



HAL
open science

Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN

Iliass Nifa

► **To cite this version:**

Iliass Nifa. Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS-HEMTs sur GaN. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAT015 . tel-01866731

HAL Id: tel-01866731

<https://theses.hal.science/tel-01866731>

Submitted on 3 Sep 2018

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

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nano électronique et nano technologie**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Iliass NIFA

Thèse dirigée par **Edwige BANO** et codirigée par **Gérard
GHIBAUDO et Charles LEROUX**

préparée au sein du **CEA – CEA/LETI**
dans **EEATS (électronique, électrotechnique, automatique et
traitement du signal)**

Caractérisation et modélisation du gaz 2D des dispositifs MIS- HEMTs sur GaN

Thèse soutenue publiquement le **2 mars 2018**,
devant le jury composé de :

Mme Nathalie Labat

Professeur au laboratoire IMS, Rapporteur

Mr Jean-Guy Tartarin

Professeur au LAAS-CNRS, Rapporteur

Mr Karim Boutros

Directeur de recherche à ST Microelectronics, Examineur

Mr Dominique Planson

Professeur à l'INSA Lyon, Président

Mr Charles Leroux

Ingénieur au CEA-LETI, Co-encadrant de thèse

Mme Edwige Bano

Professeur à l'IMEP-LAHC, Directrice de thèse

Mr Gérard Ghibaudo

Docteur d'état à l'IMEP-LAHC, Co-directeur de thèse



Remerciements

Comment remercier toutes les personnes qui ont contribuées à ce travail, de quelque manière que ce soit, en n'oubliant personne et en restant concis ? La tâche n'est pas simple, et comme je ne suis pas très doué pour ce genre de chose, je m'en vais faire court en adressant mes plus sincères et chaleureux remerciements à toutes les personnes sus-non-nommées...

Liste des abréviations

GaN	<i>Gallium Nitride</i>	C_{Al2O3}	<i>Al₂O₃ dielectric capacitance</i>
MOCVD	<i>Metal Organic Chemical Vapor Deposition</i>	B_r	<i>Remanence magnetic induction</i>
2DEG	<i>2D electron gas</i>	SMU	<i>Source Measurement Unit</i>
MESFET	<i>Metal Semiconductor Field Effect Transistor</i>	VMU	<i>Voltage Measurement Unit</i>
HEMT	<i>High Electron Mobility Transistor</i>	XPS	<i>X ray spectroscopy</i>
MOS	<i>Metal Oxide Semiconductor</i>	XRD	<i>X ray diffraction</i>
LED	<i>Light-emitting diode</i>		
LETI	<i>Laboratoire d'électronique et de technologie de l'information</i>		
MTP	<i>Modern Theory of Polarization</i>		
P_{sp}	<i>Spontaneous Polarization</i>		
P_{pz}	<i>Piezoelectric Polarization</i>		
DFT	<i>Density functional theory</i>		
GGA	<i>Conjugate Gradient Approximation</i>		
ICP	<i>Inductive Coupled Plasma</i>		
RIE	<i>Reactive Ion Etching</i>		
N_{2DEG}	<i>2DEG concentration</i>		
μ_{2DRG}	<i>2DEG mobility</i>		
Φ_B	<i>Barrier height in eV</i>		
C_{GC}	<i>Gate to Channel capacitance</i>		
C_{GB}	<i>Gate to Bulk capacitance</i>		
C_{TOT}	<i>Total capacitance</i>		
ZCE	<i>Zone de Charge d'Espace</i>		
EZCE	<i>Epaisseur de Zone de Charge d'Espace</i>		
C_{DEP}	<i>Depletion capacitance</i>		
C_{OX}	<i>Oxide capacitance</i>		
PS	<i>Poisson-Schrödinger</i>		
EOT	<i>Equivalent Oxide Thickness</i>		
DLTS	<i>Deep Level Transient Spectroscopy</i>		
μ_{eff}	<i>Effective mobility</i>		
R_{2DEG}	<i>2DEG resistance</i>		
W_g	<i>Width channel</i>		

