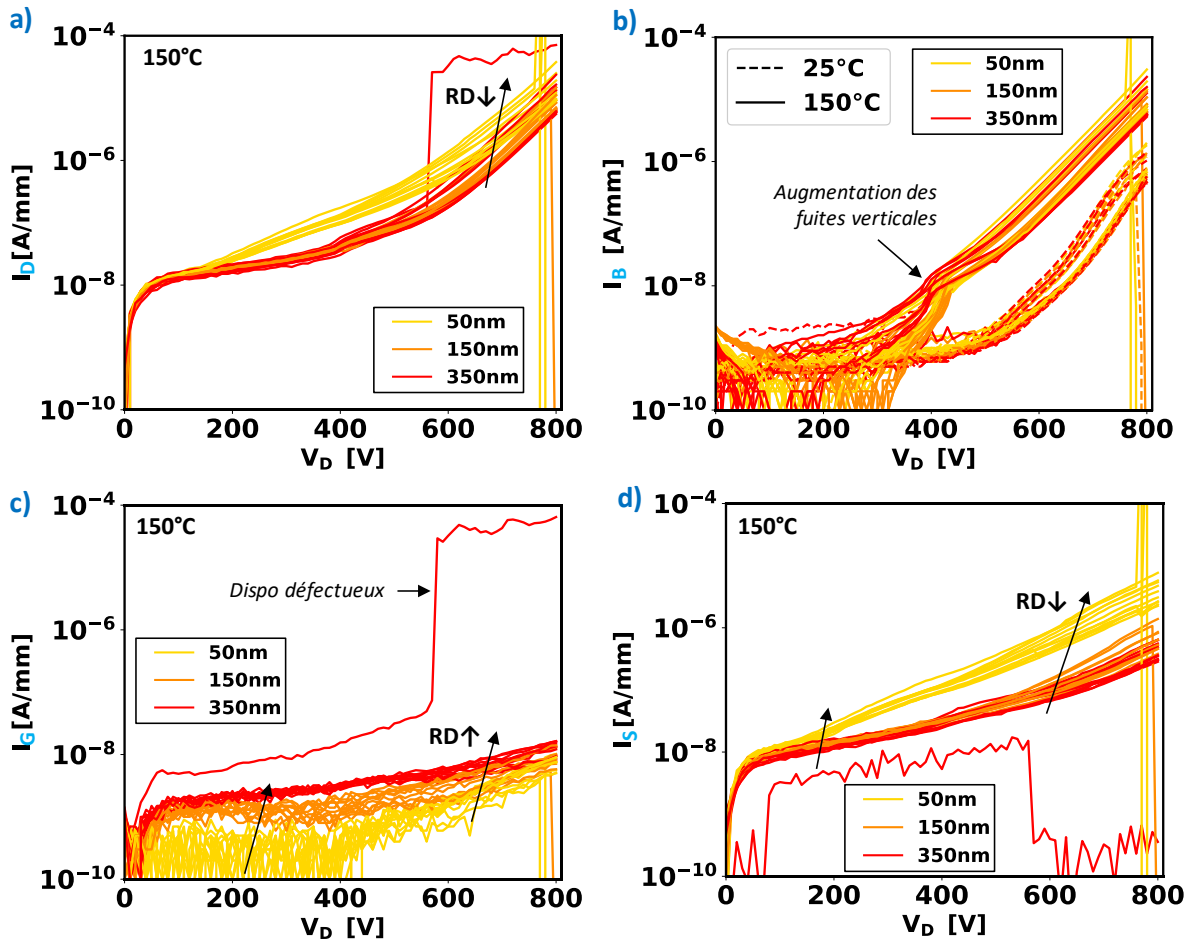


Figure 158 : Courants de fuites: a) de drain (I_D) à 150°C, b) de «bulk» (I_B) à 25°C et 150°C, c) de grille (I_G) à 150°C, et d) de source (I_S) à 150°C pour un L_G de 0.5 μ m.

3. Compromis entre résistance R_{ON} et fuites en régime bloqué

Comme le montre la Figure 159, en considérant les résultats des mesures $I_{DS}(V_G)$ (pour l'extraction de la résistance R_{ON}) et les $I_{DS}(V_D)$ en régime bloqué (pour l'extraction des valeurs de courants de fuites I_G , et I_S pour une tension V_D à 650V) et en comparant les résultats pour les trois profondeurs de gravure et pour une longueur de L_G donnée de 0.5 μ m, un optimum est obtenu pour la profondeur de gravure de 150 nm. En effet, cette profondeur de gravure de 150nm présente une résistance R_{ON} et une valeur de courant de fuite I_G comparable à celles obtenues pour une profondeur de 50nm et une valeur de courant de fuite I_S comparable à celle obtenue pour la profondeur de 350nm.

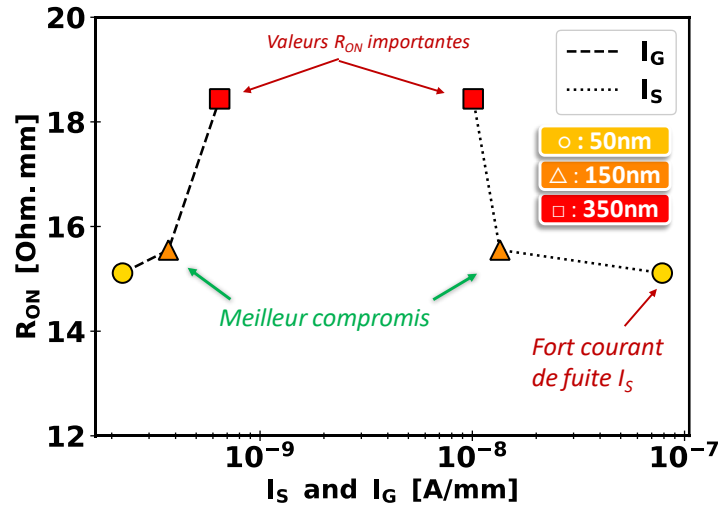


Figure 159 : R_{ON} extrait à la tension $V_G = 6$ V et $V_D = 650$ V en fonction des valeurs de courant de fuite I_S et I_G à 150 °C.

III. Extraction des mobilités du canal de grille à 25°C et 150°C

Afin d'évaluer l'impact de la profondeur de gravure (RD) sur les caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ précédentes et de mieux comprendre la dépendance entre la résistance R_{ON} , la profondeur de gravure (RD) et les longueurs effectives de la grille ($L_{G,bot}$), la méthodologie d'extraction présentée dans le chapitre précédent (Chapitre 4-III) est utilisée. L'objectif visé est ainsi de comprendre pourquoi la profondeur de 150nm offre de meilleures performances en terme de résistance R_{ON} , ainsi que de permettre une interprétation entre l'importante différence de résistance R_{ON} entre les profondeurs de gravure de 150nm et 350nm.

Pour rappel, d'après l'équation 22 (et Cf. Figure 30), la résistance R_{ON} est une combinaison linéaire des contributions de chaque région du transistor. La résistance de contact (R_C) a été mesurée sur des structures TLM et est d'environ 0.25 Ω .mm et 0.3 Ω .mm respectivement à 25°C et 150°C. Dans le cadre des composants utilisés dans cette étude, l'hétérojonction est identique au cas de référence (I) présenté dans le Chapitre 2 (Cf. Figure 62). La résistance du 2DEG ($R_{\square,2DEG}$) est mesurée sur une structure de test Van der Pauw et la mobilité des électrons correspondante est extraite à l'aide de la méthodologie par Split-CV (Chapitre 2-I). Les valeurs de la résistance $R_{\square,2DEG}$ sont mesurées autour de 360 Ω/\square et 880 Ω/\square respectivement à 25°C et 150°C, et la mobilité associée autour de 2140 $cm^2/V \cdot s$ à 25°C et 870 $cm^2/V \cdot s$ à 150°C. Ces valeurs sont du même ordre de grandeur que celles obtenues pour les composants de référence (I) et améliorées par rapport à celles mesurées au chapitre précédent. En effet, cette amélioration s'explique par l'absence ici de la barrière p-GaN qui tend à diminuer la densité d'électrons ($n_{S\{ch\grave{a}pitre\ 4\}} = 7.4 \times 10^{12}$ et ici $n_S = 8.1 \times 10^{12} cm^{-2}$) et à dégrader les valeurs de mobilité. Le facteur de dégradation ($R_{2DEG,150^\circ C}/R_{2DEG,25^\circ C}$) de 2.2 est directement lié à la dégradation de la mobilité en température.

La méthodologie présentée précédemment (Chapitre 4-III) est appliquée afin de déterminer séparément la mobilité du fond de la grille de celle des flancs. La résistance du canal ($R_{channel}$) définie dans l'équation 72, comme la somme de la résistance des flancs et du fond de la grille, est tracée en fonction des longueurs effectives du fond de la grille ($L_{G,bot}$) déterminées par les mesures eTilt SEM (Figure 152 et Figure 153) et ce pour chaque puce. La médiane sur

toutes les puces est présentée en Figure 160 pour les grandes longueurs de grille L_G de $10\mu\text{m}$, $20\mu\text{m}$, $30\mu\text{m}$, $40\mu\text{m}$, $50\mu\text{m}$, et $60\mu\text{m}$, ces composants seront dénommés « L » ; et en Figure 164 pour les plus petites longueurs de grille L_G de $0.5\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ et $2\mu\text{m}$ ¹⁴, ces composants seront dénommés « S ».

1. La mobilité du fond de grille (μ_{bottom})

Afin de négliger les effets indésirables de la morphologie tels que les effets des flancs, de l'angle et l'apparition d'une double pente sur la paroi des flancs de la cavité de la grille, des transistors « L » avec un grand $L_{G,\text{bot}}$ de $10\mu\text{m}$ à $60\mu\text{m}$ sont considérés et caractérisés par des mesures $I_{\text{DS}}(V_G)$ pour les trois profondeurs de gravure (RD) aux deux températures de 25°C et 150°C . A partir de ces mesures normalisées, la résistance R_{ON} est calculée ($R_{\text{ON}}(V_G) = V_{\text{DS}}/I_{\text{D}}(V_G)$). Ici nous avons fait le choix de soustraire directement les contributions des contacts et du gaz d'électrons de la résistance R_{ON} . Ainsi, la résistance R_{channel} est obtenue à partir de l'équation 71 en retirant les résistances d'accès ($R_{2\text{DEG},S}$ et R_C) de la résistance totale (R_{ON}) telle que :

$$R_{\text{channel}}(V_G) = R_{\text{ON}}(V_G) - (2 \times R_C + R_{2\text{DEG},S} + R_{2\text{DEG},D}) \quad (71)$$

avec la résistance R_{channel} qui se décompose sous la forme suivante :

$$R_{\text{channel}}(V_G) = R_T(V_G) + R_{\text{bottom}}(L_{G,\text{bot}}, V_G) \quad (72)$$

La valeur correspondante de la résistance $R_{\text{channel}}(V_G)$ est ensuite tracée en fonction de la longueur $L_{G,\text{bot}}$ pour les différentes valeurs de tension V_G de 1 à 6V, et ce pour chaque puce en considérant ses données morphologiques associées et ses résultats électriques. Par soucis de clarté de représentation, est illustrée en Figure 160 la médiane de la résistance R_{channel} de l'ensemble des composants ainsi que les valeurs médianes des données morphologiques.

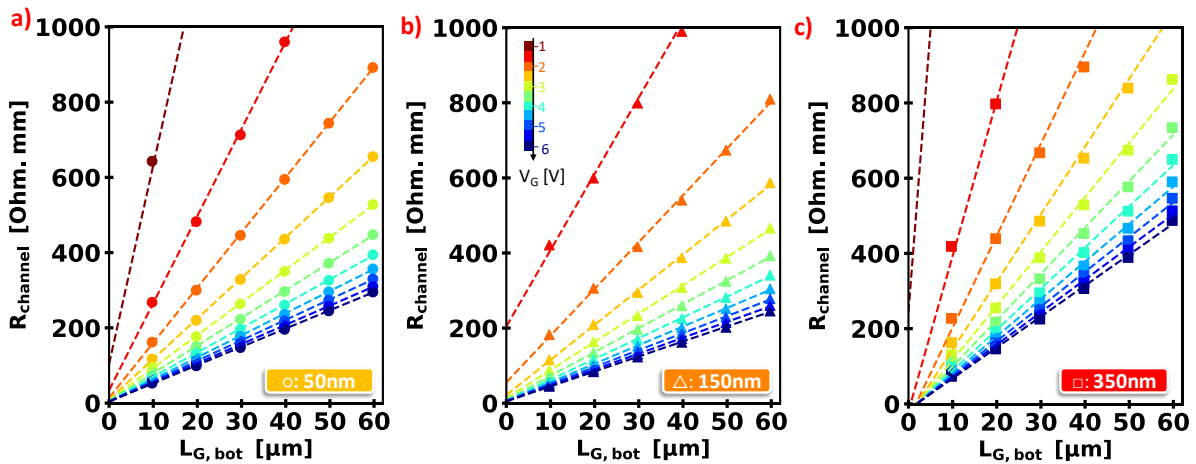


Figure 160 : Résistance du canal (médiane) en fonction de la longueur du fond de grille ($L_{G,\text{bot}}$) pour une profondeur RD de : a) 50 nm, b) 150nm et c) 350nm à 25°C pour une tension V_G variant de 1 à 6V avec un pas de 0.5V.

La résistance de fond de la grille ($R_{\square,\text{bottom}}(V_G)$) est extraite de la pente de la caractéristique $R_{\text{channel}}(L_{G,\text{bot}})$ comme indiqué dans la Figure 127, en fonction de la tension V_G .

¹⁴ Ici on s'affranchit des petites longueurs de grille L_G de $0.25\mu\text{m}$ qui présentent des changements de morphologie comme nous l'avons précédemment illustré sur la Figure 152.

La résistance $R_{\square, \text{bottom}}(V_G)$ est présentée en Figure 161 pour les trois profondeurs et les deux températures. En insert de la figure sont reportées les valeurs extraites à la tension V_G égale à 6V, qui montre une dégradation de la résistance de fond de la grille pour les profondeurs de gravure les plus grandes (350 nm), alors qu'une condition optimale est déterminée pour une profondeur RD de 150 nm, quelle que soit la valeur de la tension V_G .

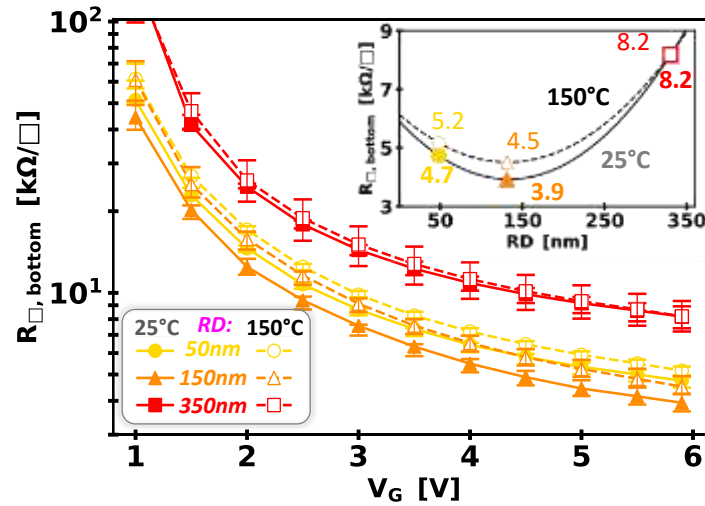


Figure 161 : Extraction de la résistance de canal ($R_{\square, \text{bottom}}(V_G)$) pour les trois valeurs de RD à 25 °C et 150°C, insert : zoom sur les valeurs de $R_{\square, \text{bottom}}$ à la tension V_G de 6 V pour les deux températures et les trois profondeurs de gravures (RD). Les barres d'incertitudes représentent les quantiles de 25% et 75%.

Finalement, la mobilité du fond de la grille μ_{bottom} est déterminée à partir des caractéristiques $R_{\square, \text{bottom}}(V_G)$ précédentes en fonction de la densité d'électrons (N_{ch}) selon l'équation suivante :

$$\mu_{\text{bottom}} = \frac{L_{G, \text{bot}}}{q \cdot N_{\text{ch}} \cdot R_{\square, \text{bottom}}} \quad (73)$$

où q est la charge électronique et N_{ch} la densité d'électrons du canal de grille considéré comme uniforme autour de la grille. Cette densité d'électrons est extraite par des mesures de capacités $C_G(V_G)$ à 10kHz pour les trois profondeurs de gravure (RD) à 25°C et 150°C sur des structures de Van der Pauw à grille gravée de $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ (Cf. Figure 143). Les caractéristiques $C_G(V_G)$ sont présentées, Figure 162, pour les deux températures.

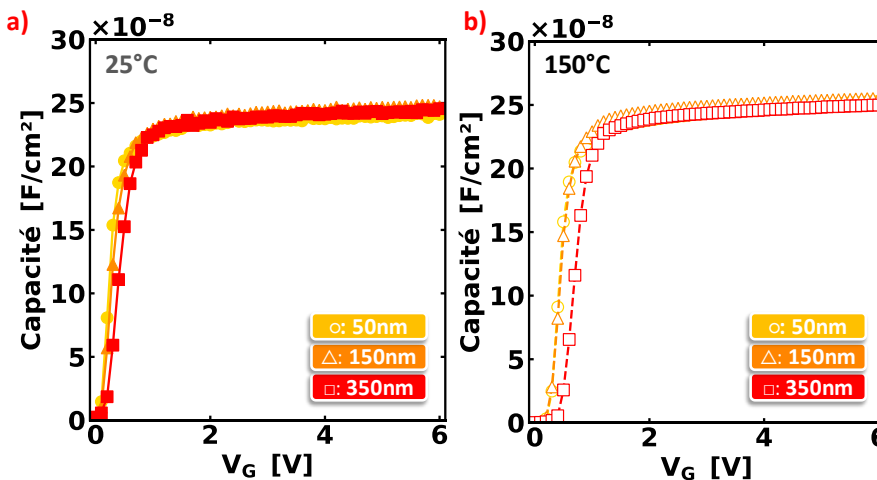


Figure 162 : Mesures $C_G(V_G)$ effectuées sur des structures Van der Pauw à grille $200\mu\text{m} \times 200\mu\text{m}$ à une fréquence de 10 kHz (médiane sur huit composants)

Un comportement similaire est observé pour les trois profondeurs et les deux températures, montrant peu de changement sur la densité de porteurs N_{ch} médiane, mesurée à $8.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $8.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $8.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 25°C et $8.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $8.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, $7.9 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à 150°C pour respectivement les profondeurs RD de 50nm, 150nm et 350nm. La mesure $C_G(V_G)$ confirme aussi que l'épaisseur de l'oxyde est similaire quelle que soit la profondeur de gravure, avec une épaisseur moyenne d'oxyde Al_2O_3 déposée à $33.0 \pm 1.1 \text{ nm}$, $32.1 \pm 1.1 \text{ nm}$, $32.5 \pm 1.3 \text{ nm}$ pour respectivement les trois profondeurs de 50nm, 150nm et 350nm, en considérant une permittivité relative de l' Al_2O_3 , (en considérant $\epsilon_r = 9$) et telle que :

$$C_{OX} = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r}{t_{\text{Al}_2\text{O}_3}} \quad (74)$$

avec ϵ_0 la permittivité du vide égale à $8.85 \times 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$.

En Figure 163, la mobilité de fond de la grille (μ_{bottom}) est représentée en fonction de la densité d'électron N_{ch} , obtenue à partir de l'équation 73, pour les températures 25°C et 150°C . On observe que pour les profondeurs de gravures peu profondes (50/150 nm), la mobilité du fond de la grille est améliorée ($160/189 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ à 25°C et $147/166 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ à 150°C) par rapport à la profondeur de gravure plus profonde de 350nm ($95 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ à 25°C et 96 à 150°C).

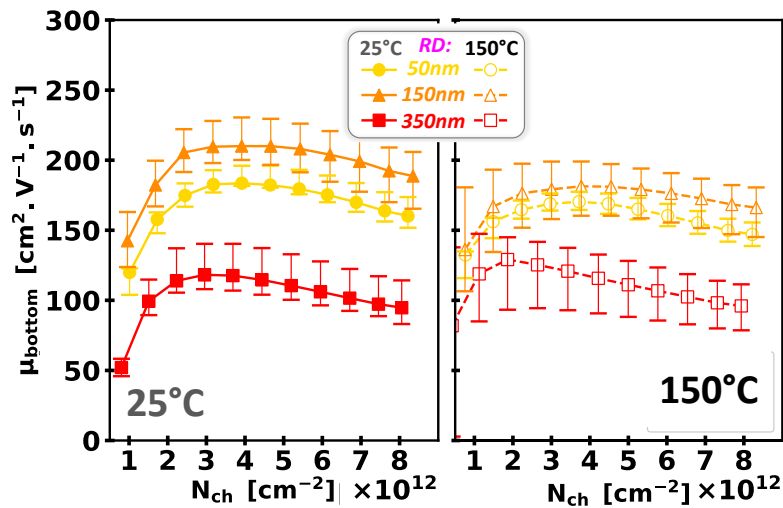


Figure 163 : Mobilité des électrons du fond de grille (μ_{bottom}) en fonction de la densité d'électrons (N_{ch}) pour les trois profondeurs de gravure (RD) à 25°C et 150°C obtenue sur des structures avec de grandes longueurs de grille. Comme précédemment les barres d'erreurs représentent les quantiles à 25% et 75%.

▪ **Extractions avec des faibles longueurs de $L_{G,\text{bot}}$**

Afin de déterminer l'impact des longueurs L_G considérées sur l'extraction de la résistance du fond de la grille, l'extraction pour les grandes longueurs de grille a été comparée avec une extraction de la mobilité du fond de grille pour de plus faible longueurs de grille. On appelle « S », ces composants présentant de faible longueur de grille de $0.5\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$ et $2\mu\text{m}$. Les caractéristiques $I_{DS}(V_G)$ à une tension V_D de 0.5V sont mesurées sur vingt composants, et ce pour chaque variation de longueur de grille et pour les deux températures. La résistance R_{ON} est alors extraite et reportée en fonction du $L_{G,\text{bot}}$ effectif, en Figure 164, pour l'ensemble des profondeurs de gravure et les deux températures.

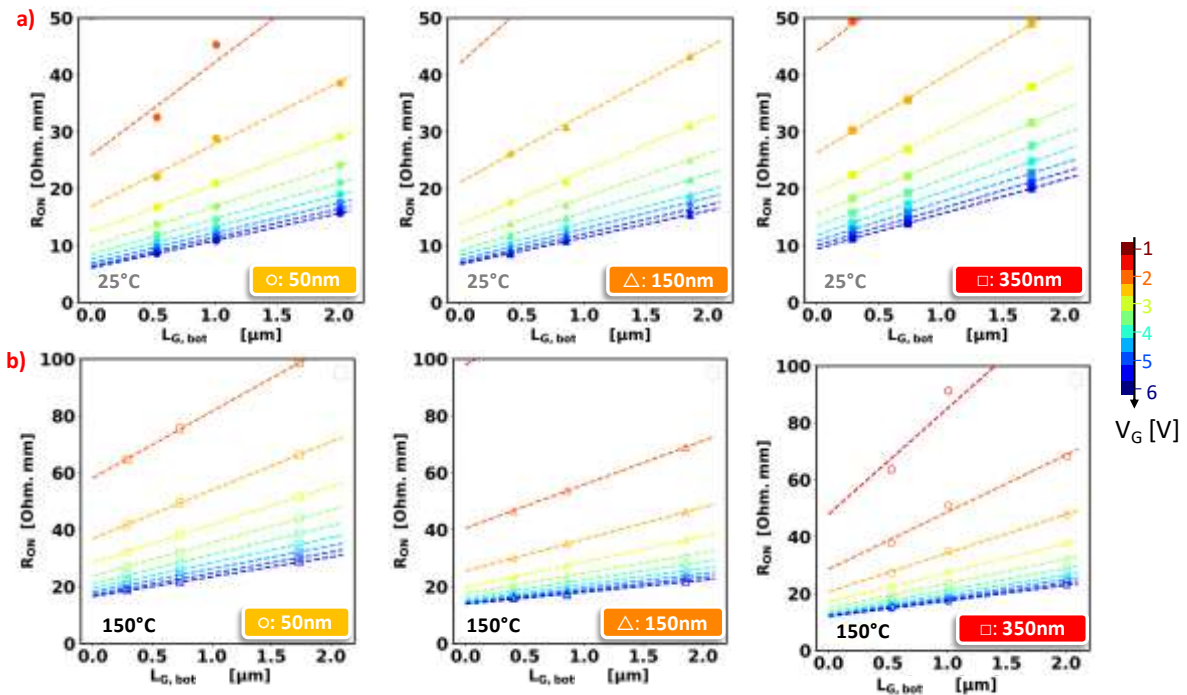


Figure 164 : Résistance R_{ON} en fonction de la longueur $L_{G,bot}$ pour différentes valeurs de tension V_G de 1 à 6V par pas de 0.5V, et ce pour les trois profondeurs de gravure (RD) et aux températures de a) 25°C et b) 150°C.

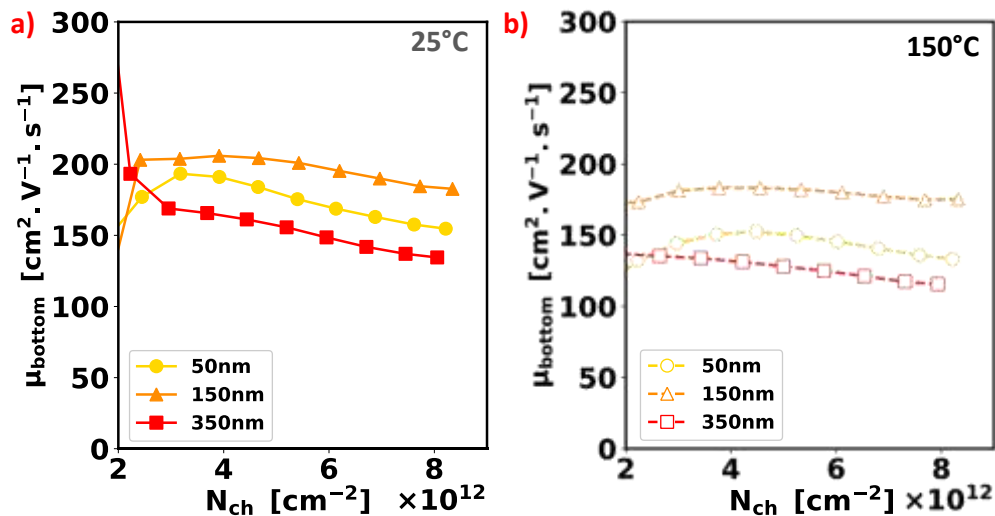


Figure 165 : Mobilité du fond de grille (μ_{bottom}) en fonction de la densité d'électrons (N_{ch}) pour les trois profondeurs de gravure (RD) à 25 °C et 150 °C obtenue sur des structures avec de faibles $L_{G,bot}$

Ainsi, pour des profondeurs de gravure (RD) de 50 nm et 150 nm, quelle que soit la nature des composants considérés, qu'ils soient de type « S » ou « L », les mobilités μ_{bottom} sont identiques. Dans le cas d'une profondeur RD de 350 nm, la variation observée relève de la variabilité des mesures. Toutefois, la tendance générale indique une dégradation plus marquée des mobilités pour un RD de 350 nm, suivie de celle à 50 nm. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer cette absence de tendance claire avec la profondeur: i) les différences peuvent être attribuées aux conditions différentes du procédé de gravure ; ii) la dégradation plus importante à 350 nm peut être liée à la proximité de la couche GaN: C augmentant le mécanisme de rugosité [101], ou à la médiocre qualité du GaN dans les régions les plus profondes [97], ou encore au temps de gravure plus long pour la gravure de 350 nm. En comparant les résultats de mobilité

μ_{bottom} à 25°C et 150°C, on constate que la dépendance en température est faible et inférieure à 15% pour toutes les RD.

RD [nm]	Dispo	μ_{bottom} [cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹]	
		25°C	150°C
50	« S »	160	147
	« L »	155	130
150	« S »	189	166
	« L »	183	175
350	« S »	95	96
	« L »	134	115

Figure 166 : Tableau récapitulatif des extractions de la mobilité μ_{bottom}

2. La mobilité des flancs (μ_T)

Afin d'extraire le comportement de la mobilité des flancs de grille (μ_T) et de déterminer l'effet potentiel de la profondeur de gravure sur cette mobilité, les mêmes composants avec des longueurs de grilles de 0.5 μm , 1 μm et 2 μm ont été étudiés, afin d'avoir plus de précision sur la détermination de la résistance R_T des flancs de grille. Celle-ci, a été déterminée par régression linéaire des mesures de $R_{\text{ON}}(L_{\text{G,bot}})$ présentées dans la Figure 164, à partir de l'ordonnée à l'origine à $L_{\text{G,bot}}$ égale à 0. Les résultats de ces extractions sont reportés dans la Figure 167. On constate une dégradation de cette résistance R_T pour la profondeur de gravure de 50 nm (33.8 k Ω/\square) et des valeurs proches de 9.2 k Ω/\square et 8.3 k Ω/\square à une tension V_G de 6V pour des profondeurs de gravure respectives de 150 nm et 350 nm, à 25°C. Un comportement similaire est observé à 150°C, avec des résistances R_T de 29.5 k Ω/\square , 12.6 k Ω/\square et 10.1 k Ω/\square pour des profondeurs de 50 nm, 150 nm et 350 nm, respectivement. Ces résultats contrastent avec ceux obtenus pour la résistance du fond de la grille, où la résistance la plus dégradée était observée pour une profondeur de 350 nm. Cela souligne l'importance de dissocier le fond de grille des parois latérales et révèle une non-uniformité du procédé de gravure autour de la cavité de grille.

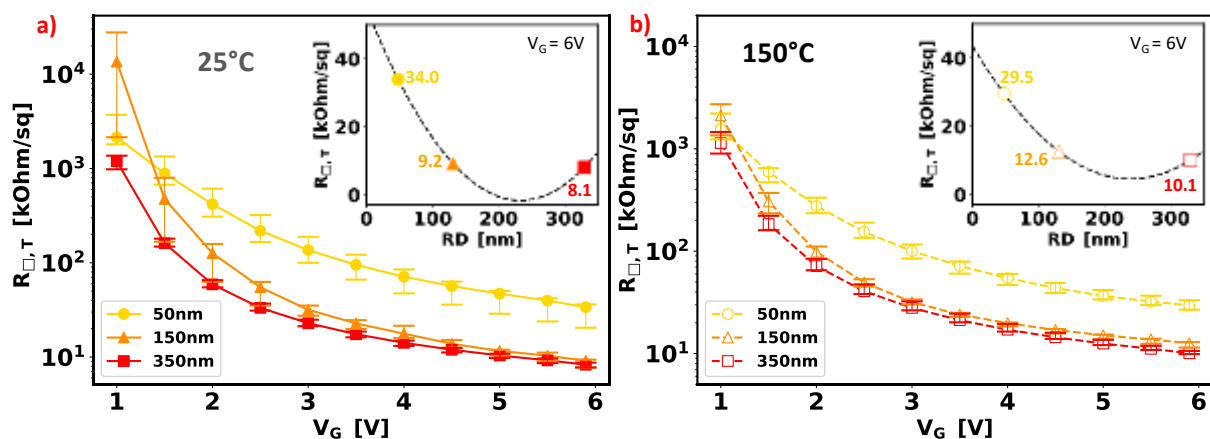


Figure 167 : Extraction de la résistance des flancs de grille ($R_{\square,T}(V_G)$) pour les trois valeurs de RD à : a) 25 °C et b) 150 °C. Les barres d'erreurs représentent les quantiles à 25% et 75%.

Sur la base de l'étude antérieure (Chapitre 4), la mobilité des flancs $\mu_T(V_G)$ est calculée à 25°C et 150°C à partir de l'ordonnée à l'origine des caractéristiques du canal $R_{\text{ON}}(L_{\text{G,bot}})$ à

$L_{G,bot}$ égale à 0 pour l'ensemble des profondeurs de gravure, conformément à l'équation ci-dessous :

$$\mu_T(V_G) = \frac{1}{q \cdot N_{ch}(V_G) \cdot R_{\square,T}(V_G)} \quad (75)$$

Les valeurs de mobilité $\mu_T(V_G)$ sont illustrées en Figure 168. Il est à noter que la mobilité μ_T augmente avec la profondeur de gravure pour les deux températures. En effet, à une tension V_G de 6 V, ou de manière équivalente pour une densité d'électrons N_{ch} à environ $8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, les mobilités de 22, 81 et 93 $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 25°C et 26, 59, 77 $\text{cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ à 150°C, sont obtenues respectivement pour des profondeurs de gravure de 50 nm, 150 nm et 350 nm (Cf. Figure 179). La faible dépendance de la mobilité μ_T par rapport à la température, avec une diminution d'environ 20 % pour une hausse de température de 25°C à 150°C, est similaire à celle observée pour la mobilité μ_{bottom} . Cette augmentation est comparable pour toutes les profondeurs.

On observe également que les valeurs de la mobilité μ_{bottom} sont supérieures à celles de μ_T , probablement en raison de la gravure anisotrope ALE et du procédé de gravure ICP-RIE, qui a induit davantage de défauts sur la paroi latérale, indépendamment de la profondeur [83]. En effet, la dégradation de la mobilité observée pour les profondeurs de gravure (RD) les moins profondes pourrait être expliquée en supposant une contribution plus importante de la région du coin par rapport à la longueur transversale totale, qui est d'autant plus sensible aux dégradations lors de la gravure. Ainsi on a défini la longueur L_T comme la longueur totale comprenant la longueur de la paroi latérale (L_{SW}) et la longueur du coin (L_{corner}), telle que définie dans l'équation 76 et schématisée dans la Figure 169.

$$L_T = L_{SW} + L_{corner} \quad (76)$$

Cette hypothèse pourrait être justifiée expérimentalement en raison des effets lors de la gravure ICP-RIE, notamment des tranchées non verticales. En effet, des dégradations dans les régions ont été observés, supposés dues à des ions énergétiques déviés de la surface de la paroi latérale vers les angles [156].

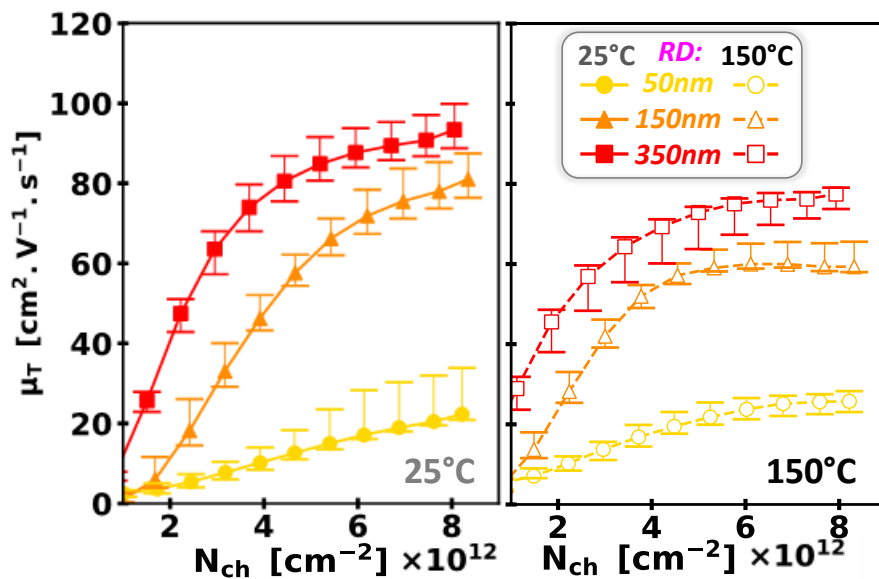


Figure 168 : Mobilité des flancs (μ_T) en fonction de la densité d'électrons (N_{ch}) pour les trois profondeurs de gravure (RD) à 25 °C et 150 °C. Les barres d'erreurs représentent les quantiles à 25% et 75%.

3. Hypothèse d'une dégradation plus marquée des coins de grille

Une approche méthodologique est proposée pour mieux appréhender l'effet de la dégradation prononcée des coins de grille, permettant d'expliquer les résultats obtenus concernant la mobilité μ_T précédemment déterminée. Cette approche nécessite l'utilisation de plusieurs variations de la longueur de la paroi latérale (L_{SW}), obtenues par différentes profondeurs de gravure (RD) de 50 nm, 150 nm et 350 nm. Par conséquent, la résistance $R_{channel}$ peut être reformulée de la manière suivante :

$$R_{channel}(V_G) = 2 \times R_{SW}(V_G) + 2 \times R_{corner}(V_G) + R_{bottom}(V_G) \quad (77)$$

Le schéma des différentes contributions est présenté Figure 169. La résistance R_T précédemment déterminée (Figure 167) est tracée en fonction de la longueur L_{SW} . La pente de cette courbe est liée à la résistance de la paroi latérale (R_{SW}), tandis que l'ordonnée à l'origine correspond à la résistance de l'angle (R_{corner}). Enfin, les mobilités μ_{SW} et μ_{corner} seront calculées.

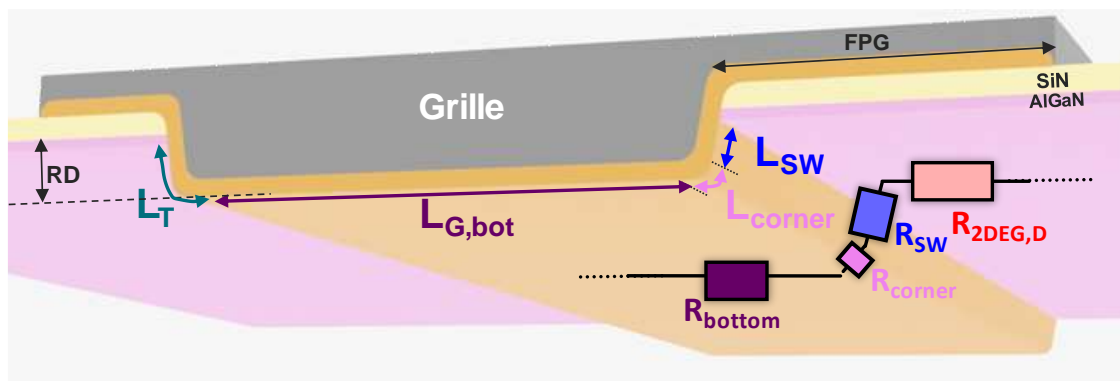


Figure 169 : Schéma des contributions des résistances du canal de grille avec sur le côté gauche la méthode à deux mobilités et sur le côté droit l'ajout de la contribution de la mobilité "coins" pour expliquer des résultats expérimentaux sur la valeur de la mobilité μ_T avec la profondeur de gravure (RD).