Table des matières

REMERCIEMENTS.....	1
LISTE DES ABREVIATIONS	2
INTRODUCTION GENERALE	8
BIBLIOGRAPHIE.....	13
CHAPITRE 1 : ETUDE THEORIQUE ET BIBLIOGRAPHIQUE	14
1 INTRODUCTION.....	14
2 LE MATERIAU GAN	15
<i>2.1 Propriétés cristallographiques du GaN</i>	<i>15</i>
2.1.1 Structure cristalline de GaN	15
2.1.2 La polarité de GaN.....	16
2.1.3 Les paramètres de mailles de GaN	17
2.1.4 Structure de bandes du GaN.....	18
<i>2.2 Notion de déformation et de contrainte dans GaN.....</i>	<i>19</i>
2.2.1 Le tenseur de contrainte	20
2.2.2 Contrainte biaxiale.....	21
3 POLARISATION.....	23
<i>3.1 Définitions</i>	<i>24</i>
<i>3.2 La polarisation spontanée</i>	<i>26</i>
3.2.1 La polarisation spontanée des éléments III-N binaires	26
3.2.2 La polarisation spontanée des éléments III-N ternaires et quaternaires.....	27
3.2.3 La non-linéarité de la polarisation spontanée des éléments III-N ternaires et quaternaires	28
<i>3.3 La polarisation piézoélectrique et son impact sur l'hétérojonction AlGaIn/GaN.....</i>	<i>28</i>
3.3.1 Détermination de la polarisation piézoélectrique des éléments binaires III-N	29
3.3.2 Non linéarité de la polarisation piézoélectrique.....	32
<i>3.4 Les méthodes numériques utilisées pour calculer les polarisations spontanées et piézoélectriques.....</i>	<i>35</i>
4 LE TRANSISTOR HEMT ALGAN/GAN.....	36
<i>4.1 Historique des dispositifs à base de GaN.....</i>	<i>36</i>
<i>4.2 Description des couches d'un MOS-HEMT typique à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN.....</i>	<i>38</i>
4.2.1 La couche de passivation Si ₃ N ₄ et sa gravure	38
4.2.2 La grille du MOS-HEMT	40
4.2.3 Les couches actives.....	41

4.2.4 La couche GaN active	43
4.2.5 La couche de nucléation AlN	44
4.2.6 Substrats des HEMT à base de GaN	46
5 CONCENTRATION DES PORTEURS DU 2DEG ET SON LIEN AVEC LES ETATS DE SURFACE	47
<i>5.1 Détermination théorique de N_{2DEG}</i>	<i>48</i>
5.1.1 Le modèle d'Ambacher [1].....	48
5.1.2 La résolution auto-cohérente des équations Poisson-Schrödinger (1D).....	52
<i>5.2 Détermination expérimentale de N_{2DEG}</i>	<i>54</i>
5.2.1 Détermination expérimentale de N_{2DEG} par mesure capacitive	54
5.2.2 Détermination expérimentale de N_{2DEG} par effet Hall	56
<i>5.3 Discussion autour de l'origine des électrons formant le 2DEG</i>	<i>59</i>
5.3.1 Modèle d'Ibbetson.....	59
5.3.2 Comparaison entre le modèle d'Ibbetson et celui des états donneurs distribués de surface	62
5.3.3 D'autres modèles avec états de surface distribués	64
6 CONCLUSION	67
7 BIBLIOGRAPHIE	68
CHAPITRE 2 : CARACTERISATION DU DOPAGE RESIDUEL DE LA COUCHE GAN.....	75
1 INTRODUCTION.....	75
2 GENERALITE SUR LE DOPAGE DE LA COUCHE GAN.....	76
2.1 Définitions et explications associées au dopage.....	76
2.2 Dopage intentionnel du GaN.....	80
2.2.1 Dopage de type N.....	80
2.2.2 Dopage de type P	81
2.3 Dopage non intentionnel du GaN	82
3 MESURES CAPACITE-TENSION SUR UNE STRUCTURE MOS-HEMT	83
3.1 Capacité grille-canal (C_{GC})	84
3.2 Capacité grille-substrat (C_{GB}).....	85
3.3 Capacité totale C_{TOT}	87
4 METHODOLOGIE D'EXTRACTION DU DOPAGE RESIDUEL ACTIF ELECTRIQUEMENT DU GAN	89
4.1 Extraction de la largeur de la zone d'espace (EZCE).....	89
4.2 Fonction de Maserjian	91
4.3 Simulation PS de la couche GaN.....	93
4.4 Comparaison entre $NDOP_{CGC}(EZCE_{CGC})$ et $NDOP_{CTOT}(EZCE_{CTOT})$	96
4.5 Courbe $EZCE(V_g)$	97