Dans la Figure 170, la résistance transversale $R_T(V_G)$ précédemment extraite à 25 °C et 150 °C est représentée en fonction de la longueur de la paroi de la grille (L_{SW}), obtenue à partir des images TEM (Figure 151 et Figure 152). La dépendance linéaire entre ces deux paramètres, indépendante de la tension V_G et de la température, indique que les mobilités de la paroi latérale et du coin restent similaires malgré les différentes profondeurs de gravure. Les résistances $R_{□,SW}(V_G)$ et $R_{corner}(V_G)$ sont déterminées respectivement à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine des caractéristiques $R_T(V_G, L_{SW})$ à 25°C et 150°C, et sont présentées en Figure 171.

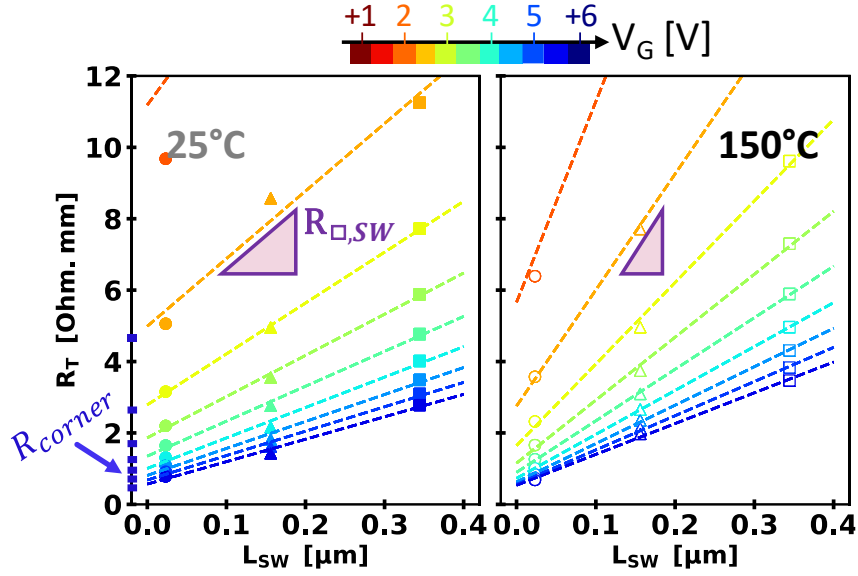


Figure 170 : Résistance transversale (R_T) (médiane) en fonction de la longueur des flancs (L_{SW} prise sur les images STEM pour les trois valeurs de RD) à 25 °C et 150 °C pour différentes tensions V_G variant de 1 à 6 V avec un pas de 0.5V.

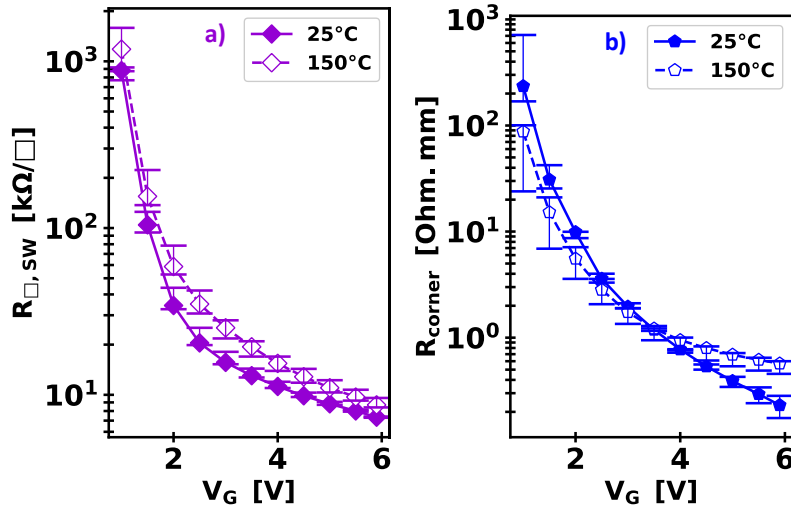


Figure 171 : Extraction de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la caractéristique $R_T(L_{SW})$ à 25°C et 150°C (Cf. Figure 170) de : a) la résistance du canal des côtés $R_{\square, SW}$ en fonction de la tension V_G ; b) la résistance au niveau de l'angle (R_{corner}), en fonction de la tension V_G .

De même que pour la mobilité de fond, les mobilités μ_{SW} et μ_{corner} sont évaluées à l'aide des équations suivantes:

$$\mu_{SW} = \frac{1}{q \cdot N_{ch} \cdot R_{\square, SW}} \quad (78)$$

$$\mu_{corner} = \frac{L_{corner}}{q \cdot N_{ch} \cdot R_{corner}} \quad (79)$$

où L_{corner} est la longueur du coin, estimée à environ 10nm à partir des images TEM. Les mobilités μ_{SW} et μ_{corner} sont représentées en fonction de la densité d'électrons N_{ch} à 25 °C et 150 °C dans la Figure 172. Pour rappel, N_{ch} est déterminée par les mesures $C_G(V_G)$ du fond de

grille, et donc que le N_{ch} utilisé dans les équations 78 et 79 est identique. On observe que les mobilités μ_{corner} sont significativement plus faibles par rapport aux mobilités μ_{SW} à ces deux températures. À des températures élevées et pour une densité d'électrons N_{ch} de $8.2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$, la mobilité μ_{SW} et la mobilité μ_{corner} sont réduites respectivement d'environ 15% et 60%.

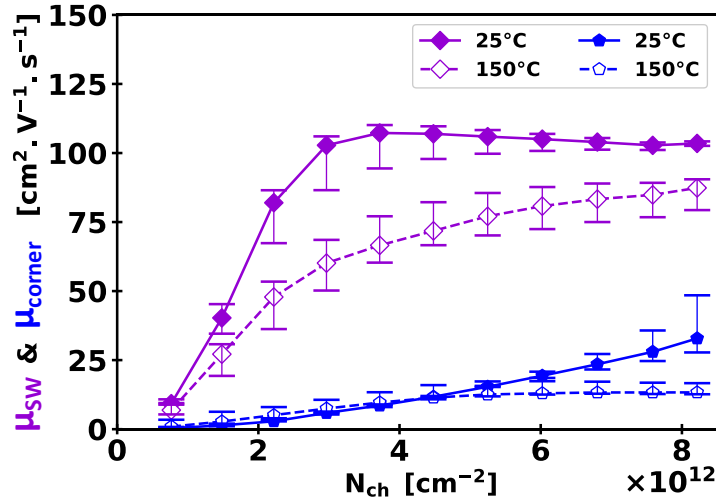


Figure 172 : Mobilités extraites pour la paroi latérale (μ_{SW}) et le coin (μ_{corner}) en fonction de la densité d'électrons (N_{ch}) à 25 °C et 150 °C, pour une valeur de longueur de L_{corner} de 10 nm.

Les valeurs des mobilités μ_{corner} et μ_{SW} extraites sont influencées par l'incertitude entourant la valeur de la longueur L_{corner} , comme le montre la Figure 173-b. Plus précisément, on constate que la mobilité μ_{corner} est fortement affectée et qu'elle augmente avec l'accroissement de la valeur de L_{corner} . À l'inverse, la mobilité μ_{SW} est peu impactée par la variabilité de L_{corner} , et son extraction n'est donc pas affectée par cette incertitude. Une longueur de L_{corner} de 20 nm semble maximale si l'on considère l'image TEM précédente (Figure 151), tandis que des valeurs autour de 10 nm semblent plus représentatives de la morphologie et donc plus pertinentes pour l'extraction.

Enfin, on peut comparer ces mobilités avec la mobilité transversale μ_T , en tenant compte de leur dépendance simple à la résistance ($R_T = R_{SW} + R_{corner}$). En utilisant les valeurs des mobilités extraites, il est possible de recalculer la mobilité des flancs μ_T (coins + côtés), ce qui conduit à l'expression suivante :

$$\mu_{T,cal} = \frac{(L_{corner} + L_{SW}) \times (\mu_{corner} \times \mu_{SW})}{(L_{SW} \times \mu_{corner}) + (L_{corner} \times \mu_{SW})} \quad (80)$$

Dans la Figure 173-a, les valeurs de mobilités calculées $\mu_{T,cal}$ en utilisant l'extraction de la mobilité μ_{SW} et de la mobilité μ_{corner} sont comparées à celles extraites expérimentalement avec la méthodologie précédente. La valeur de $\mu_{T,cal}$ suit une tendance similaire à celle de μ_T , ce qui confirme l'importance du coin dans l'interprétation du mécanisme de dégradation autour de la cavité de la grille. Pour une profondeur de gravure de 50 nm à 25 °C uniquement, un écart est observé entre la valeur expérimentale μ_T et la valeur calculée $\mu_{T,cal}$. Cet écart est très probablement dû à un problème de mesure, puisque le cas à 150 °C donne un résultat cohérent. En effet, une forte dispersion des mesures est également observée lors de l'extraction de la mobilité μ_T à 25 °C, où cette dernière donne lieu à une mobilité plus faible qu'à 150 °C, ce qui peut expliquer l'incertitude sur les valeurs extraites de μ_{corner} à 25 °C. Toutefois, en raison de l'impact plus faible de μ_{corner} sur les plus grandes profondeurs de gravure, les extractions restent

cohérentes comme le montre la forte corrélation entre μ_T et $\mu_{T,cal}$ pour les profondeurs supérieures à 50 nm.

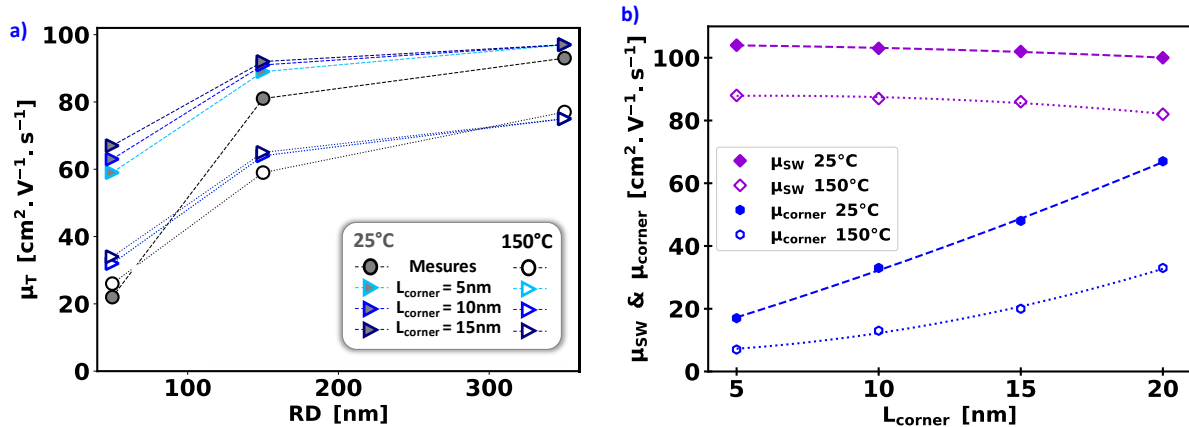


Figure 173 : a) Comparaison des mobilités extraites μ_T (mesurées) aux mobilités $\mu_{T,cal}$ calculées à partir des valeurs à $V_G = 6 \text{ V}$ des mobilités μ_{sw} et μ_{corner} (Figure 172) ; b) Sensibilité de L_{corner} sur μ_{sw} et μ_{corner} .

4. Bilan des contributions sur la résistance à l'état passant (R_{ON})

La Figure 174 montre la répartition de la résistance R_{ON} entre les différentes régions du transistor pour trois profondeurs de gravure (RD) à 25 °C et 150 °C, pour une longueur de grille L_G de 0.5 μm . Il apparaît que la résistance R_{ON} diminue quand RD diminue en raison d'une contribution réduite de la résistance des flancs R_{SW} . Cette valeur plus faible de R_{SW} est attribuée à une longueur L_{SW} plus courte. Ainsi, une contribution croissante de la résistance R_{bottom} due à une longueur $L_{G,bot}$ plus importante est responsable de cette augmentation du R_{ON} . Toutefois, la dépendance entre la résistance R_{ON} et la profondeur de gravure RD n'est pas simplement une relation géométrique (L_{SW} , $L_{G,bot}$). Elle nécessite de prendre en compte les différences de mobilités autour de la cavité de la grille. La meilleure valeur de la mobilité μ_{bottom} est déterminée pour une profondeur RD de 150 nm. En ce qui concerne la dépendance en température, la résistance du canal est faiblement affectée. Une augmentation de 20% de la résistance a été observée entre les mesures à 25 °C et 150 °C, en raison de la faible dégradation de la mobilité des électrons par rapport aux accès, où une augmentation de 100% a été rapporté.

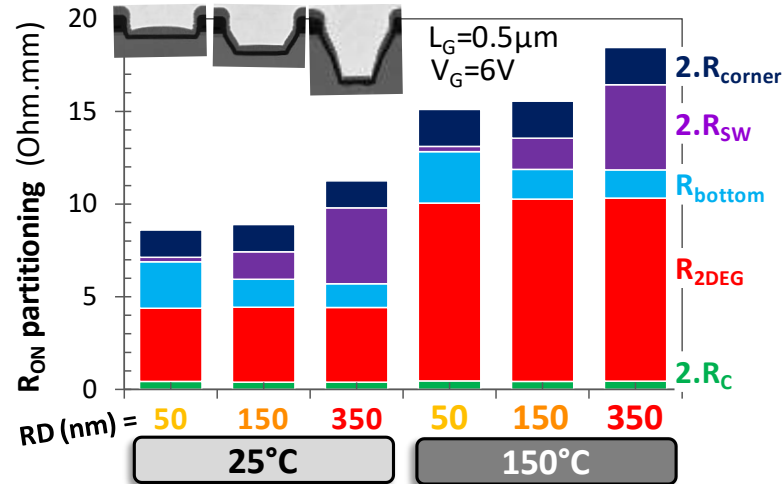


Figure 174 : Détermination des cinq contributions du R_{ON} ($2.R_C + R_{2DEG} + R_{bottom} + 2.R_{SW} + 2.R_{corner}$) pour une longueur L_G de $0.5\mu m$, sur la base des résistances extraites (Figure 171) et des longueurs effectives (L_{corner} , L_{SW} , $L_{G,bot}$).

Pour résumer l'étude de l'impact des longueurs caractéristiques des transistors MOS-HEMT en relation avec le choix des profondeurs de gravure, la Figure 175 présente une comparaison exhaustive des différentes contributions des résistances (R_C , R_{2DEG} , R_{SW} , R_{corner} et R_{bottom}) sur la résistance R_{ON} pour chaque profondeur étudiée (50 nm, 150 nm et 350 nm), pour l'ensemble des longueurs de grille $L_{G,bot}$ ($0,25\mu m$, $0,5\mu m$ et $1\mu m$) et pour les deux températures ($25^\circ C$ et $150^\circ C$). Cette comparaison révèle plusieurs conclusions importantes. La première, assez évidente, est qu'il est nécessaire de réduire les dimensions du transistor (L_{GS} , L_{GD} , L_{SW} , $L_{G,bot}$, RD) pour diminuer la résistance R_{ON} . Cependant, en comparant les différentes contributions, il apparaît que l'optimisation d'une gravure de 50 nm ne suivra pas les mêmes principes que celle d'une gravure de 350 nm.

(i) Profondeur de gravure (RD) :

- Pour un RD de 50 nm : La résistance R_{bottom} a un impact majeur en raison de la contribution importante du fond de la grille. De même R_{corner} aura un impact plus important sur la contribution totale des flancs de grille.
- Pour un RD de 350 nm : L'impact principal est dû à la résistance des flancs de gravure et donc de la résistance R_{SW} .
- Pour un RD de 150 nm : La stratégie d'optimisation dépend de la longueur de grille $L_{G,bot}$. Pour une longueur de $0.25\mu m$, il convient de réduire la contribution des résistances des flancs de la grille, tandis que pour une longueur de $1\mu m$, il est plus pertinent de réduire la résistance du fond de la grille.

(ii) Température :

- À $150^\circ C$: La contribution de la résistance R_{2DEG} devient prédominante, soulignant l'importance de son optimisation à cette température (Cf. Chapitre 3). Par ailleurs, il est crucial d'optimiser les résistances du canal, qui montrent également une augmentation à $150^\circ C$, afin de réduire l'ensemble des contributions sur le R_{ON} .

Cette analyse montre clairement que les stratégies d'optimisation doivent être adaptées en fonction de la profondeur de gravure et des dimensions du transistor. Pour une gravure peu profonde, l'accent doit être mis sur la réduction de la résistance R_{bottom} , et R_{corner} tandis que pour

une gravure plus profonde, la réduction de la résistance R_{SW} est primordiale. Enfin, à des températures élevées, l'optimisation de la résistance R_{2DEG} devient cruciale.

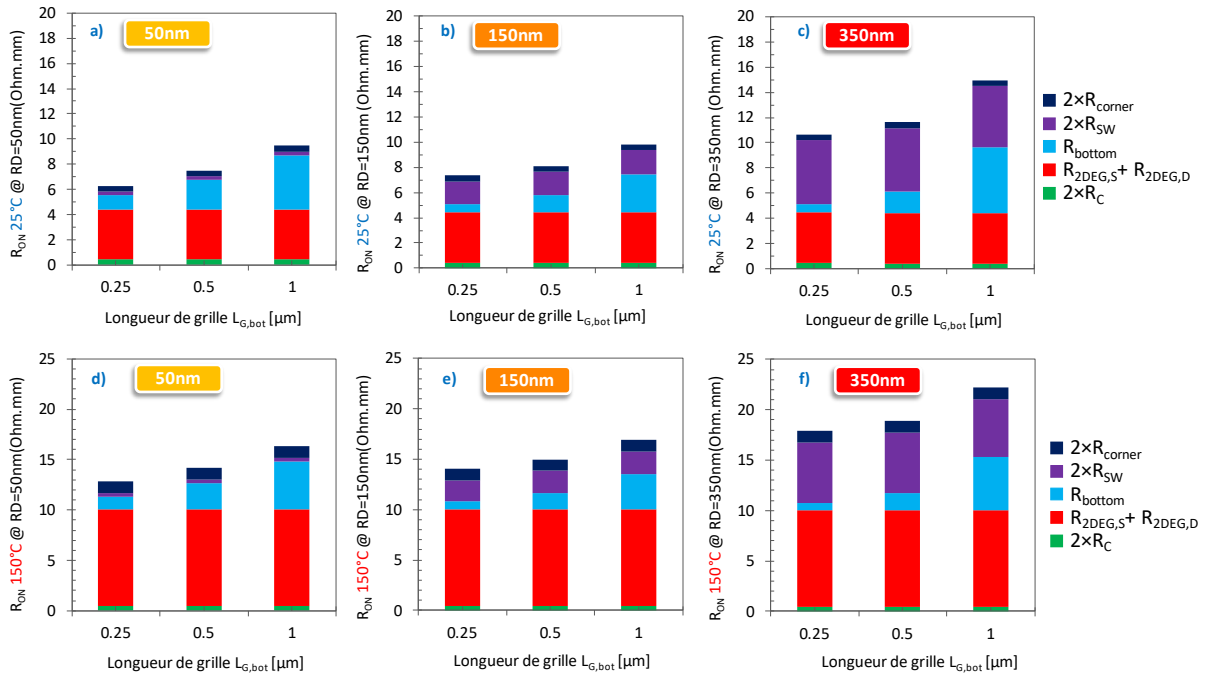


Figure 175 : Bilan des cinq contributions sur la résistance R_{ON} ($2.R_c + R_{2DEG} + R_{bottom} + 2.R_{SW} + 2.R_{corner}$) pour différentes longueurs effectives de grille $L_{G,bot}$ de 0.25 μm , 0.5 μm , et 1 μm . Avec en a), b), c) les résultats à 25°C pour respectivement les RD de 50nm, 150nm et 350nm. Et en d), e), f) les résultats à 150°C pour les RD de 50nm, 150nm et 350nm respectivement. (ici $L_{GS} + L_{GD} = 11\mu m$)

La Figure 176-a et la Figure 177, respectivement à 25°C et 150°C, donnent une représentation visuelle de l'effet de la profondeur de gravure et de la longueur de grille sur la résistance R_{ON} globale, mettant en évidence que le cas avec une profondeur de gravure de 150 nm apparaît comme un bon compromis pour réduire la résistance R_{ON} à 25°C en tenant compte des résultats en régime bloqué.

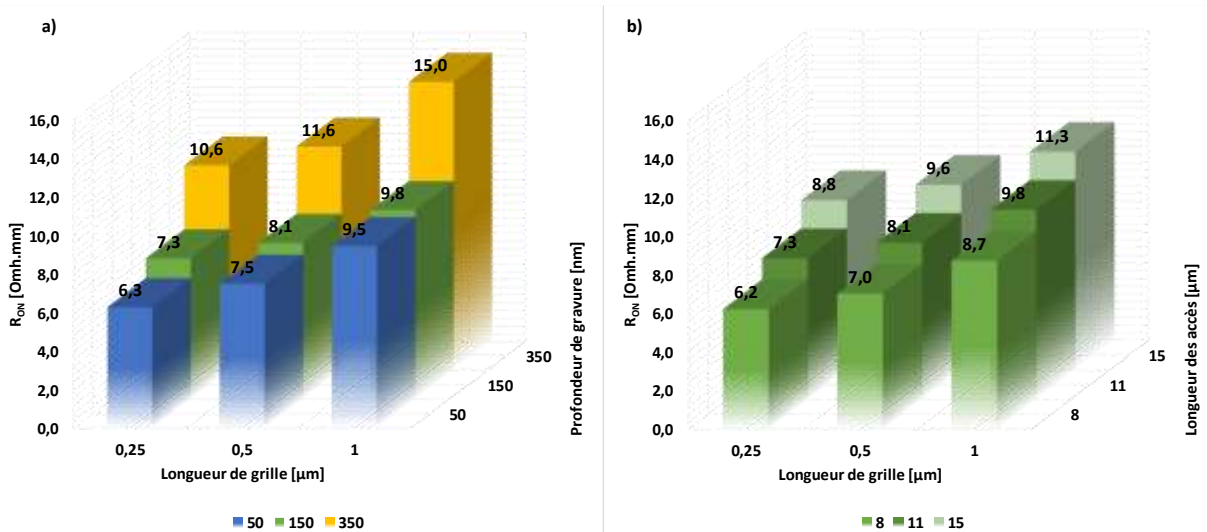


Figure 176 : Graphiques 3D des effets de : a) la profondeur de gravure, de la longueur de grille et b) de la longueur des accès sur l'optimisation du R_{ON} pour une profondeur RD=150nm à 25°C.

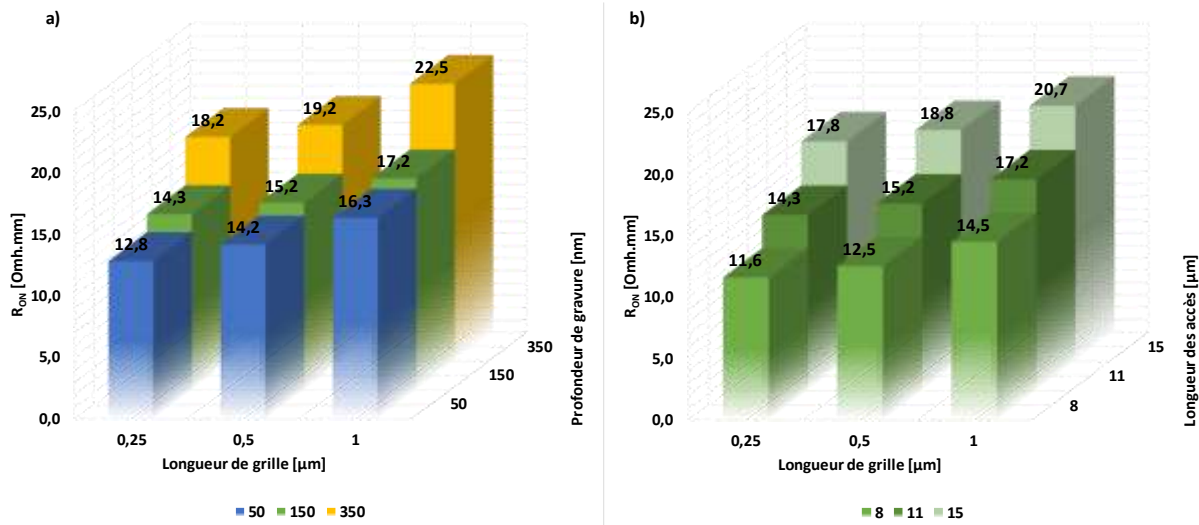


Figure 177 : Graphiques 3D des effets de : a) la profondeur de gravure, de la longueur de grille et b) de la longueur des accès sur l'optimisation du R_{ON} pour une profondeur $RD=150nm$ à $150^{\circ}C$.

IV. Simulations TCAD de la profondeur de gravure

Des simulations TCAD sont réalisées afin de valider les extractions de mobilités et confirmer les tendances expérimentales observées sur les performances des transistors MOS-HEMT. Dans ce chapitre, une région supplémentaire de mobilité sera intégrée dans les simulations TCAD pour tenir compte de l'effet de pondération de la mobilité du coin sur le côté de la grille. En outre, une simulation à l'état bloqué sera effectuée pour visualiser la répartition du potentiel électrostatique, permettant ainsi de comparer l'efficacité du contrôle électrostatique entre les trois profondeurs de gravure de la grille.

1. Implémentation des morphologies et des mobilités

Les morphologies de grille simulées pour les trois profondeurs de gravure, ainsi que pour les trois longueurs de grille de $0.25 \mu m$, $0.5 \mu m$ et $1 \mu m$, ont été reproduites à partir des observations TEM à l'aide du module *Sprocess* de Synopsys®. Ces morphologies sont illustrées dans la Figure 178 et tiennent compte des différences morphologiques de l'angle et de la profondeur de gravure, comme reportées dans le tableau en Figure 179-a.

Les valeurs de mobilité sont intégrées en tenant compte de quatre régions distinctes : la région des accès (2DEG), la paroi latérale, le coin et le fond de la grille. Pour chaque région de la grille, les mobilités extraites à une tension V_G de $6 V$, à $25^{\circ}C$ et $150^{\circ}C$, sont implémentées dans les simulations TCAD conformément au modèle de mobilité constante. Les valeurs de mobilité introduites en TCAD sont celles présentées dans le tableau de la Figure 179-b. Pour la simulation du 2DEG, des valeurs de mobilité des électrons de $2140 cm^2/V \cdot s$ pour la température de $25^{\circ}C$ et de $870 cm^2/V \cdot s$ pour la température de $150^{\circ}C$ ont été utilisées. Les charges de polarisation, telles que déterminées dans le chapitre 3 pour une couche de $0.7nm$ de matériau AlN, sont implémentées et modifiées pour calibrer la densité d'électrons mesurée de $8.2 \times 10^{12} cm^{-2}$. En effet, ces charges ont été déterminées avec une couche arrière de p-GaN.

Étant donné qu'ici il n'y a pas de p-GaN mais uniquement une couche de GaN dopée carbone à 400 nm de l'interface AlN/GaN, les densités de charges $\sigma_{\text{AlGa}_N/\text{AlN}} = -6 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ et $\sigma_{\text{AlN}/\text{GaN}} = 7.77 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ ont été considérées et extraites depuis la reproduction de la capacité du 2DEG comme présenté dans le chapitre 3. Finalement, une valeur de n_s du 2DEG de $8.2 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ a été extraite de la simulation TCAD. Dans le cas de la profondeur RD de 350nm, une charge à l'interface Oxyde/GaN d'environ $1.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ a été utilisée pour reproduire les tensions de seuil en raison de la proximité de la couche de GaN: C. Le GaN: C est simulé à travers l'utilisation de charges fixes comme présenté dans le chapitre 1 II-1-b en Figure 57 et Figure 58 avec une concentration de $3.38 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $1.65 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour les pièges accepteurs, respectivement donneurs.

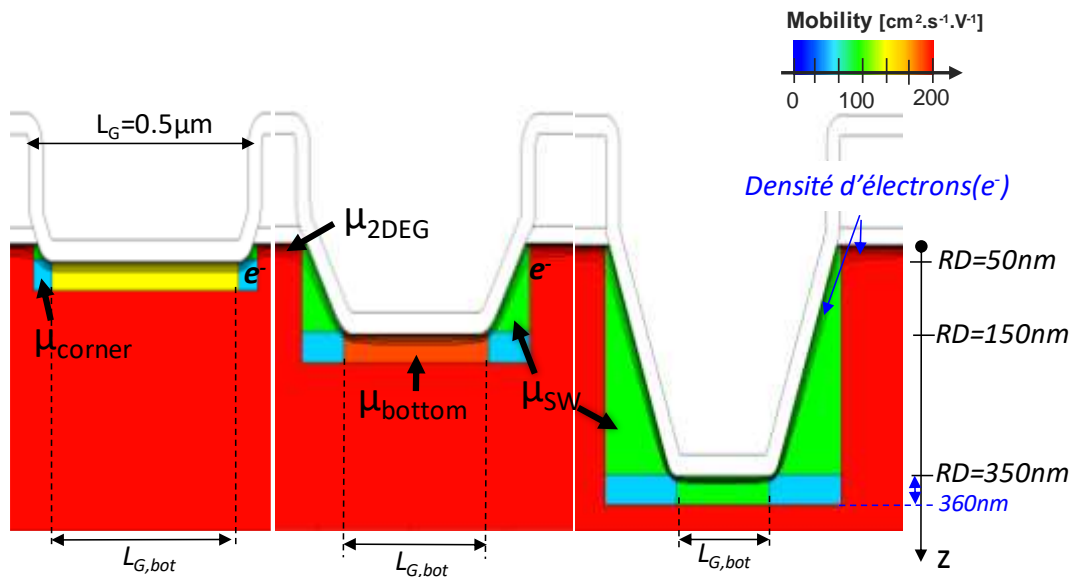


Figure 178 : Structures simulées par TCAD (RD, $L_{G,bot}$ et Angle) d'après les images STEM (Figure 151 et Figure 152) et représentation des régions de mobilité (fond, paroi latérale et coin) et de la densité d'électrons.

a)

L_G [μm]	0.25			0.5			1		
RD [nm]	48	155	347	48	149	344	48	149	333
θ [°]	70	73	76	65	58	67	63	51	64

b)

RD [nm]		50	150	350
μ_{2DEG}	@25°C	2140	2140	2140
	@150°C	870	870	870
μ_{bottom} [cm².V⁻¹.s⁻¹]	@25°C	160	189	134
	@150°C	147	166	115
μ_{SW} [cm².V⁻¹.s⁻¹]	@25°C	103	103	103
	@150°C	87	87	87
μ_{corner} [cm².V⁻¹.s⁻¹]	@25°C	33	33	33
	@150°C	13	13	13

Figure 179 : Tableaux récapitulatifs des paramètres TCAD, basés sur les extractions expérimentales pour a) les profondeurs de gravure (RD) et les angles (θ) pour les différentes ouverture de grille (L_G) ; b) les valeurs de mobilités du 2DEG (μ_{2DEG}), du fond de grille (μ_{bottom}), des flancs (μ_{SW}) et du coin (μ_{corner}) pour les trois RD et les températures de 25°C et 150°C.

2. Résultats des simulations TCAD pour les trois morphologies de grille

Dans cette partie, les résultats des simulations TCAD, prenant en compte les effets morphologiques de l'ensemble des variations étudiées, seront exposés et comparés avec les mesures $I_{DS}(V_G)$ pour une tension V_D de 0.5V. Les extractions de mobilités ont été réalisées sur des longueurs de grille (L_G) de 0.5 μm à 2 μm en excluant la longueur de 0.25 μm en raison des différences morphologiques observées telles que les différences de profondeurs de gravure, notamment en termes d'angle. En Figure 180, les simulations réalisées sont comparées aux mesures expérimentales de la caractéristique $I_{DS}(V_G)$ pour les trois profondeurs de gravure.

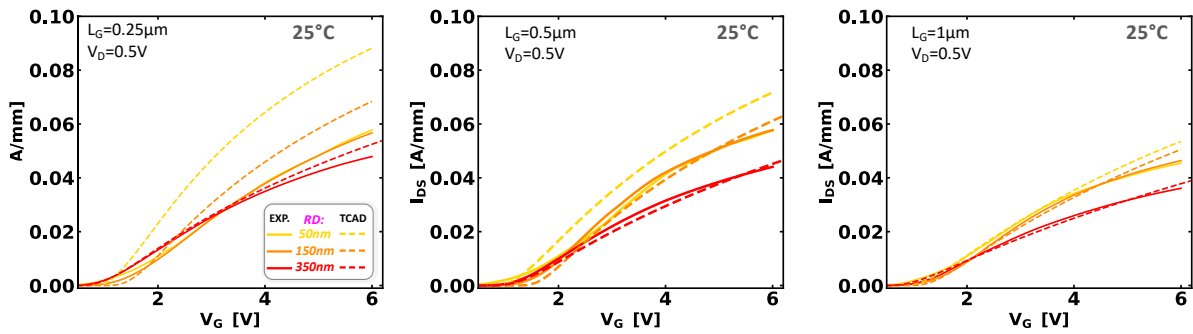


Figure 180 : $I_{DS}(V_G)$ simulés pour les trois valeurs de RD et L_G de 0.25 μm , 0.5 μm et 1 μm , comparaison avec les données expérimentales (médiane) à 25 °C. {valeur « S » pour le RD=350nm}

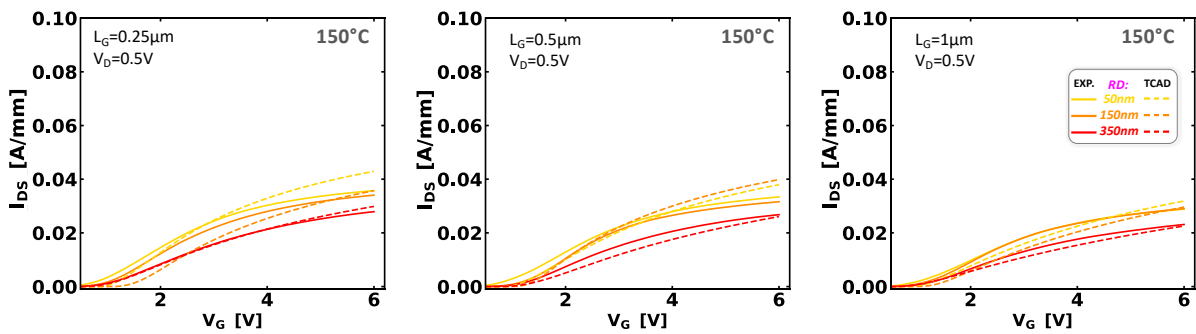


Figure 181 : $I_{DS}(V_G)$ simulés pour les trois valeurs de RD et L_G de 0.25 μm , 0.5 μm et 1 μm , comparaison avec les données expérimentales (médiane) à 150 °C. {valeur « S » pour le RD=350nm}

Les résultats montrent que les courbes $I_{DS}(V_G)$ sont bien reproduites pour la profondeur de 350 nm et sont proches des données expérimentales pour les deux températures. De même, l'effet de $L_{G,bot}$ est bien pris en compte. Concernant la profondeur de 150 nm, à 25°C et pour des L_G supérieures à 0.25 μm , les résultats sont également en bon accord avec les données expérimentales. Par contre, pour des petites valeurs de L_G (0.25 μm) un écart est observé. Pour la profondeur de gravure de 50 nm, un écart plus important est observé à 25°C par rapport à 150°C. Il semble que plus le L_G diminue, plus cet écart augmente. Ainsi, pour le L_G de 0.25 μm à 25°C, un grand écart est observé pour les profondeurs de gravure de 50 nm et, dans une moindre mesure, de 150 nm. Cela peut être dû à une sous-estimation de la valeur de la mobilité au niveau du coin et ou du côté. En effet, une incertitude dans la mesure pour la profondeur de gravure de 50 nm à 25°C pour l'extraction du μ_T , qui serait trop faible (c'est-à-dire que la résistance R_T serait trop grande), pourrait avoir conduit à une erreur dans l'extraction des mobilités μ_{corner} et μ_{SW} à 25°C (Cf. Figure 173), de même que la variation de morphologie observée des coins peut être à l'origine de cet écart.

Nous avons également mentionné l'effet de la profondeur de gravure sur les courants de fuite au blocage (Figure 158), en particulier l'augmentation du courant de fuite latéral (I_S) avec une plus faible profondeur de gravure. Cela peut s'expliquer par les différentes distributions du potentiel électrostatique autour de la cavité de la grille entre les différents RD. Les distributions simulées du potentiel électrostatique à une tension V_G de -4 V et pour une tension de drain V_D de 650 V sont reportées en Figure 182 pour les trois valeurs de RD. Le potentiel électrostatique de la cavité de la grille s'étend à la région GaN: NID plus profonde pour des profondeurs de gravure plus importantes. De plus, la présence même d'une cavité de grille élargie empêche l'augmentation du courant de fuite latéral. Cependant, l'augmentation de l'interface de grille, pourrait expliquer un courant de fuite de la grille plus élevé (Cf. Figure 157).

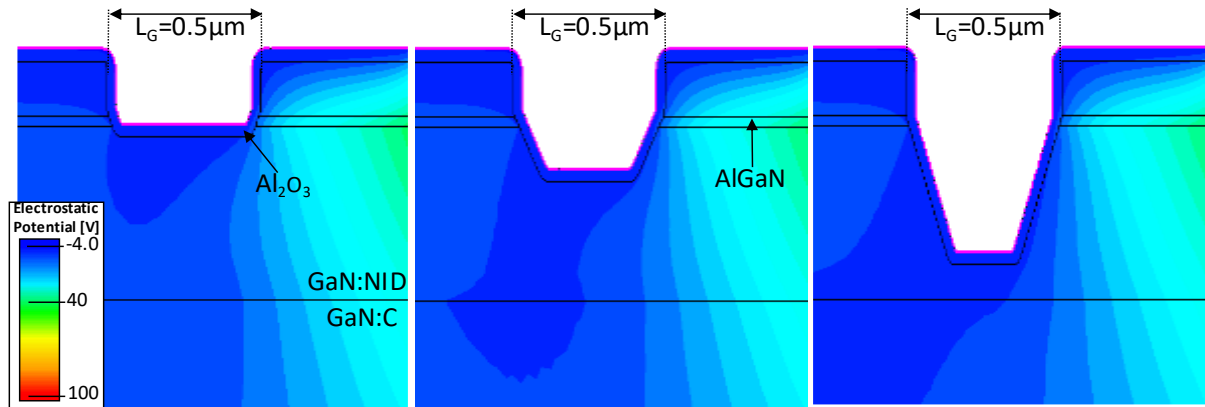


Figure 182 : Simulations TCAD de la distribution du potentiel électrostatique autour de la grille du MOS-HEMT, à $V_G = -4$ V, et $V_D = 650$ V.