5 EXTRACTION DU DOPAGE RESIDUEL DE LA COUCHE TAMPON D'AUTRES TYPES D'ECHANTILLONS.....	97
5.1 Mesures capacité-tension avec sonde à goutte de mercure.....	98
5.1.1 Description de l'expérience et précautions à prendre	98
5.1.2 Extraction du dopage résiduel d'un échantillon sans métallisation	100
5.2 Comparaison des niveaux de dopage résiduel entre échantillons issus de la 1 ^{ère} et la 2 ^{ème} génération d'épitaxie LETI de GaN.....	102
6 CONCLUSION	104
7 BIBLIOGRAPHIE	105
CHAPITRE 3 : CARACTERISATION ELECTRIQUE DU 2DEG PAR SPLIT-CV	108
1 INTRODUCTION.....	108
2 QUELQUES DIFFICULTES RENCONTREES EN CARACTERISATION ELECTRIQUE DU 2DEG	109
2.1 Présentation des dispositifs caractérisés électriquement	109
2.1.1 Extraction de la mobilité effective avec la technique split-CV.....	109
2.1.2 Description de la structure de test.....	110
2.1.3 Dispositifs étudiés	111
2.2 Caractéristiques $I_d(V_g)$ et $R_{sh}(V_g)$ d'un empilement MOS-HEMT	111
2.3 Caractéristiques $C_{cc}(V_g)$ d'un empilement MOS-HEMT.....	114
2.3.1 Exemple de caractéristiques $C_{cc}(V_g)$ sur technologies Normally-On et Normally-Off	114
2.3.2 Dépendance des caractéristiques $C_{cc}(V_g)$ avec la fréquence	115
2.3.3 Dépendance des caractéristiques $C_{cc}(V_g)$ avec la température.....	120
3 CARACTERISATION ELECTRIQUE DE LA MOBILITE EFFECTIVE DU 2DEG PAR SPLIT-CV	121
3.1 Protocole de la mesure.....	121
3.2 Mobilité effective du 2DEG extraite par split-CV.....	124
3.2.1 Influence de l'épaisseur de la barrière AlGaN	124
3.2.2 Influence de gravure de la couche de passivation Si_3N_4	125
3.2.3 Influence du choix de l'architecture (Normally-On / Off)	126
3.2.4 Mobilité effective du 2DEG sur un dispositif sans procédé de grille	127
4 CONCLUSION	128
5 IBLIOGRAPHIE	130
CHAPITRE 4 : CARACTERISATION ELECTRIQUE DU 2DEG PAR EFFET HALL.....	131
1 INTRODUCTION.....	131
2 DESCRIPTION ET VALIDATION DU MONTAGE EXPERIMENTAL.....	132
2.1 Description du montage expérimental	132

2.2 Détermination de l'induction magnétique B perçue par l'échantillon.....	134
2.2.1 Détermination de B en utilisant un Gaussmètre	134
2.2.2 Détermination de B par mesure capacitive de $N_{s,CGC}$	138
2.2.3 Validation de la valeur de B par simulation aux éléments finis	140
2.3 Evaluation de la précision du nouveau montage expérimental.....	144
3 RESULTATS EXPERIMENTAUX	145
3.1 Protocole de mesure	145
3.2 Mesure de la concentration du 2DEG par effet Hall.....	150
3.3 Mesure de la mobilité du 2DEG par effet Hall.....	151
3.4 Mesure de la mobilité du 2DEG par effet Hall sur substrat nu	151
4 MODELISATION COUPLEE DES MESURES CAPACITIVES ET A EFFET HALL POUR LES MOS-HEMT NORMALLY-ON	155
4.1 Hypothèse principale.....	156
4.2 Extraction des paramètres électriques des deux canaux	158
4.2.1 Extraction des concentrations de porteurs des deux canaux	158
4.2.2 Extraction des mobilités électroniques des deux canaux	160
5 CONCLUSION	161
6 BIBLIOGRAPHIE	162
CHAPITRE 5 : MODELISATION DES PROPRIETES DE TRANSPORT DU 2DEG ET DE LA TENSION DE SEUIL DES MOS-HEMT A BASE DE GAN.....	164
1 INTRODUCTION.....	164
2 MODELISATION ANALYTIQUE DE LA MOBILITE DU 2DEG BASEE SUR LE FORMALISME DE KUBO- GREENWOOD	165
2.1 Présentation du formalisme de Kubo-Greenwood.....	165
2.2 Formalisme de Kubo-Greenwood en équations	166
2.3 Application du formalisme de Kubo-Greenwood sur nos MOS-HEMT.....	173
2.3.1 Présentation des dispositifs étudiés.....	173
2.3.2 Caractéristiques $\mu_{eff}(N_{2DEG})$ et $\mu_{eff}(T)$	174
2.3.3 Analyse des raisons de la dégradation de la mobilité du 2DEG liées à nos dispositifs MOS-HEMT	179
3 MODELISATION DE L'EMPILEMENT DE GRILLE BASEE SUR DES MESURES C-V	182
3.1 Description de la démarche	182
3.2 Modélisation du C-V d'un MOS-HEMT Normally-off.....	183

3.3 Extraction des travaux de sortie effectif associés aux dispositifs Normally-On.....	185
4 ANALYSE QUANTITATIVE DES CHARGES DE L'EMPILEMENT DE GRILLE.....	189
4.1 Charges interfaciales de polarisation et de défauts dans l'empilement MOS-HEMT.....	189
4.2 Modélisation de la chute de tension dans l'oxyde.....	192
4.3 Etude de la déformation dans la couche GaN.....	194
5 CONCLUSION	198
6 BIBLIOGRAPHIE	199
CONCLUSION GENERALE.....	202
LISTE DES PUBLICATIONS.....	206

Introduction générale

Le matériau GaN a été découvert vers la fin des années 1920. Juza et Hahn ont été les premiers à synthétiser le GaN dans les années 1930 en faisant propager à des températures très élevées, le gaz ammoniac (NH_3) sur du gallium liquide (Ga) [1]. Cette première synthèse avait pour but l'étude expérimentale de la structure du réseau cristallin du GaN. A cette époque, aucune croissance épitaxiale en phase vapeur n'avait jamais été réalisée à cause de l'absence d'un substrat de dépôt adéquat. Parmi les défis techniques rencontrés pour faire croître des couches d'une qualité nécessaire au développement des dispositifs, on trouve : la difficulté du contrôle de la conductivité des matériaux non intentionnelle qui se révèle très élevée et de type N et l'incapacité d'obtenir un GaN de type P, ce qui rend difficile la fabrication des homojonctions PN à base de GaN par exemple. Ces différents verrous technologiques liés au dopage du GaN, ont freiné considérablement la recherche dans le domaine du GaN jusqu'aux années quatre-vingt. Il a fallu attendre les travaux de recherche concluants d'Amano et al. qui, en 1986, ont obtenu une couche GaN avec des propriétés morphologiques, optiques et électriques fortement améliorées. Cette couche a été obtenue pour la première fois par une croissance MOCVD (*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*) sur un substrat de saphir (Al_2O_3) et par l'intermédiaire d'une couche de nucléation d'AlN [2]. En 1989, la même équipe était la première à élaborer une couche GaN conductrice de type P [3].

Ces travaux ont donné un nouveau souffle à la recherche dans le domaine du GaN. Dès 1991, Khan et al. étaient les premiers à montrer l'existence d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) formé par une hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ sur substrat saphir [4]. Les premiers transistors GaN à effet de champ (*Metal Semiconductor Field Effect Transistors* MESFET) et à hétérojonction (*High Electron Mobility Transistors* HEMT) produits par MOCVD sur substrats de saphir furent fabriqués respectivement en 1993 et en 1994 par Khan et al. [5] et [6]. La fameuse LED bleue a été élaborée par Nakamura et al. en 1993 [7]. L'avancée considérable dans le domaine de GaN due aux professeurs Amano, Nakamura et Akasaki leur a valu le prix Nobel 2014 de physique.

Les matériaux semi-conducteurs nitrures GaN, AlN, InN et alliages associés (composés III-N), sont des matériaux à grand gap. Ils offrent par conséquent, des largeurs de bande interdite qui s'étendent jusqu'à des énergies de 6,1 eV [8] et permettent donc théoriquement de réaliser des émetteurs/détecteurs de lumière couvrant tout le spectre visible ainsi qu'une partie de l'ultra-violet (UV). Ces semi-conducteurs sont des candidats de choix pour les applications de hautes fréquences et puissance grâce à leur champ de claquage élevé (>10 fois plus grand que le champ de claquage du Si). Ils possèdent aussi des vitesses de saturation de dérive élevées et une très grande résistance à la propagation du flux thermique causé par l'effet Joule. D'autre part, l'hétérojonction AlGaIn/GaN, constituant essentiel dans la fabrication des GaN-HEMT, procure des propriétés de transport nettement supérieures que celles obtenues avec des dispositifs à base de Silicium. Le gaz 2D possède une mobilité préservée et une densité électronique largement supérieure à la structure habituelle de AlGaAs/GaAs (2DEG ; $\mu_{2DEG}=2000 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$ et $N_{2DEG}=10^{13} \text{ cm}^{-2}$) [8].