V. Conclusion et perspectives d'optimisation

Dans cette étude, nous avons analysé les performances électriques des transistors MOS-HEMT en termes de résistance R_{ON} , de mobilité du canal et de courants de fuite en blocage, pour trois profondeurs de gravure de la grille distinctes (50 nm, 150 nm et 350 nm) à des températures de 25 °C et 150 °C. Les résultats démontrent que la résistance R_{ON} est la somme de plusieurs contributions, celle de la résistance $R_{\square,2DEG}$ et de la résistance de contact R_C dans les régions des accès, qui sont indépendantes du procédé de gravure, et celle de la résistance $R_{channel}$ qui est fortement influencée par ce procédé (rugosité, défauts de surface, amorphisation, impuretés, etc.).

Pour évaluer l'effet de la profondeur de gravure et identifier les régions autour de la cavité de la grille les plus affectées par la dégradation de la mobilité, nous avons appliqué la méthodologie décrite au chapitre 4, basée sur des observations TEM, des mesures $I_{DS}(V_G)$ et $C_G(V_G)$. Une dégradation plus marquée de la mobilité transversale de la grille par rapport à celle du fond ($\mu_T < \mu_{bot}$) a été confirmée, ainsi qu'une dépendance de la mobilité transversale à la profondeur de gravure (RD). En effet, les mobilités μ_T se révèlent plus dégradées pour les grilles les moins profondes. Pour expliquer cette observation, l'hypothèse d'une mobilité μ_{corner} plus dégradée par rapport à la mobilité μ_{SW} est cohérente pour expliquer la dépendance de la mobilité du flanc μ_T avec la profondeur de gravure. Ainsi, cette observation, s'explique par une contribution pondérée de la mobilité μ_{corner} par rapport à μ_{SW} ($\mu_{corner} < \mu_{SW}$), et a été validée par des simulations TCAD $I_{DS}(V_G)$.

Des stratégies d'amélioration de la résistance R_{ON} ont été proposées en fonction de la morphologie de la grille. Pour des faibles profondeurs de gravure, il apparaît plus pertinent d'améliorer le fond de la grille, tandis que pour des profondeurs importantes (par exemple 350nm), l'impact des flancs devient prépondérant en raison de leur longueur ($L_T \propto RD$) et de la plus grande dégradation de ces flancs ($\mu_T = 93 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$ pour $RD = 350\text{nm}$) comparée au fond de la grille ($\mu_{\text{bottom}} = 115\text{-}134 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$). En conclusion, en comparant les résultats de la résistance R_{ON} avec les résultats en blocage à 25 °C et 150 °C, un meilleur contrôle électrostatique de la grille (fuite I_S plus faible) est observé pour une gravure plus profonde, mettant en évidence un optimum en terme de R_{ON}/I_S pour une profondeur RD de 150 nm. Ainsi, pour diminuer la résistance R_{ON} , il n'est pas uniquement question de diminuer les dimensions des transistors (L_G , RD), mais cela nécessite également une amélioration des valeurs de mobilités (μ_T , μ_{bottom}).

Pour aller plus loin, nous avons introduit dans le calcul de la résistance R_{ON} les optimisations du 2DEG obtenues avec l'utilisation de fortes concentrations en aluminium dans la barrière AlGaIn, mentionnées au chapitre 3. La Figure 183 présente les valeurs de la résistance R_{ON} en utilisant les résistances $R_{\square,2\text{DEG}}$ optimisées à 25 °C et 150 °C pour la plaque (w), correspondant à une fraction molaire d'aluminium pour laquelle la meilleure résistance $R_{\square,2\text{DEG}}$, 213 Ω/\square à 25°C, a été mesurée. La plaque (v) aurait également pu être choisie avec une valeur de résistance très proche, avec $R_{\square,2\text{DEG}} = 227 \Omega/\square$ à 25°C, et présentant un meilleur compromis R_{ON}/BV (mesuré avec la couche de p-GaN pour la plaque (r) avec une fraction molaire similaire). Avec une profondeur de gravure de 50 nm et sans optimisation des résistances du canal (R_{bottom} , R_{corner} , et R_{SW}), une valeur de résistance R_{ON} de 4 $\Omega\cdot\text{mm}$ à 25°C et de 6.8 $\Omega\cdot\text{mm}$ à 150°C peut être obtenue. En revanche, avec une profondeur de gravure de 350 nm, la valeur minimale est de 8.3 $\Omega\cdot\text{mm}$ et 11.9 $\Omega\cdot\text{mm}$ respectivement à 25 °C et 150 °C. La Figure 184 résume l'impact majeur des résistances du canal pour une profondeur de 350 nm après optimisation du 2DEG. Selon le choix de la longueur de canal (0.25 μm ou 1 μm), l'optimisation devrait se concentrer respectivement sur la résistance des flancs de grille et/ou du fond pour réduire la résistance R_{ON} .

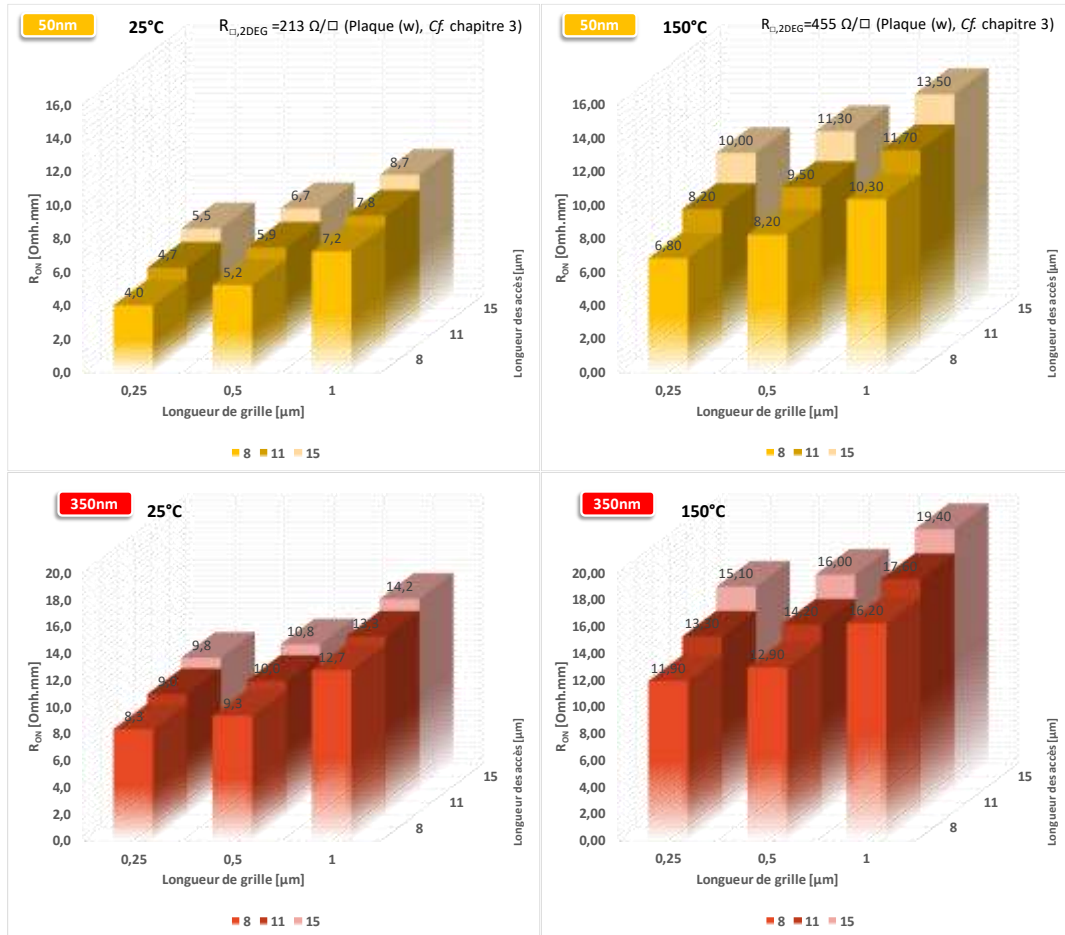


Figure 183 : Bilan pour l'optimisation de la résistance R_{ON} pour deux profondeurs extrêmes de gravure de grille (50nm et 350nm) et pour différentes longueurs (0.25μm, 0.5μm, et 1μm) à 25°C et 150°C, en utilisant les résultats de ce chapitre pour les résistances du canal ainsi qu'en implémentant les valeurs de résistance du 2DEG optimisées déterminées dans le chapitre 3 (valeur sans p-GaN).

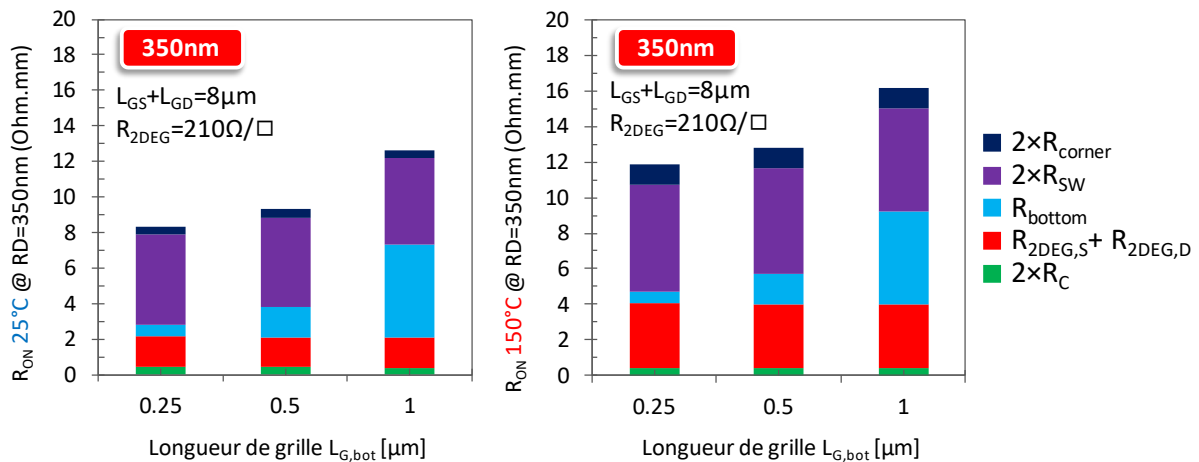


Figure 184 : Bilan des contributions du R_{ON} pour le cas d'une profondeur de RD de 350nm dans le cas d'un 2DEG optimisé, illustrant l'importance de l'optimisation de la gravure de grille sur les performances électriques du MOS-HEMT.

Conclusion générale

L'architecture latérale du transistor MOS-HEMT basée sur le matériau GaN, actuellement en développement au CEA-Leti, est destinée aux convertisseurs de puissance pour des applications nécessitant des tensions inférieures à 900V. L'objectif de cette thèse était de proposer des améliorations en termes de résistance à l'état passant (R_{ON}) en apportant une compréhension approfondie des mécanismes de polarisation au sein de l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN, afin d'optimiser les accès du transistor. Il s'agissait également de comprendre et d'évaluer les dégradations induites par la gravure, qui limitent les propriétés de transport dans le canal de grille. Cependant, bien que la résistance R_{ON} soit un point crucial de l'architecture MOS-HEMT, son optimisation nécessite des compromis. En effet, l'amélioration de la résistance R_{ON} doit se faire sans diminuer la tension de claquage (rapport R_{ON}/BV , longueur L_{GD}) ni compromettre le contrôle électrostatique, c'est-à-dire en maintenant une tension de seuil élevée (rapport R_{ON}/V_{TH} , dopage p de la barrière arrière).

Dans le chapitre 1, le contexte général dans lequel s'inscrit cette thèse a été présenté, ainsi que les propriétés du matériau GaN aux transistors. Il a également abordé les différents régimes de fonctionnement des MOS-HEMT et les enjeux liés à cette technologie.

Le chapitre 2 a présenté une première étude sur l'optimisation des paramètres technologiques de l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN afin de proposer des solutions pour réduire la résistance du gaz d'électrons (2DEG). Ce chapitre a introduit les méthodes de mesure mises en œuvre pour caractériser des structures de type Van der Pauw « normally-on » dans l'objectif de déterminer les paramètres électriques du 2DEG, tels que la densité d'électrons, la mobilité des électrons et la résistance du 2DEG pour chaque variante technologique. Pour approfondir la compréhension et l'effet de ces variantes, notamment sur la densité d'électrons, des simulations 1D Poisson-Schrödinger ont également été introduites et mises en œuvre. Elles permettent aussi d'évaluer les valeurs de charge d'interface de polarisation, dans l'objectif d'appréhender au mieux l'influence de chaque variable sur ces charges (notamment l'effet de la fraction molaire en aluminium de la barrière, du dopage, et de l'épaisseur de la couche AlN). À l'issue de ces études, plusieurs conclusions ont été tirées. Il a été démontré que la réduction de la résistance du 2DEG est liée à l'augmentation de la charge d'interface de polarisation AlGaN/GaN. Ainsi, une fraction molaire plus élevée en aluminium a conduit à une augmentation de la densité du gaz d'électrons, de même que l'utilisation d'une plus grande épaisseur de couche AlN, puisqu'un effet d'augmentation de la polarisation a été observé. D'autre part, l'utilisation d'une faible épaisseur de la couche AlGaN a induit un effet électrostatique sur la densité d'électrons. Il a également été montré qu'il existe un compromis entre la résistance à l'état passant et la tension de seuil du transistor MOS-HEMT. En effet, pour augmenter cette tension de seuil, l'utilisation de dopants de type p sous la grille engendre une diminution de la densité d'électrons du 2DEG. Il a été démontré que l'éloignement du canal semble prometteur pour réduire la résistance du 2DEG, de même que l'utilisation de faibles taux de dopants magnésium. Cependant, ces dopants n'agissent pas comme prévu sur l'augmentation de la tension de seuil, ce qui pose des problèmes puisque des concentrations

plus élevées peuvent alors être nécessaires. Cet effet, encore incompris, pourrait être lié à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$; cependant, des études complémentaires sont nécessaires pour comprendre les mécanismes en jeu. Le dopage n de la couche AlGaN pose également un problème de compromis. Bien que la valeur de résistance du 2DEG obtenue soit intéressante ($323 \Omega/\square$), cette forte densité d'électrons compromet la tenue en claquage et n'est donc pas favorable avec l'architecture actuelle pour respecter le compromis R_{ON}/BV . Finalement, en combinant les meilleures variantes technologiques obtenues à 25°C dans ce chapitre, il pourrait être intéressant de construire une hétérojonction $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ avec 20nm de couche $\text{Al}_{0.28}\text{Ga}_{0.72}\text{N}$, 1.1 nm de couche AlN et un GaN : NID de 200 nm sous la couche de p-GaN dopée à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ afin de maintenir le compromis ($R_{\text{ON}}/V_{\text{TH}}$).

Dans le chapitre 3, les variantes technologiques proposées ont été innovantes. En effet, des fractions molaires d'aluminium très élevées dans la barrière AlGaN ont été étudiées de 25°C à 150°C , dans l'objectif d'augmenter la densité d'électrons conformément au modèle d'augmentation des charges d'interfaces de polarisation avec la fraction molaire d'aluminium. La méthodologie utilisée pour la caractérisation de ce gaz d'électron bidimensionnel, présentée au chapitre 2, a été réutilisée afin de déterminer les paramètres de ce 2DEG, tels que la densité d'électrons, la mobilité et la résistance pour ces nouvelles variantes technologiques. Il s'est avéré que l'utilisation de fortes concentrations d'aluminium engendre une forte densité d'électrons à l'interface AlN/GaN , conduisant à une réduction drastique de la résistance du 2DEG. Une valeur record de $213 \Omega/\square$ à 25°C a été obtenue pour une barrière $\text{Al}_{0.6}\text{Ga}_{0.4}\text{N}$, et une valeur prometteuse de $455 \Omega/\square$ a été obtenue à 150°C . Ces valeurs, obtenues sans le dopage p sous-jacent, sont à nuancer car ces forts pourcentages réduisent la tenue en tension du transistor. Finalement, un compromis intéressant, tenant compte des enjeux du MOS-HEMT et intégrant l'ensemble des études sur le 2DEG, serait de fabriquer une hétérojonction $\text{AlGaN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ avec 9 nm de couche $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ (pour le compromis R_{ON}/BV), 1.1 nm de couche AlN (pour le compromis $n_s/\text{mobilité}$) et un GaN : NID de 200 nm au-dessus de la couche de p-GaN dopée à $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (pour le compromis $R_{\text{ON}}/V_{\text{TH}}$), permettant ainsi d'atteindre une résistance du 2DEG potentiellement inférieure à $330 \Omega/\square$.

Le deuxième point clé pour l'optimisation de la résistance à l'état passant, abordé au chapitre 4, est la résistance du canal de grille. La gravure ICP-RIE induit des défauts qui réduisent les propriétés de transport électronique, conduisant à des valeurs de résistance du canal élevées, environ 30 fois supérieures à la résistance du 2DEG, mais sur des longueurs beaucoup plus courtes (divisées par 10 à 20 en fonction du design). Pour répondre à cet enjeu, une première étude, présentée dans le chapitre 4, a été focalisée sur deux procédés de gravure de la grille. L'impact de ces procédés sur la morphologie de la grille (angle de gravure et profondeur) et en fonction de l'orientation cristallographique du canal a été étudié à travers des comparaisons entre images TEM, caractérisations électriques et simulations TCAD. Afin de comprendre les différences entre les deux procédés en termes de dégradation des propriétés autour du canal, une méthode d'extraction permettant de différencier les mobilités du fond de la grille de celle des côtés a été proposée. L'application de cette méthode a montré une dégradation accrue de la mobilité des électrons sur les flancs de la grille, de l'ordre de 21% par rapport au fond pour le procédé avec ALE et de 41% pour le procédé de référence. Des études complémentaires sont nécessaires pour déterminer l'origine de ces différences de mobilités entre les deux procédés de gravure, bien que, à première vue, l'hypothèse d'une dégradation du canal (impuretés, défauts) semble prédominer sur les effets de rugosité d'interfaces, et des dégradations due à l'interface Oxyde/GaN. Finalement, les simulations TCAD des différentes

Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants

configurations ont mis en évidence l'impact de la morphologie de la grille sur les paramètres électriques tels que la tension de seuil et la pente sous le seuil, qui semblent être reliées à l'angle de gravure. Par ailleurs, la simulation de ces morphologies et l'implémentation des valeurs de mobilités pour chaque région du transistor (à savoir la mobilité du 2DEG déterminée dans le chapitre 2, et les valeurs des mobilités des flancs et du fond de la grille), valide à la fois les extractions expérimentales et le comportement des caractéristiques courant-tension $I_D(V_G)$ expérimentales.