Il est indéniable que le Japon et les Etats unis sont des leaders mondiaux dans le domaine de la recherche et développement du GaN. L'Europe a encore du retard à rattraper par rapport à ces deux pionniers du GaN. C'est pour cette raison, qu'un budget important a été alloué pour développer toutes sortes de dispositifs à base de GaN pour des applications d'optique, de Radiofréquence ou de puissance. Selon Yole Développement, un cabinet d'études spécialisé, le marché des dispositifs à base de GaN dédiés à des applications de puissance, a connu une croissance sans précédent en 2016 et celle-ci s'est accélérée durant l'année 2017. De plus, Yole Développement prévoit un chiffre d'affaire supérieur à 500 Millions de Dollars en 2020.

Au niveau de l'institut de recherche LETI (laboratoire d'électronique et de technologie de l'information) où j'ai effectué ma thèse, le développement de la filière GaN a commencé en 2007. Le diamètre des plaques utilisées est de 200 mm. C'est depuis 2012 que le LETI a pu fournir les premiers transistors sur des plaques GaN sur Si. L'action du LETI ne se restreint pas uniquement au développement des substrats GaN sur Silicium mais, à la fabrication et l'amélioration des HEMT Normally-On et Normally-Off possédant un très faible courant de

fuite quand ils sont polarisés à 650 V. Ces derniers ont une grille de type MIS (*Metal Insulator Semiconductor*). Mon travail de thèse a été consacré principalement à la caractérisation et la modélisation de ce type de dispositif.

Concernant la stratégie du LETI, à moyen terme, de 2018 jusqu'à 2022, les objectifs fixés par la direction sont, l'amélioration des performances des MIS-HEMT à base de GaN ainsi que le développement d'un packaging innovant qui conserve les performances de ces composants. Concernant la deuxième tranche de son projet, plus précisément de 2022 à 2025, le LETI vise de passer d'un dispositif discret vers son intégration dans un circuit monolithique destiné à des applications de puissance (GaNIC).

Ma thèse s'inscrit dans le consortium industriel académique MEGAN (*More Electric Gallium Nitride*) réunissant de nombreux industriels français, grands groupes et PME (Renault, Schneider Electric, Safran, IDMOS, Valeo...) et académiques (G2Elab, Ampère, SATIE...) et le CEA. Le but de cette thèse est d'apporter des éléments de compréhension des mécanismes physiques qui régissent les MIS-HEMT à base de GaN et notamment leur canal de conduction. Ce dernier est formé par le gaz 2D d'électrons à l'interface AlGaN/GaN.

On s'est appuyé dans ce travail de thèse sur la caractérisation électrique et la modélisation pour étudier ces différents mécanismes. Le travail de recherche qui a été réalisé, se place en soutien à l'équipe de fabrication pour leur fournir des données détaillées sur les phénomènes affectant le matériau GaN. Il s'agit donc de comprendre précisément le fonctionnement du gaz d'électrons à deux dimensions et ses propriétés de transport électronique.

Ce manuscrit se divise en cinq chapitres. Le premier est un chapitre bibliographique qui contient plusieurs éléments théoriques utilisés dans la suite de la thèse. Il fournit en particulier une description du matériau GaN et ses propriétés cristallographiques. Nous avons présenté aussi les notions de polarisations spontanée et piézoélectrique associées à la structure wurtzite du GaN. Par ailleurs, nous nous sommes attardés sur la description du MOS-HEMT à base de GaN et des différentes couches qui le constituent, en se focalisant en particulier sur le gaz 2D d'électrons. Nous avons également passé en revue différents

modèles et techniques expérimentales permettant d'évaluer sa concentration. Enfin, les mécanismes impliqués dans la formation du 2DEG ont été analysés à partir de la bibliographie.

Le deuxième chapitre est dédié à la mesure du dopage résiduel dans la couche GaN des MOS-HEMT fabriqués au LETI. Une nouvelle méthodologie d'extraction est développée. Ce type de caractérisation reste valable pour des substrats GaN qui n'ont pas subi l'ensemble des étapes de fabrication notamment les étapes de métallisation. Ce travail a fait objet d'une publication.

Dans le chapitre 3 nous synthétisons un certain nombre d'analyses expérimentales associées à la caractérisation électrique des propriétés de transport associées au 2DEG. Pour cela, la technique split-CV couramment utilisée pour les dispositifs à base de Silicium massif, a été adaptée aux transistors GaN-HEMT. Dans ce cadre, nous avons établi un protocole expérimental précis afin de fournir des caractéristiques fiables. Cette caractérisation a été reproduite sur 8 plaques cohérentes regroupées selon 3 groupes visant l'analyse de l'influence du procédé de fabrication de la grille sur les propriétés du transport du 2DEG. Cette étude a été réalisée pour des températures allant de 25 à 250 °C. Le protocole élaboré dans ce chapitre est essentiel pour minimiser l'influence de différents phénomènes parasites sur la qualité de la mesure split-CV. Le piégeage inhérent aux dispositifs MOS-HEMT sur GaN [9] est apparu comme l'un des problèmes les plus complexes à gérer lors de la caractérisation électrique de ce type de composants électroniques. A cause de ce phénomène, les caractéristiques statiques des MOS-HEMT sont instables et changent d'allure lorsqu'elles sont répétées (décalage de la tension de seuil, modification de la pente sous seuil...).

Au quatrième chapitre, la mobilité du 2DEG a été étudiée et mesurée par effet Hall. Nous avons mis au point un montage expérimental innovant permettant une mesure rapide de mise en œuvre et fiable de la concentration des porteurs du 2DEG, ainsi que sa mobilité Hall. C'est un montage qui permet de tester des plaques entières de 200/300 mm. Il nous offre, la possibilité d'effectuer des études statistiques sur toutes les puces disponibles sur la plaque. Le champ magnétique nécessaire pour activer l'effet Hall est fourni par un aimant

permanent qui a l'avantage d'avoir une intensité constante. Cet aimant permanent nous permet de nous affranchir de l'utilisation des électroaimants usuellement employés pour générer cet effet. De plus, celui-ci a l'avantage de ne pas induire d'effet de rémanence. Dans un premier temps, nous nous sommes concentrés sur la calibration de l'aimant, puis nous avons validé le montage expérimental. La dernière étape a été l'exploitation de la nouvelle expérience. La comparaison entre la concentration des porteurs du 2DEG obtenue par mesures capacitives et par effet Hall nous a conduits à un résultat original concernant les MOS-HEMT qui ont une architecture de grille Normally-On. La mesure par l'effet Hall nous a également permis de montrer que le transport électronique dans les dispositifs Normally-On, s'opère à l'aide de deux canaux de conduction à savoir aux interfaces AlGa_N/Ga_N (le gaz 2D) et Oxyde/AlGa_N (accumulation d'électrons). La majorité du travail présenté dans ce chapitre a fait l'objet d'une publication.

Le cinquième chapitre, est divisé en deux parties. La première partie, vient compléter le travail expérimental du troisième chapitre. Nous avons, effectué des simulations de mobilité électronique du gaz 2D sur la base du formalisme de Kubo-Greenwood. Nous avons cherché à ajuster les courbes simulées aux courbes expérimentales en faisant varier seulement 2 paramètres d'ajustement relatifs aux taux d'impuretés dans l'empilement et à la qualité de la surface. Grâce à cette analyse, nous avons pu déduire plusieurs conclusions utiles pour tout développement futur de nos dispositifs à base de Ga_N. Les travaux du troisième chapitre ainsi que cette partie du cinquième chapitre ont fait l'objet d'une publication.