Le dernier chapitre explore l'effet de la profondeur de gravure sur les performances électriques des MOS-HEMT. Il représente une avancée vers l'optimisation du dimensionnement des transistors en considérant des profondeurs de gravure de 50nm, 150nm et 350nm. Il présente également les effets des longueurs des accès et de la longueur effective de la grille, évalués à travers trois dimensions de 0.25 μm , 0.5 μm et 1 μm . Initialement, les caractéristiques morphologiques de chaque variation de profondeur et de longueur de grille ont été analysées. Par la suite, les performances en termes de résistance à l'état passant (R_{ON}) ont été mesurées. Pour confirmer le compromis entre la résistance et la tenue en tension, la longueur de grille de 0.5 μm a été testée en blocage jusqu'à 800 V pour différentes profondeurs de gravure, montrant de faibles fuites en blocage par la source pour les profondeurs les plus élevées. Cependant, le courant de fuite de grille, bien que très faible, augmente avec la surface de grille. Néanmoins, une contribution significative des fuites de courant du substrat a été observée, indépendamment des variations morphologiques, ce qui illustre les différents degrés d'optimisation à considérer. La méthode d'extraction des mobilités du canal, décrite au chapitre 4, a été utilisée pour séparer les différentes contributions à la résistance R_{ON} pour les différentes morphologies. Il a été démontré que la résistance dominante, qu'elle soit du fond ou des côtés, dépend du design spécifique (profondeur de gravure, longueur des accès, longueur de grille). Pour les architectures avec une faible profondeur de gravure, l'amélioration de la mobilité du fond devrait être prioritaire, tandis que pour une profondeur de 350 nm c'est les flancs de grille qui doivent être optimisés. En revanche, pour une profondeur intermédiaire de 150 nm, l'optimisation doit tenir compte des longueurs de grille choisies. Cette étude a révélé un compromis optimal (faible R_{ON} et faible fuite en blocage) pour une profondeur de 150 nm et une longueur de grille de 0.5 μm , avec une résistance R_{ON} totale mesurée à 8.1 Ω/mm .

Perspectives

Bien que nous ayons proposé un certain nombre d'améliorations pour réduire la résistance à l'état passant sans compromettre la tension de seuil des transistors MOS-HEMT et leur tenue en blocage, plusieurs éléments restent à étudier et comprendre.

- Un des aspects centraux reste la gravure, dont il est crucial de comprendre tous les mécanismes afin de diminuer la résistance du canal, que ce soit sur les flancs ou le fond de grille. Le choix de l'architecture finale est également important pour déterminer les axes prioritaires, comme illustré au chapitre 5. Par exemple, une faible valeur de RD entraîne une faible résistance R_T en raison de la faible longueur des flancs, rendant l'optimisation du fond de gravure essentielle. Cependant, lorsque RD augmente, les côtés deviennent alors un facteur majeur dans la dégradation de la résistance R_{ON} .
- L'effet de la compensation du dopage p sur la tension de seuil reste à comprendre. Quels mécanismes physiques peuvent induire un tel comportement, spécifique au dopage p, alors qu'un cas de dopage n-GaN a déjà été étudié. Y-a-t-il une influence de l'oxyde de grille ou de l'oxyde natif GaOx ?
- Concernant la dégradation du 2DEG avec le dopage p-GaN sous-jacent et au regard des effets de compensation du dopage à l'interface Oxyde/p-GaN, une barrière AlGaIn a été envisagée par le laboratoire. Il pourrait être intéressant de mesurer l'impact de cette barrière sur les propriétés du 2DEG ainsi que sur le canal de grille en terme de tension de seuil, et de mobilité.
- Les fortes concentrations d'aluminium se sont révélées prometteuses bien que pouvant compromettre le compromis R_{ON}/BV , une optimisation des plaques de champ afin d'améliorer la déplétion du 2DEG à l'état bloqué serait aussi une étude intéressante à mener.
- Le compromis R_{ON} /fuites en blocage à 650V pour le cas d'une longueur de grille de $0.5\mu\text{m}$ a été étudié. Toutefois, au regard de la diminution de la résistance R_{ON} avec les plus faible RD et L_G ainsi que L_{GD} et L_{SG} . Il pourrait être intéressant d'élargir l'étude à d'autres longueurs.
- Dernier point, la fiabilité n'a pas été abordée dans cette thèse. Il pourrait être intéressant de regarder les effets de R_{ON} dynamique, d'instabilités de la tension de seuil, etc., car des enjeux/compromis supplémentaires seront surement nécessaires !

Enfin, pour repousser les limites actuelles telles que présentées dans cette thèse, une réflexion sur une nouvelle architecture permettant de diminuer les dégradations des mobilités du canal afin d'augmenter la tension seuil, tout en conservant une bonne tenue en tension a été menée. Pour cela un travail de simulation TCAD a été réalisé afin de proposer les paramètres technologiques pour cette optimisation. D'après les simulations, une approche prometteuse pour augmenter la tension de seuil a été déterminée. Les simulations ont été basées sur les résultats tirés de cette thèse, et les conclusions de cette étude ont fait l'objet d'une soumission de brevet.

Publications



Mohamad, B., C. Le Royer, F. Rigaud-Minet, **C. Piotrowicz**, P. Fernandes Paes Pinto Rocha, C. Leurquin, W. Vandendaele, et al. 2023. « Deep Insights into Recessed Gate MOS-HEMT Technology for Power Applications ». In *2023 7th IEEE Electron Devices Technology & Manufacturing Conference (EDTM)*. <https://doi.org/10.1109/EDTM55494.2023.10102971>.



Piotrowicz, C., B. Mohamad, N. Malbert, S. Bécu, S. Ruel, et C. Le Royer. 2024. « Impact of the recessed gate depth on the GaN metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistor performances: New insights on mobility extraction ». *Journal of Applied Physics* 135 (17): 175701. <https://doi.org/10.1063/5.0205840>.



Piotrowicz, C., B. Mohamad, N. Malbert, M. -A. Jaud, W. Vandendaele, M. Charles, et R. Gwoziecki. 2023. « Influence of AlGa_N N-Type Doping and AlN Thickness on the Two-Dimensional Electron Gas Density (N_s) and Resistance (R_{2DEG}) ». *Solid-State Electronics*, janvier, 108594. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2023.108594>.



Piotrowicz, C., B. Mohamad, P. Fernandes Paes Pinto Rocha, N. Malbert, S. Ruel, P. Pimenta-Barros, M.-A. Jaud, L. Vauche, et C. Le Royer. 2023. « Impact of Gate Morphology on Electrical Performances of Recessed GaN-on Si MOS channel-HEMT for Different Channel Orientations ». In *2023 35th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, 382-85. <https://doi.org/10.1109/ISPSD57135.2023.10147642>.



Piotrowicz, C., B. Mohamad, B. Rustemi, N. Malbert, M. A. Jaud, W. Vandendaele, M. Charles, et R. Gwoziecki. 2022. « A Comprehensive Analysis of AlN Spacer and AlGa_N N-Doping Effects on the 2DEG Resistance in AlGa_N/AlN/GaN Heterostructures ». *Solid-State Electronics* 194 (août):108322. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2022.108322>.



Rustemi, B., **C. Piotrowicz**, M.-A. Jaud, F. Triozon, W. Vandendaele, B. Mohamad, R. Gwoziecki, et G. Ghibaudo. 2022. « Effect of Doping on Al₂O₃/GaN MOS Capacitance ». *Solid-State Electronics* 194 (août):108356. <https://doi.org/10.1016/j.sse.2022.108356>.



Rustemi, Bledion, Marie-Anne Jaud, François Triozon, **Clémentine Piotrowicz**, William Vandendaele, Charles Leroux, Cyrille Le Royer, Jérôme Biscarrat, et Gérard Ghibaudo. 2021. « Investigation on Interface Charges in SiN/Al_xGa_{1-x}N/GaN Heterostructures by Analyzing the Gate-to-Channel Capacitance and the Drain Current Behaviors ». *Journal of Applied Physics* 130 (10): 105704. <https://doi.org/10.1063/5.0058019>.



Clémentine Piotrowicz, Nathalie Malbert, Simona Torrenco, Aurélien Olivier, Blend Mohamad. « Demonstration of Ultra Low 2DEG Sheet Resistance Using Al-Enriched AlGa_N Layer in the Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN Heterojunction » ESSERC 2024.

Références

- [1] « The Nobel Prize in Physics 1956 », NobelPrize.org. Consulté le: 17 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1956/summary/>
- [2] « The Nobel Prize in Physics 2000 », NobelPrize.org. Consulté le: 17 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2000/summary/>
- [3] G. E. Moore, « Cramming More Components Onto Integrated Circuits », *Proceedings of the IEEE*, vol. 86, n° 1, p. 82-85, janv. 1998, doi: 10.1109/JPROC.1998.658762.
- [4] M. R. Ritchie Hannah, *English: A logarithmic graph showing the timeline of how transistor counts in microchips are almost doubling every two years from 1970 to 2020; Moore's Law*. 2020. Consulté le: 17 juillet 2024. [En ligne]. Disponible sur: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Moore%27s_Law_Transistor_Count_1970-2020.png
- [5] J. Czochralski, « Ein neues Verfahren zur Messung der Kristallisationsgeschwindigkeit der Metalle », *Zeitschrift für Physikalische Chemie*, vol. 92U, n° 1, p. 219-221, nov. 1918, doi: 10.1515/zpch-1918-9212.
- [6] « The Nobel Prize in Physics 1915 », NobelPrize.org. Consulté le: 17 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1915/summary/>
- [7] « The Nobel Prize in Physics 1986 », NobelPrize.org. Consulté le: 17 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1986/summary/>
- [8] S. M. Sze et K. K. Ng, *Physics of Semiconductor Devices*. John Wiley & Sons, 2006.
- [9] D. Neamen, *Semiconductor Physics And Devices*. McGraw-Hill Education, 2003.
- [10] « Électronique de puissance – Bases, perspectives, guide de lecture », Techniques de l'Ingénieur. Consulté le: 17 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/energies-th4/composants-actifs-en-electronique-de-puissance-42245210/electronique-de-puissance-bases-perspectives-guide-de-lecture-d3060/>
- [11] Yole, « SiC and GaN Power Devices Market Size ». juin 2023.
- [12] K. Li et S. Sen, « A Fast and Accurate GaN Power Transistor Model and Its Application for Electric Vehicle », *IEEE Transactions on Vehicular Technology*, p. 1-13, 2023, doi: 10.1109/TVT.2023.3340297.
- [13] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, et Y. Toyoda, « Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer », *Applied Physics Letters*, vol. 48, n° 5, p. 353-355, févr. 1986, doi: 10.1063/1.96549.
- [14] Thang Van Do et al., « Wide-Bandgap Power Semiconductors for Electric Vehicle Systems: Challenges and Trends | IEEE Journals & Magazine | IEEE Xplore ».
- [15] F. Salomez et al., « Design of an integrated GaN inverter into a multiphase PMSM », in *2020 IEEE Vehicle Power and Propulsion Conference (VPPC)*, nov. 2020, p. 1-6. doi: 10.1109/VPPC49601.2020.9330956.
- [16] J. O. Gonzalez, R. Wu, S. Jahdi, et O. Alatise, « Performance and Reliability Review of 650 V and 900 V Silicon and SiC Devices: MOSFETs, Cascode JFETs and IGBTs », *IEEE Transactions on Industrial Electronics*, vol. 67, n° 9, p. 7375-7385, sept. 2020, doi: 10.1109/TIE.2019.2945299.
- [17] « AR6 Synthesis Report: Climate Change 2023 — IPCC ». Consulté le: 12 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.ipcc.ch/report/sixth-assessment-report-cycle/>
- [18] G. Guillemaud, L. Vauche, J.-C. L. Barbosa, V. Sousa, et L. D. Cioccio, « Empreinte environnementale d'un composant de puissance GaN/Si », présenté à Symposium de Génie Electrique (SGE 2023), Lille, France, 2023.
- [19] A. Nordelöf, M. Alatalo, et M. L. Söderman, « A scalable life cycle inventory of an automotive power electronic inverter unit—part I: design and composition », *Int J Life Cycle Assess*, vol. 24, n° 1, p. 78-92, janv. 2019, doi: 10.1007/s11367-018-1503-3.
- [20] O. Andersen, J. Hille, G. Gilpin, et A. S. G. Andrae, « Life Cycle Assessment of electronics », in *2014 IEEE Conference on Technologies for Sustainability (SusTech)*, juill. 2014, p. 22-29. doi: 10.1109/SusTech.2014.7046212.

- [21] Joint Research Centre (European Commission), M. Damiani, N. Ferrara, et F. Ardente, *Understanding Product Environmental Footprint and Organisation Environmental Footprint methods*. LU: Publications Office of the European Union, 2022. Consulté le: 12 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://data.europa.eu/doi/10.2760/11564>
- [22] L. Vauche, G. Guillemaud, J.-C. Lopes Barbosa, et L. Di Cioccio, « Cradle-to-Gate Life Cycle Assessment (LCA) of GaN Power Semiconductor Device », *Sustainability*, vol. 16, n° 2, Art. n° 2, janv. 2024, doi: 10.3390/su16020901.
- [23] « CRMS 2023 », SCRREEN3. Consulté le: 5 juillet 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://screen.eu/crms-2023/>
- [24] T. R. Hawkins, B. Singh, G. Majeau-Bettez, et A. H. Strømman, « Comparative Environmental Life Cycle Assessment of Conventional and Electric Vehicles », *Journal of Industrial Ecology*, vol. 17, n° 1, p. 53-64, 2013, doi: 10.1111/j.1530-9290.2012.00532.x.
- [25] V. S. Nguyen, S. Catellani, A. Bier, J. Martin, H. Zara, et J. Aime, « A compact high-efficiency GaN based 400W solar micro inverter in ZVS operation », in *PCIM Europe digital days 2020; International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, juill. 2020, p. 1-7. Consulté le: 17 janvier 2024.
- [26] H. Amano *et al.*, « The 2018 GaN power electronics roadmap », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 51, n° 16, p. 163001, mars 2018, doi: 10.1088/1361-6463/aaaf9d.
- [27] G. Guillemaud, L. Vauche, J.-C. L. Barbosa, V. Sousa, et L. D. Cioccio, « Empreinte environnementale d'un composant de puissance à base de GaN », présenté à SGE 2023 - 5ème édition du Symposium de Génie Électrique, juill. 2023, p. 1.
- [28] B. Sadovyi *et al.*, « Experimental and theoretical evidence of the temperature-induced wurtzite to rocksalt phase transition in GaN under high pressure », *Phys. Rev. B*, vol. 102, n° 23, p. 235109, déc. 2020, doi: 10.1103/PhysRevB.102.235109.
- [29] M. P. Halsall, P. Harmer, P. J. Parbrook, et S. J. Henley, « Raman scattering and absorption study of the high-pressure wurtzite to rocksalt phase transition of GaN », *Phys. Rev. B*, vol. 69, n° 23, p. 235207, juin 2004, doi: 10.1103/PhysRevB.69.235207.
- [30] M. Grundmann, *The Physics of Semiconductors: An Introduction Including Nanophysics and Applications*. in Graduate Texts in Physics. Cham: Springer International Publishing, 2021. doi: 10.1007/978-3-030-51569-0.
- [31] I. Vurgaftman et J. R. Meyer, « Band parameters for nitrogen-containing semiconductors », *Journal of Applied Physics*, vol. 94, p. 3675-3696, 2003, doi: 10.1063/1.1600519.
- [32] M. Goano, E. Bellotti, E. Ghillino, G. Ghione, et K. F. Brennan, « Band structure nonlocal pseudopotential calculation of the III-nitride wurtzite phase materials system. Part I. Binary compounds GaN, AlN, and InN », *Journal of Applied Physics*, vol. 88, n° 11, p. 6467-6475, déc. 2000, doi: 10.1063/1.1309046.
- [33] W. Shan, T. J. Schmidt, X. H. Yang, S. J. Hwang, J. J. Song, et B. Goldenberg, « Temperature dependence of interband transitions in GaN grown by metalorganic chemical vapor deposition », *Applied Physics Letters*, vol. 66, n° 8, p. 985-987, févr. 1995, doi: 10.1063/1.113820.
- [34] C. Roder, S. Einfeldt, S. Figge, et D. Hommel, « Temperature dependence of the thermal expansion of GaN », *Phys. Rev. B*, vol. 72, n° 8, p. 085218, août 2005, doi: 10.1103/PhysRevB.72.085218.
- [35] Y. P. Varshni, « Temperature dependence of the energy gap in semiconductors », *Physica*, vol. 34, n° 1, p. 149-154, janv. 1967, doi: 10.1016/0031-8914(67)90062-6.
- [36] F. Bernardini et V. Fiorentini, « Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys », *Phys. Rev. B*, vol. 64, n° 8, p. 085207, août 2001, doi: 10.1103/PhysRevB.64.085207.
- [37] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, et M. S. Shur, *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. John Wiley & Sons, 2001.
- [38] M. Meneghini *et al.*, « GaN-based power devices: Physics, reliability, and perspectives », *Journal of Applied Physics*, vol. 130, n° 18, p. 181101, nov. 2021, doi: 10.1063/5.0061354.
- [39] F. Udrea, G. Deboy, et T. Fujihira, « Superjunction Power Devices, History, Development, and Future Prospects », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 64, n° 3, p. 713-727, mars 2017, doi: 10.1109/TED.2017.2658344.
- [40] F. Bernardini, V. Fiorentini, et D. Vanderbilt, « Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides », *Phys. Rev. B*, vol. 56, n° 16, p. R10024-R10027, oct. 1997, doi: 10.1103/PhysRevB.56.R10024.