La deuxième partie du cinquième chapitre porte sur la compréhension de l'électrostatique de l'empilement de la grille des Ga_N-HEMT. Cette étude est basée sur la caractérisation électrique, la modélisation et l'extraction des paramètres. Le modèle que nous avons développé nous a permis, en fait, de rendre compte des contributions des charges surfaciques de polarisation et de défauts sur la tension de seuil des MOS-HEMT. De plus, en confrontant nos extractions avec les équations de polarisation fournies par O. Ambacher [10], ce travail de modélisation nous a conduit à estimer la déformation de la couche Ga_N active. Par ailleurs, nous avons prouvé que la polarisation dans la couche Ga_N est totalement

compensée par la charge surfacique positive dues au remplissage des états donneurs à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ à partir d'un oxyde possédant l'épaisseur de 30 nm.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] R. Juza et H. Hahn, "Über die kristallstrukturen von Cu_3N , GaN und InN metallamide und metallnitride," *Z. Für Anorg. Allg. Chem.*, vol. 239, no. 3, pp. 282–287, 1938.
- [2] 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," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, no. 5, pp. 353–355, 1986.
- [3] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu et I. Akasaki, "P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI)," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 28, no. 12A, p. L2112, 1989.
- [4] M. Asif Khan, J. Van Hove, J. Kuznia et D. Olson, "High electron mobility GaN/Al_xGa_{1-x}N heterostructures grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, no. 21, pp. 2408–2410, 1991.
- [5] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattacharai et D. T. Olson, "Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, no. 15, pp. 1786–1787, 1993.
- [6] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm et M. S. Shur, "Microwave performance of a 0.25 μm gate AlGa_xN/GaN heterostructure field effect transistor," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 9, pp. 1121–1123, 1994.
- [7] S. Nakamura, M. Senoh et T. Mukai, "P-GaN/N-InGa_xN/N-GaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, no. 1A, p. L8, 1993.
- [8] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger et J. Hilsenbeck, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_xN/GaN heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 6, p. 3222, 1999.
- [9] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek et T. Hashizume, "Capacitance-voltage characteristics of Al₂O₃/AlGa_xN/GaN structures and state density distribution at Al₂O₃/AlGa_xN interface," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, no. 2R, p. 021001, 2011.
- [10] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff et L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)Ga_xN/GaN hetero- and quantum well structures," *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 14, no. 13, pp. 3399–3434, Apr. 2002.

Chapitre 1 : Etude théorique et bibliographique

1 Introduction

Dans le but de présenter mon travail de caractérisation électrique et de modélisation du gaz 2D dans les empilements à base de l'hétérojonction AlGaN/GaN, une introduction du matériau GaN et des phénomènes de polarisation spontanées et piézoélectriques doit être effectuée. D'abord, je débute ce chapitre en décrivant les propriétés cristallographiques du GaN. Ensuite, la présence des charges de polarisation au sein de GaN et de l'alliage AlGaN sera étudiée à la lumière d'une étude bibliographique. De plus, on va se focaliser sur les aspects de non linéarité liés aux polarisations spontanée et piézoélectrique des éléments binaires, ternaires et quaternaires. Nous allons présenter les raisons de cette non-linéarité ainsi que les méthodes de calcul permettant d'accéder aux valeurs théoriques des différentes charges de polarisation.

La deuxième partie de ce chapitre introductif est dédiée à des aspects plus pratiques, visant le dispositif lui-même. En effet, la caractérisation électrique sera réalisée sur des MOS-HEMT constitués par l'hétérostructure AlGaN/GaN. Une description détaillée de chacune de ses couches et de leur rôle sera fournie. Enfin, nous passerons en revue les méthodes expérimentales et théoriques qui seront employées tout au long de cette thèse afin d'extraire la densité surfacique des électrons du canal. L'origine de ces électrons sera analysée. Dans ce contexte, nous citerons plusieurs travaux de recherche associés à cette problématique pour mieux appréhender l'électrostatique de l'empilement de la grille.

2 Le matériau GaN

2.1 Propriétés cristallographiques du GaN

2.1.1 Structure cristalline de GaN

Les nitrures d'éléments III sont des matériaux semi-conducteurs formés d'éléments de la colonne III du tableau périodique des éléments ou table de Mendeleïev (Gallium Ga, Aluminium Al, Indium In) associés à l'élément azote (N) de la colonne V. Ces matériaux, communément appelés « matériaux III-N » (GaN, AlN, InN et leurs alliages), cristallisent suivant deux types de structure : la structure cubique blende de zinc et la structure hexagonale wurtzite (Figure 1). Dans cette thèse, on va se focaliser sur la structure wurtzite la plus répandue pour la croissance de GaN et la plus couramment employée pour la production des transistors à haute mobilité électronique destinés à la puissance (HEMT) (*High Electron Mobility Transistor*). Sa mobilité électronique peut atteindre des valeurs très élevées jusqu'à $2000 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$ à température ambiante [1] grâce à la formation naturelle d'un gaz bidimensionnel d'électrons à certaines hétérojonctions constituant alors, le canal de conduction des dispositifs HEMT.