- [41] O. Ambacher *et al.*, « Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures », *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 14, p. 3399-3434, 2002, doi: 10.1088/0953-8984/14/13/302.
- [42] R. Dimitrov *et al.*, « Comparison of N-face and Ga-face AlGaIn/GaN-Based High Electron Mobility Transistors Grown by Plasma-Induced Molecular Beam Epitaxy », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 38, n° 9R, p. 4962, sept. 1999, doi: 10.1143/JJAP.38.4962.
- [43] A. F. Wright, « Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN », *Journal of Applied Physics*, vol. 82, n° 6, p. 2833-2839, sept. 1997, doi: 10.1063/1.366114.
- [44] O. Ambacher *et al.*, « Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures », *Journal of Applied Physics*, vol. 85, p. 3222-3233, 1999, doi: 10.1063/1.369664.
- [45] O. Ambacher *et al.*, « Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGaIn/GaN heterostructures », *Journal of Applied Physics*, vol. 87, p. 334-344, 2000, doi: 10.1063/1.371866.
- [46] F. Roccaforte, G. Greco, P. Fiorenza, et F. Iucolano, « An Overview of Normally-Off GaN-Based High Electron Mobility Transistors », *Materials (Basel)*, vol. 12, n° 10, p. E1599, mai 2019, doi: 10.3390/ma12101599.
- [47] Y. C. Liang, R. Sun, Y.-C. Yeo, et C. Zhao, « Development of GaN Monolithic Integrated Circuits for Power Conversion », in *2019 IEEE Custom Integrated Circuits Conference (CICC)*, avr. 2019, p. 1-4. doi: 10.1109/CICC.2019.8780294.
- [48] M. Meneghini, O. Hilt, J. Wuerfl, et G. Meneghesso, « Technology and Reliability of Normally-Off GaN HEMTs with p-Type Gate », *Energies*, vol. 10, n° 2, Art. n° 2, févr. 2017, doi: 10.3390/en10020153.
- [49] X. Wang *et al.*, « Failure Behavior and Mechanism of p-GaN Gate AlGaIn/GaN HEMTs in the Third Quadrant Under Repetitive Surge Current Stress », *IEEE Transactions on Electron Devices*, p. 1-8, 2023, doi: 10.1109/TED.2023.3345258.
- [50] M. Meneghini *et al.*, « Role of buffer doping and pre-existing trap states in the current collapse and degradation of AlGaIn/GaN HEMTs », in *2014 IEEE International Reliability Physics Symposium*, juin 2014, p. 6C.6.1-6C.6.7. doi: 10.1109/IRPS.2014.6861113.
- [51] G. Greco *et al.*, « Effects of Annealing Treatments on the Properties of Al/Ti/p-GaN Interfaces for Normally OFF p-GaN HEMTs | IEEE Journals & Magazine | IEEE Xplore ». Consulté le: 11 décembre 2023.
- [52] N. E. Posthuma *et al.*, « Impact of Mg out-diffusion and activation on the p-GaN gate HEMT device performance », in *2016 28th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, juin 2016, p. 95-98. doi: 10.1109/ISPSD.2016.7520786.
- [53] L. Efthymiou, G. Longobardi, G. Camuso, T. Chien, M. Chen, et F. Udrea, « On the physical operation and optimization of the p-GaN gate in normally-off GaN HEMT devices », *Applied Physics Letters*, vol. 110, n° 12, p. 123502, mars 2017, doi: 10.1063/1.4978690.
- [54] M. Tao *et al.*, « Characterization of 880 V Normally Off GaN MOSHEMT on Silicon Substrate Fabricated With a Plasma-Free, Self-Terminated Gate Recess Process », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 65, n° 4, p. 1453-1457, avr. 2018, doi: 10.1109/TED.2018.2808345.
- [55] H. Kambayashi, Y. Satoh, T. Kokawa, N. Ikeda, T. Nomura, et S. Kato, « High field-effect mobility normally-off AlGaIn/GaN hybrid MOS-HFET on Si substrate by selective area growth technique », *Solid-State Electronics*, vol. 56, n° 1, p. 163-167, févr. 2011, doi: 10.1016/j.sse.2010.10.001.
- [56] X. Cai *et al.*, « Atomic-scale identification of crystalline GaON nanophase for enhanced GaN MIS-FET channel », *Applied Physics Letters*, vol. 114, n° 5, p. 053109, févr. 2019, doi: 10.1063/1.5078767.
- [57] C. Piotrowicz *et al.*, « Impact of Gate Morphology on Electrical Performances of Recessed GaN-on Si MOS channel-HEMT for Different Channel Orientations », in *2023 35th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, mai 2023, p. 382-385. doi: 10.1109/ISPSD57135.2023.10147642.
- [58] J. He, W.-C. Cheng, Q. Wang, K. Cheng, H. Yu, et Y. Chai, « Recent Advances in GaN-Based Power HEMT Devices », *Advanced Electronic Materials*, vol. 7, n° 4, p. 2001045, 2021, doi: 10.1002/aelm.202001045.

- [59] L. Liu et J. H. Edgar, « Substrates for gallium nitride epitaxy », *Materials Science and Engineering: R: Reports*, vol. 37, n° 3, p. 61-127, avr. 2002, doi: 10.1016/S0927-796X(02)00008-6.
- [60] H. Ishikawa, K. Yamamoto, T. Egawa, T. Soga, T. Jimbo, et M. Umeno, « Thermal stability of GaN on (111) Si substrate », *Journal of Crystal Growth*, vol. 189-190, p. 178-182, juin 1998, doi: 10.1016/S0022-0248(98)00223-1.
- [61] M. Charles, M. Mrad, J. Kanyandekwe, et V. Yon, « Extraction of stress and dislocation density using in-situ curvature measurements for AlGa_N and GaN on silicon growth », *Journal of Crystal Growth*, vol. 517, p. 64-67, juill. 2019, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2019.04.014.
- [62] F. Rigaud-Minet, « Experimental and simulation study of GaN device size limitations for high efficiency power converters », University of Lyon, CEA-Leti, 2023.
- [63] M. Haebleren, D. Zhu, C. McAleese, M. J. Kappers, et C. J. Humphreys, « Dislocation reduction in MOVPE grown GaN layers on (111)Si using SiN_x and AlGa_N layers », *J. Phys.: Conf. Ser.*, vol. 209, n° 1, p. 012017, févr. 2010, doi: 10.1088/1742-6596/209/1/012017.
- [64] J. L. Lyons, D. Wickramaratne, et C. G. Van de Walle, « A first-principles understanding of point defects and impurities in GaN », *Journal of Applied Physics*, vol. 129, n° 11, p. 111101, mars 2021, doi: 10.1063/5.0041506.
- [65] I. Nifa, « Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN », 2018, Consulté le: 15 juillet 2021. [En ligne]. Disponible sur: <https://core.ac.uk/display/160795317>
- [66] Z. Gao *et al.*, « Reliability comparison of AlGa_N/GaN HEMTs with different carbon doping concentration », *Microelectronics Reliability*, vol. 100-101, p. 113489, sept. 2019, doi: 10.1016/j.microrel.2019.113489.
- [67] C. Koller, G. Pobegen, C. Ostermaier, et D. Pogany, « Effect of Carbon Doping on Charging/Discharging Dynamics and Leakage Behavior of Carbon-Doped GaN », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 65, n° 12, p. 5314-5321, déc. 2018, doi: 10.1109/TED.2018.2872552.
- [68] B. Rrustemi *et al.*, « Investigation on interface charges in SiN/Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures by analyzing the gate-to-channel capacitance and the drain current behaviors », *Journal of Applied Physics*, vol. 130, n° 10, p. 105704, sept. 2021, doi: 10.1063/5.0058019.
- [69] F. Bernardini et V. Fiorentini, « Spontaneous versus Piezoelectric Polarization in III-V Nitrides: Conceptual Aspects and Practical Consequences », *physica status solidi (b)*, vol. 216, n° 1, p. 391-398, 1999, doi: 10.1002/(SICI)1521-3951(199911)216:1<391::AID-PSSB391>3.0.CO;2-K.
- [70] L. Hsu et W. Walukiewicz, « Effect of polarization fields on transport properties in AlGa_N/GaN heterostructures », *J. Appl. Phys.*, vol. 89, n° 3, p. 1783, 2001, doi: 10.1063/1.1339858.
- [71] M. Miyoshi, T. Egawa, et H. Ishikawa, « Study on mobility enhancement in MOVPE-grown AlGa_N/AlN/GaN HEMT structures using a thin AlN interfacial layer », *Solid-State Electronics*, vol. 50, n° 9, p. 1515-1521, sept. 2006, doi: 10.1016/j.sse.2006.07.016.
- [72] X. Han *et al.*, « Scattering times in the two-dimensional electron gas of Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN heterostructures », *J. Phys. D: Appl. Phys.*, vol. 42, n° 4, p. 045112, févr. 2009, doi: 10.1088/0022-3727/42/4/045112.
- [73] J. Lehmann *et al.*, « Influence of epitaxy and gate deposition process on Ron resistance of AlGa_N/GaN-on-Si HEMT », in *2015 IEEE 27th International Symposium on Power Semiconductor Devices & IC's (ISPSD)*, mai 2015, p. 261-264. doi: 10.1109/ISPSD.2015.7123439.
- [74] N. M. Shrestha, Y. Li, et E. Y. Chang, « Simulation study on electrical characteristic of AlGa_N/GaN high electron mobility transistors with AlN spacer layer », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 53, n° 4 SPEC. ISSUE, 2014, doi: 10.7567/JJAP.53.04EF08.
- [75] F. Sonmez *et al.*, « The effect of barrier layers on 2D electron effective mass in Al_{0.3}Ga_{0.7}N/AlN/GaN heterostructures », *Journal of Physics: Condensed Matter*, vol. 33, p. 255501, 2021, doi: 10.1088/1361-648x/abf8d2.
- [76] I. P. Smorchkova *et al.*, « AlN/GaN and (Al,Ga)N/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy », *Journal of Applied Physics*, vol. 90, n° 10, p. 5196-5201, nov. 2001, doi: 10.1063/1.1412273.
- [77] A. Asgari et L. Faraone, « SiN passivation layer effects on un-gated two-dimensional electron gas density in AlGa_N/AlN/GaN field-effect transistors », *Applied Physics Letters*, vol. 100, p. 122106, 2012, doi: 10.1063/1.3696641.

- [78] A. Siddique, R. Ahmed, J. Anderson, M. Holtz, et E. L. Piner, « Improved Electrical Properties of AlGaN/GaN High-Electron-Mobility Transistors by In Situ Tailoring the SiNx Passivation Layer », *ACS Applied Materials & Interfaces*, vol. 13, p. 18264-18273, 2021, doi: 10.1021/acsmi.1c01241.
- [79] L. Vauche *et al.* « Study of an Al₂O₃/GaN Interface for Normally Off MOS-Channel High-Electron-Mobility Transistors Using XPS Characterization: The Impact of Wet Surface Treatment on Threshold Voltage V_{TH} | ACS Applied Electronic Materials ». Consulté le: 8 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/acsaelm.0c01023>
- [80] M. Petracic, V. A. Coleman, K.-J. Kim, B. Kim, et G. Li, « Defect acceptor and donor in ion-bombarded GaN », *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 23, n° 5, p. 1340-1345, juill. 2005, doi: 10.1116/1.1991869.
- [81] X. A. Cao *et al.*, « Depth and thermal stability of dry etch damage in GaN Schottky diodes », *Applied Physics Letters*, vol. 75, n° 2, p. 232-234, juill. 1999, doi: 10.1063/1.124332.
- [82] F. Le Roux, N. Possémé, P. Burtin, P. Gergaud, et V. Delaye, « Characterization of AlGaN/GaN degradations during plasma etching for power devices », *Microelectronic Engineering*, vol. 249, p. 111619, sept. 2021, doi: 10.1016/j.mee.2021.111619.
- [83] R. Qiu, H. Lu, D. Chen, R. Zhang, et Y. Zheng, « Optimization of inductively coupled plasma deep etching of GaN and etching damage analysis », *Applied Surface Science*, vol. 257, n° 7, p. 2700-2706, janv. 2011, doi: 10.1016/j.apsusc.2010.10.048.
- [84] T. Spelta *et al.*, « Impact of etching process on Al₂O₃/GaN interface for MOSc-HEMT devices combining ToF-SIMS, HAXPES and AFM », *Solid-State Electronics*, vol. 208, p. 108743, oct. 2023, doi: 10.1016/j.sse.2023.108743.
- [85] K. J. Kanarik *et al.*, « Overview of atomic layer etching in the semiconductor industry », *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films*, vol. 33, n° 2, p. 020802, mars 2015, doi: 10.1116/1.4913379.
- [86] C. Mannequin *et al.*, « Comparative study of two atomic layer etching processes for GaN », *Journal of Vacuum Science & Technology A*, vol. 38, n° 3, p. 032602, mai 2020, doi: 10.1116/1.5134130.
- [87] T. Yamamoto *et al.*, « Low-temperature formation of Ga-oxide/GaN interface with remote oxygen plasma and its interface properties », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 57, n° 6S2, p. 06JE01, mai 2018, doi: 10.7567/JJAP.57.06JE01.
- [88] T. Hossain *et al.*, « Effect of GaN surface treatment on Al₂O₃/ n -GaN MOS capacitors », *Journal of Vacuum Science & Technology B, Nanotechnology and Microelectronics: Materials, Processing, Measurement, and Phenomena*, vol. 33, n° 6, p. 061201, nov. 2015, doi: 10.1116/1.4931793.
- [89] N. Nepal, N. Y. Garces, D. J. Meyer, J. K. Hite, M. A. Mastro, et J. Charles R. Eddy, « Assessment of GaN Surface Pretreatment for Atomic Layer Deposited High-k Dielectrics », *Appl. Phys. Express*, vol. 4, n° 5, p. 055802, mai 2011, doi: 10.1143/APEX.4.055802.
- [90] P. Fernandes Paes Pinto Rocha *et al.*, « Impact of post-deposition anneal on ALD Al₂O₃/etched GaN interface for gate-first MOSc-HEMT », *Power Electronic Devices and Components*, vol. 4, p. 100033, mars 2023, doi: 10.1016/j.pedc.2023.100033.
- [91] P. F. P. P. Rocha *et al.*, « Impact of Nitrogen Concentration and Post-Deposition Annealing on Electrical Properties of AlON/Etched N-GaN MOS Capacitors », *Advanced Electronic Materials*, vol. n/a, n° n/a, p. 2300528, doi: 10.1002/aelm.202300528.
- [92] « Synthesis of AlOxNy thin films using a two-step PE-ALD process | AIP Advances | AIP Publishing ». Consulté le: 12 janvier 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://pubs.aip.org/aip/adv/article/13/8/085128/2908185/Synthesis-of-AlOxNy-thin-films-using-a-two-step-PE>
- [93] P. Fernandes Paes Pinto Rocha, L. Vauche, P. Pimenta-Barros, S. Ruel, R. Escoffier, et J. Buckley, « Recent Developments and Prospects of Fully Recessed MIS Gate Structures for GaN on Si Power Transistors », *Energies*, vol. 16, n° 7, Art. n° 7, janv. 2023, doi: 10.3390/en16072978.
- [94] C. Koller, L. Lymperakis, D. Pogany, G. Pobegen, et C. Ostermaier, « Mechanism leading to semi-insulating property of carbon-doped GaN: Analysis of donor acceptor ratio and method for its determination », *Journal of Applied Physics*, vol. 130, n° 18, p. 185702, nov. 2021, doi: 10.1063/5.0060912.
- [95] A. Fariza *et al.*, « Leakage currents and Fermi-level shifts in GaN layers upon iron and carbon-doping », *Journal of Applied Physics*, vol. 122, n° 2, p. 025704, juill. 2017, doi: 10.1063/1.4993180.

- [96] A. Fariza *et al.*, « On reduction of current leakage in GaN by carbon-doping », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 109, n° 21, p. 212102, nov. 2016, doi: 10.1063/1.4968823.
- [97] D.-S. Kim *et al.*, « Normally-Off AlGaIn/GaN Metal–Oxide–Semiconductor Heterostructure Field-Effect Transistor with Recessed Gate and p-GaN Back-Barrier », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 51, p. 034101, févr. 2012, doi: 10.1143/JJAP.51.034101.
- [98] M.-A. Jaud *et al.*, « Comprehensive TCAD Analysis of Threshold Voltage on GaN-on-Si MOS-Channel Fully Recessed Gate HEMTs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, p. 1-6, 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3136150.
- [99] M.-A. Jaud *et al.*, « In depth TCAD analysis of threshold voltage on GaN-on-Si MOS-channel fully recessed gate HEMTs », in *2021 33rd International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, mai 2021, p. 319-322. doi: 10.23919/ISPSD50666.2021.9452257.
- [100] K. Ohnishi *et al.*, « Tuning the p-type doping of GaN over three orders of magnitude via efficient Mg doping during halide vapor phase epitaxy », *Journal of Applied Physics*, vol. 132, n° 14, p. 145703, oct. 2022, doi: 10.1063/5.0122292.
- [101] B. Rrustemi, F. Triozon, M.-A. Jaud, W. Vandendaele, et G. Ghibaudo, « Calculation of the mobility in Al₂O₃/GaN electron channel: Effect of p-doping and comparison with experiments », *Solid-State Electronics*, vol. 198, p. 108470, déc. 2022, doi: 10.1016/j.sse.2022.108470.
- [102] D. Marcon *et al.*, « Direct comparison of GaN-based e-mode architectures (recessed MISHEMT and p-GaN HEMTs) processed on 200mm GaN-on-Si with Au-free technology », présenté à SPIE OPTO, J.-I. Chyi, H. Fujioka, et H. Morkoç, Éd., San Francisco, California, United States, mars 2015, p. 936311. doi: 10.1117/12.2077806.
- [103] F. Rigaud-Minet *et al.*, « Deep Level Transient Fourier Spectroscopy Investigation of Electron Traps on AlGaIn/GaN-on-Si Power Diodes », *Energies*, vol. 16, n° 2, Art. n° 2, janv. 2023, doi: 10.3390/en16020599.
- [104] B. Mohamad *et al.*, « Deep Insights into Recessed Gate MOS-HEMT Technology for Power Applications », in *2023 7th IEEE Electron Devices Technology & Manufacturing Conference (EDTM)*, mars 2023, p. 1-3. doi: 10.1109/EDTM55494.2023.10102971.
- [105] M. Van Hove, N. Posthuma, K. Geens, D. Wellekens, X. Li, et S. Decoutere, « Impact of crystal orientation on ohmic contact resistance of enhancement-mode p-GaN gate high electron mobility transistors on 200 mm silicon substrates », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 57, n° 4S, p. 04FG02, avr. 2018, doi: 10.7567/JJAP.57.04FG02.
- [106] C. Le Royer *et al.*, « Normally-OFF 650V GaN-on-Si MOSc-HEMT Transistor: Benefits of the Fully Recessed Gate Architecture », in *2022 IEEE 34th International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, mai 2022, p. 49-52. doi: 10.1109/ISPSD49238.2022.9813672.
- [107] Y. Q. Tao *et al.*, « High-temperature transport properties of 2DEG in AlGaIn/GaN heterostructures », *J. Electron. Mater.*, vol. 35, n° 4, p. 722-725, avr. 2006, doi: 10.1007/s11664-006-0128-7.
- [108] Y. Zhang et J. Singh, « Charge control and mobility studies for an AlGaIn/GaN high electron mobility transistor », *Journal of Applied Physics*, vol. 85, p. 587-594, 1999, doi: 10.1063/1.369493.
- [109] I. Berdalovic, M. Poljak, et T. Suligoj, « A comprehensive model and numerical analysis of electron mobility in GaN-based high electron mobility transistors », *Journal of Applied Physics*, vol. 129, n° 6, p. 064303, févr. 2021, doi: 10.1063/5.0037228.
- [110] D. Zanato, S. Gokden, N. Balkan, B. K. Ridley, et W. J. Schaff, « The effect of interface-roughness and dislocation scattering on low temperature mobility of 2D electron gas in GaN/AlGaIn », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, n° 3, p. 427, janv. 2004, doi: 10.1088/0268-1242/19/3/024.
- [111] W. S. Tan, M. J. Uren, P. W. Fry, P. A. Houston, R. S. Balmer, et T. Martin, « High temperature performance of AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrates », *Solid-State Electronics*, vol. 50, p. 511-513, 2006, doi: 10.1016/j.sse.2006.02.008.
- [112] L. Shen *et al.*, « AlGaIn/AlN/GaN high-power microwave HEMT », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 22, n° 10, p. 457-459, oct. 2001, doi: 10.1109/55.954910.
- [113] Y.-F. Wu, D. Kapolnek, J. P. Ibbetson, P. Parikh, B. P. Keller, et U. K. Mishra, « Very-high power density AlGaIn/GaN HEMTs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, n° 3, p. 586-590, mars 2001, doi: 10.1109/16.906455.

- [114] T. Ide *et al.*, « Improvement of DC characteristics in AlGaIn/GaN heterojunction field-effect transistors employing AlN spacer layer », *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1: Regular Papers and Short Notes and Review Papers*, vol. 41, n° 9, p. 5563-5564, 2002, doi: 10.1143/jjap.41.5563.
- [115] I. P. Smorchkova *et al.*, « Two-dimensional electron-gas AlN/GaN heterostructures with extremely thin AlN barriers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 24, p. 3998-4000, déc. 2000, doi: 10.1063/1.1332408.
- [116] S. Tan, T. Suzue, S. L. Selvaraj, et T. Egawa, « Influence of Growth Parameters and Thickness of AlN Spacer on Electrical Properties of AlGaIn/AlN/GaN High-Electron-Mobility Transistors Grown on 4-Inch Si Substrate », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 48, p. 111002, 2009, doi: 10.1143/jjap.48.111002.
- [117] S. Liu *et al.*, « Interface/border trap characterization of Al₂O₃/AlN/GaN metal-oxide-semiconductor structures with an AlN interfacial layer », *Applied Physics Letters*, vol. 106, n° 5, p. 051605, févr. 2015, doi: 10.1063/1.4907861.
- [118] B. Rrustemi *et al.*, « Reliable method for low field temperature dependent mobility extraction at Al₂O₃/GaN interface », présenté à European Solid-State Device Research Conference, 2021, p. 295-298. doi: 10.1109/ESSDERC53440.2021.9631766.
- [119] R. K. Kammeugne *et al.*, « Analysis of MIS-HEMT Device Edge Behavior for GaN Technology Using New Differential Method », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 67, n° 11, p. 4649-4653, nov. 2020, doi: 10.1109/TED.2020.3015466.
- [120] K.-S. Im *et al.*, « Normally Off GaN MOSFET Based on AlGaIn/GaN Heterostructure With Extremely High 2DEG Density Grown on Silicon Substrate », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 31, n° 3, p. 192-194, mars 2010, doi: 10.1109/LED.2009.2039024.
- [121] R. K. Kammeugne *et al.*, « Y-Function Based Methodology for Accurate Statistical Extraction of HEMT Device Parameters for GaN Technology », in *2020 Joint International EUROSOI Workshop and International Conference on Ultimate Integration on Silicon (EUROSOI-ULIS)*, sept. 2020, p. 1-4. doi: 10.1109/EUROSOI-ULIS49407.2020.9365637.
- [122] Y. Ando *et al.*, « Electrical properties of GaN metal-insulator-semiconductor field-effect transistors with Al₂O₃/GaN interfaces formed on vicinal Ga-polar and nonpolar surfaces », *Applied Physics Letters*, vol. 117, n° 24, p. 242104, déc. 2020, doi: 10.1063/5.0028516.
- [123] Y. Ando *et al.*, « Impact of gate electrode formation process on Al₂O₃/GaN interface properties and channel mobility », *Appl. Phys. Express*, vol. 14, n° 8, p. 081001, juill. 2021, doi: 10.35848/1882-0786/ac0ffa.
- [124] K. C. Herbert, K. Shibata, J. T. Asubar, et M. Kuzuhara, « Stoichiometric imbalances in Mg-implanted GaN », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 60, p. 066504, 2021, doi: 10.35848/1347-4065/ac0248.
- [125] J. Neugebauer et C. G. Van de Walle, « Role of hydrogen in doping of GaN », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, n° 13, p. 1829-1831, mars 1996, doi: 10.1063/1.116027.
- [126] S. J. Pearton, J. W. Corbett, et M. Stavola, *Hydrogen in Crystalline Semiconductors*, vol. 16. in Springer Series in Materials Science, vol. 16. Berlin, Heidelberg: Springer, 1992. doi: 10.1007/978-3-642-84778-3.
- [127] W. Vandendaele *et al.*, « A Novel Insight on Interface Traps Density (Dit) Extraction in GaN-on-Si MOS-c HEMTs », in *2020 IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, déc. 2020, p. 23.5.1-23.5.4. doi: 10.1109/IEDM13553.2020.9371965.
- [128] B. Rrustemi *et al.*, « Effect of doping on Al₂O₃/GaN MOS capacitance », *Solid-State Electronics*, vol. 194, p. 108356, août 2022, doi: 10.1016/j.sse.2022.108356.
- [129] H. Miyamoto *et al.*, « Threshold voltage control of non-recessed GaN MOS HEMTs and recessed GaN MOS FETs by Al_xGa_{1-x}N back barrier », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 59, n° 4, p. 044002, avr. 2020, doi: 10.35848/1347-4065/ab778a.
- [130] M. Esposto, S. Krishnamoorthy, D. N. Nath, S. Bajaj, T.-H. Hung, et S. Rajan, « Electrical properties of atomic layer deposited aluminum oxide on gallium nitride », *Applied Physics Letters*, vol. 99, n° 13, p. 133503, sept. 2011, doi: 10.1063/1.3645616.
- [131] B. Rrustemi *et al.*, « Investigation on interface charges in SiN/Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures by analyzing the gate-to-channel capacitance and the drain current behaviors », *Journal of Applied Physics*, vol. 130, n° 10, 2021, doi: 10.1063/5.0058019.

- [132] M. Meneghini *et al.*, « Temperature-Dependent Dynamic R_{ON} in GaN-Based MIS-HEMTs: Role of Surface Traps and Buffer Leakage », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, n° 3, p. 782-787, mars 2015, doi: 10.1109/TED.2014.2386391.
- [133] R. Vetry, N. Q. Zhang, S. Keller, et U. K. Mishra, « The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaIn/GaN HFETs », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, n° 3, p. 560-566, mars 2001, doi: 10.1109/16.906451.
- [134] C. Leurquin *et al.*, « Drain voltage impact on charge redistribution in GaN-on-Si E-mode MOSc-HEMTs », in *2023 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, Monterey, CA, USA: IEEE, mars 2023, p. 1-6. doi: 10.1109/IRPS48203.2023.10117813.
- [135] S. Huang, S. Yang, J. Roberts, et K. J. Chen, « Threshold Voltage Instability in Al₂O₃/GaN/AlGaIn/GaN Metal-Insulator-Semiconductor High-Electron Mobility Transistors », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 11R, p. 110202, oct. 2011, doi: 10.1143/JJAP.50.110202.
- [136] A. G. Viey *et al.*, « Investigation of nBTI degradation on GaN-on-Si E-mode MOSc-HEMT », présenté à Technical Digest - International Electron Devices Meeting, IEDM, 2019. doi: 10.1109/IEDM19573.2019.8993588.
- [137] A. G. Viey *et al.*, « Influence of Carbon on pBTI Degradation in GaN-on-Si E-Mode MOSc-HEMT », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 68, n° 4, p. 2017-2024, 2021, doi: 10.1109/TED.2021.3050127.
- [138] A. G. Viey *et al.*, « Study on the difference between ID(VG) and C(VG) pBTI shifts in GaN-on-Si E-mode MOSc-HEMT », in *2021 IEEE International Reliability Physics Symposium (IRPS)*, mars 2021, p. 1-8. doi: 10.1109/IRPS46558.2021.9405221.
- [139] P. Fiorenza *et al.*, « Temperature and time dependent electron trapping in Al₂O₃ thin films onto AlGaIn/GaN heterostructures | Elsevier Enhanced Reader ».
- [140] J. B. Webb, H. Tang, S. Rolfe, et J. A. Bardwell, « Semi-insulating C-doped GaN and high-mobility AlGaIn/GaN heterostructures grown by ammonia molecular beam epitaxy », *Applied Physics Letters*, vol. 75, n° 7, p. 953-955, 1999, doi: 10.1063/1.124252.
- [141] S. A. Vitale, J. Kedzierski, P. Healey, P. W. Wyatt, et C. L. Keast, « Work-Function-Tuned TiN Metal Gate FDSOI Transistors for Subthreshold Operation », *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 58, n° 2, p. 419-426, févr. 2011, doi: 10.1109/TED.2010.2092779.
- [142] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, et L. R. Ram-Mohan, « Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys », *Journal of Applied Physics*, vol. 89, n° 11, p. 5815-5875, juin 2001, doi: 10.1063/1.1368156.
- [143] « NSM Archive - Physical Properties of Semiconductors ». Consulté le: 29 février 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/index.html>
- [144] Z. Yatabe, J. T. Asubar, et T. Hashizume, « Insulated gate and surface passivation structures for GaN-based power transistors », *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 49, n° 39, p. 393001, oct. 2016, doi: 10.1088/0022-3727/49/39/393001.
- [145] D. Ferry S. M. Goodnick, *Transport In Nanostructures*. CAMBRIDGE UNIVERSITY PRESS, 1997.
- [146] A. M. Dabiran *et al.*, « Very high channel conductivity in low-defect AlN/GaN high electron mobility transistor structures », *Applied Physics Letters*, vol. 93, n° 8, 2008, doi: 10.1063/1.2970991.
- [147] M. Nemoz *et al.*, « Interdiffusion of Al and Ga in AlN/AlGaIn superlattices grown by ammonia-assisted molecular beam epitaxy », *Superlattices and Microstructures*, vol. 150, p. 106801, févr. 2021, doi: 10.1016/j.spmi.2020.106801.
- [148] V. Umansky, M. Heiblum, Y. Levinson, J. Smet, J. Nübler, et M. Dolev, « MBE growth of ultra-low disorder 2DEG with mobility exceeding $35 \times 10^6 \text{cm}^2/\text{Vs}$ », *Journal of Crystal Growth*, vol. 311, n° 7, p. 1658-1661, mars 2009, doi: 10.1016/j.jcrysgro.2008.09.151.
- [149] B. Mounika, J. Ajayan, S. Bhattacharya, et D. Nirmal, « Recent developments in materials, architectures and processing of AlGaIn/GaN HEMTs for future RF and power electronic applications: A critical review », *Micro and Nanostructures*, vol. 168, p. 207317, août 2022, doi: 10.1016/j.micrna.2022.207317.
- [150] M. Itoh, T. Kinoshita, C. Koike, M. Takeuchi, K. Kawasaki, et Y. Aoyagi, « Straight and Smooth Etching of GaN (1100) Plane by Combination of Reactive Ion Etching and KOH Wet Etching Techniques », *JJAP*, vol. 45, n° 5R, p. 3988, mai 2006, doi: 10.1143/JJAP.45.3988.

-
- [151] A. Lardeau-Falcy, « Dopage de couches de GaN sur substrat silicium par implantation ionique », These de doctorat, Université Grenoble Alpes (ComUE), 2018. Consulté le: 28 mai 2024. [En ligne]. Disponible sur: <https://theses.fr/2018GREAY024>
- [152] Q. Zhou *et al.*, « 7.6 V Threshold Voltage High-Performance Normally-Off Al₂O₃/GaN MOSFET Achieved by Interface Charge Engineering », *IEEE Electron Device Letters*, vol. 37, n° 2, p. 165-168, févr. 2016, doi: 10.1109/LED.2015.2511026.
- [153] Y. Kajiwara *et al.*, « Highly Reliable GaN-MOSFETs with High Channel Mobility Gate by Selective-Area Crystallization », in *2020 32nd International Symposium on Power Semiconductor Devices and ICs (ISPSD)*, sept. 2020, p. 302-305. doi: 10.1109/ISPSD46842.2020.9170119.
- [154] A. Calzolaro, T. Mikolajick, et A. Wachowiak, « Status of Aluminum Oxide Gate Dielectric Technology for Insulated-Gate GaN-Based Devices », *Materials*, vol. 15, n° 3, 2022, doi: 10.3390/ma15030791.
- [155] J. Gong *et al.*, « Influences of ALD Al₂O₃ on the surface band-bending of c-plane, Ga-face GaN », *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 61, n° 1, 2022, doi: 10.35848/1347-4065/ac3d45.
- [156] Y. Sun *et al.*, « Optimization of Mesa Etch for a Quasi-Vertical GaN Schottky Barrier Diode (SBD) by Inductively Coupled Plasma (ICP) and Device Characteristics », *Nanomaterials*, vol. 10, n° 4, p. 657, avr. 2020, doi: 10.3390/nano10040657.
- [157] Y. Zhang *et al.*, « Trench formation and corner rounding in vertical GaN power devices », *Applied Physics Letters*, vol. 110, n° 19, p. 193506, mai 2017, doi: 10.1063/1.4983558.

Titre : Etude de l'influence de l'architecture des MOS-HEMT GaN de puissance à grille enterrée sur les propriétés physiques et les performances électriques des composants

Résumé : L'architecture latérale MOS-HEMT à grille gravée en nitrure de gallium (GaN), en cours de développement au CEA-Leti sur des substrats silicium de 200mm, vise à répondre aux besoins croissants d'électrification dans un contexte de forte demande pour des convertisseurs de puissance moyenne-haute tension (>200V). Les applications ciblées, incluent les chargeurs de téléphones, d'ordinateurs portables, les chargeurs embarqués pour les véhicules électriques, les micro-onduleurs photovoltaïques, etc., qui nécessitent des convertisseurs de meilleur rendement que ceux actuellement basés sur la technologie silicium. L'objectif de cette thèse, est d'étudier l'influence de l'architecture MOS-HEMT sur les propriétés physiques et les performances électriques. L'accent est mis sur l'optimisation de la résistance à l'état-passant des transistors (R_{ON}), qui est envisagée dans une perspective globale afin de maintenir les propriétés de blocage (R_{ON}/BV), et le comportement « normally-off » des composants (R_{ON}/V_{TH}). Deux axes majeurs sont étudiés. Le premier concerne la résistance du canal de grille qui dépend de la gravure, qui elle-même joue sur la morphologie, et sur les mobilités du canal, auxquelles s'ajoute la contribution de la qualité de l'interface diélectrique/GaN ($\mu \leq 250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Des variantes de cette morphologie de grille tels que l'angle (90° à 60°), la profondeur (50nm à 350nm), l'orientation cristallographique du canal, ainsi que l'impact des procédés de fabrication (ICP-RIE, ALE, nettoyage), ont été étudiées via des mesures électriques $I_{DS}(V_G)$, $C(V_G)$, $I_{DS}(V_{DS})$ en blocage, puis simulées et modélisées sous TCAD. Une méthode d'extraction des contributions de mobilité autour de la grille a été proposée, et montre une meilleure mobilité du fond de la grille ($\leq 190 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 25°C) comparée à celle liée aux flancs ($\leq 93 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 25°C). De plus des corrélations entre les paramètres électriques (R_{ON} , V_{TH} , SS) et le design ont été établies, et montrent un meilleur compromis R_{ON} /fuites de grille/source en régime bloqué à forte tension de drain, avec une profondeur de gravure intermédiaire de 150nm pour une longueur de grille de $0.5\mu\text{m}$ ($R_{ON}=8.1\Omega \cdot \text{mm}$ à 25°C et $15.2 \Omega \cdot \text{mm}$ à 150°C). Le second axe porte sur la résistance des accès du transistor, liée aux propriétés de l'hétérojonction AlGaIn/AlN/GaN et aux mécanismes de polarisation à l'origine du gaz d'électrons 2D à l'interface AlN/GaN (2DEG). Plusieurs variantes technologiques de l'hétérojonction incluant l'épaisseur de la couche AlN (0.7nm à 1.5nm), de la barrière AlGaIn (7nm à 24nm), le pourcentage d'aluminium (24% à 60%), et le dopage, ont été caractérisées électriquement par des mesures 5 pointes $I(V_G)$ et $C(V_G)$ sur des structures Pan der Pauw à 25°C et 150°C . Des simulations Poisson-Schrödinger 1D ont également permis d'évaluer la charge d'interface de polarisation et d'identifier les leviers d'amélioration de cette résistance 2DEG. Une valeur minimale de $213\Omega/\square$ a été obtenue à 25°C pour le pourcentage de 60% d'aluminium ($\mu=1591 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $n_S=18.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) et de $455 \Omega/\square$ à 150°C ($\mu=774 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $n_S=17.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), réduisant le R_{ON} de $2.1\Omega \cdot \text{mm}$ à 150°C . En conclusion, les résultats de cette thèse ouvrent la voie à de nouvelles perspectives pour les futures générations de transistors GaN, tant en termes d'optimisation des performances que d'amélioration des procédés de fabrication.

Mots clés : Transistor, MOS-HEMT, Matériaux, Architecture, Caractérisation, Simulation.

Title: Study of the Influence of the Buried-Gate Power GaN MOS-HEMT Architecture on the Physical Properties and Electrical Performance of the Devices

Abstract: The lateral MOS-HEMT architecture with etched gate ("normally-off") in gallium nitride (GaN), currently under development at CEA-Leti on 200mm silicon substrates, aims to meet the growing electrification needs in response to the high demand for medium-to-high voltage power converters (>200V). The targeted applications include phone chargers, laptop chargers, onboard chargers for electric vehicles, photovoltaic micro-inverters, etc., which require more efficient converters than those currently based on silicon technology. The objective of this thesis is to study the influence of the MOS-HEMT architecture on the physical properties and electrical performance. The focus is on optimizing the on-state resistance of the transistors (R_{ON}), with a global perspective on maintaining blocking properties (R_{ON}/BV) and the "normally-off" behavior of the components (R_{ON}/V_{TH}). Two main areas are studied. The first concerns the gate channel resistance, which depends on the etching, influencing the morphology and the channel mobility, along with the contribution of the dielectric/GaN interface quality ($\mu \leq 250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$). Variations in gate morphology, such as angle (90° to 60°), depth (50nm to 350nm), channel crystallographic orientation, and the impact of fabrication processes (ICP-RIE, ALE, cleaning) were studied through electrical measurements $I_{DS}(V_G)$, $C(V_G)$, $I_{DS}(V_{DS})$ in blocking mode, and were then simulated and modeled using TCAD. A mobility extraction method around the gate was proposed, showing better mobility at the bottom of the gate ($\leq 190 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ at 25°C) compared to the sidewalls ($\leq 93 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ at 25°C). Additionally, correlations between electrical parameters (R_{ON} , V_{TH} , SS) and design were established, showing a better R_{ON} /leakage compromise with an intermediate etching depth of 150nm and a gate length of $0.5\mu\text{m}$ ($R_{ON}=8.1\Omega \cdot \text{mm}$ at 25°C and $15.2 \Omega \cdot \text{mm}$ at 150°C). The second area focuses on the transistor's access resistance, linked to the properties of the AlGaIn/AlN/GaN heterojunction and polarization mechanisms responsible for the 2D electron gas (2DEG) at the AlN/GaN interface. Several technological variations of the heterojunction, including the AlN layer thickness (0.7nm to 1.5nm), AlGaIn barrier (7nm to 24nm), aluminum percentage (24% to 60%), and doping, were electrically characterized using 5-point $I(V_G)$ and $C(V_G)$ measurements on Van der Pauw structures at 25°C and 150°C . 1D Poisson-Schrödinger simulations were also used to assess the interface polarization charge and identify improvement levers for this 2DEG resistance. A minimum value of $213\Omega/\square$ was obtained at 25°C for 60% aluminum ($\mu=1591 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ and $n_S=18.3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$) and $455\Omega/\square$ at 150°C ($\mu=774 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ and $n_S=17.7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$), reducing R_{ON} by $2.1\Omega \cdot \text{mm}$ at 150°C . In conclusion, the results of this thesis open up new perspectives for future generations of GaN transistors, both in terms of performance optimization and manufacturing process improvements.

Keywords: Transistor, MOS-HEMT, Materials, Architecture, Characterization, Simulation.