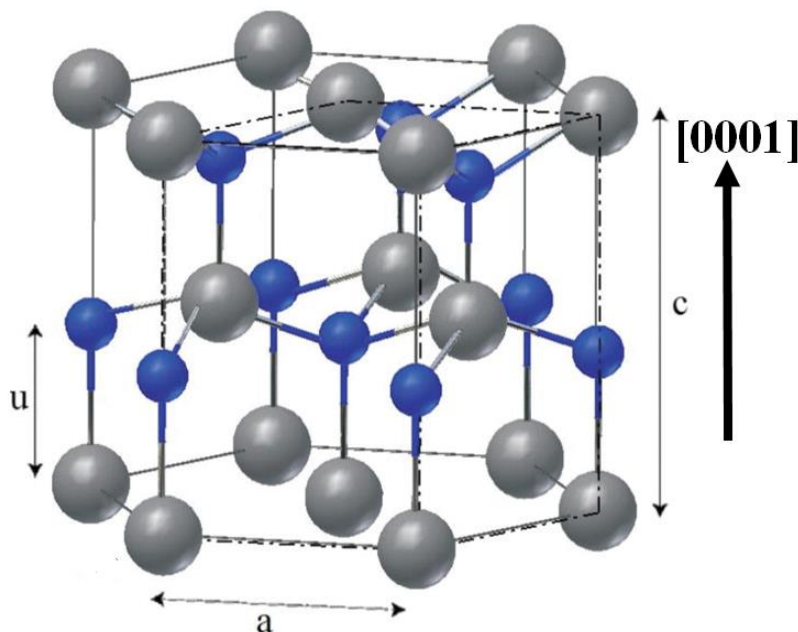


Figure 1 : Structure wurtzite idéale ($u = \frac{3}{8}c$ pour une structure hexagonale compacte idéale).

Cette structure se compose de deux sous réseaux hexagonaux compacts, avec a et c comme paramètres de maille biaxial (arête de la base de la maille hexagonale) et longitudinal (sa hauteur), l'un occupé par l'azote (N) et l'autre par l'élément III (Ga, Al, In), décalés suivant l'axe [0001] de $u_{\text{réel}} > u_{\text{idéal}} = 3c/8$ où u est appelé le paramètre interne de maille (figure 1). Il est très important de noter que $u_{\text{réel}}$ correspondant aux nitrures d'éléments III est légèrement supérieur au paramètre $u_{\text{idéal}}$ correspondant à une structure hexagonale compacte idéale. On va voir dans les paragraphes qui suivent que cette déviation de $u_{\text{réel}}$ par rapport à l'idéalité va induire la présence d'une polarisation spontanée.

En cristallographie, on définit habituellement les trois indices de Miller h , k et l . Ils servent à définir les directions cristallographiques $[h,k,l]$. En revanche, pour les mailles hexagonales, il existe une convention alternative qui consiste à utiliser 4 indices h , k , i et l pour définir les plans réticulaires. L'indice additionnel i vaut $-(h+k)$. Ces 4 indices sont appelés indices de Miller-Bravais, utilisés dans le cas d'une maille hexagonale ou rhomboïdale [2].

2.1.2 La polarité de GaN

Pour le matériau GaN, on est amené à définir deux polarités distinctes : la polarité gallium notée (Ga-Face) et la polarité azote notée (N-Face) [1], (figure 2). Dans le cas du GaN, on définit la polarité Ga pour une direction de croissance orientée [0001] et la polarité N pour une direction de croissance orientée [000-1]. La polarité Ga signifie que pour le tétraèdre Gallium, la base est en face supérieure [3].

Par ailleurs, l'absence de symétrie suivant la direction [0001] ainsi que la forte ionicité de la liaison III-N donne lieu dans le cristal à un ensemble de dipôles orientés suivant un même axe. L'atome de Gallium est lié à trois autres atomes d'Azote par des liaisons ioniques constituant ainsi un tétraèdre. Le barycentre de ce dernier n'est pas superposé à l'atome de Ga. Le matériau est alors le siège d'une polarisation interne appelée « polarisation spontanée » P_{sp} . Il est à noter que parmi les semi-conducteurs III-V, seuls les nitrures III-N exhibent une telle polarisation P_{sp} [4].

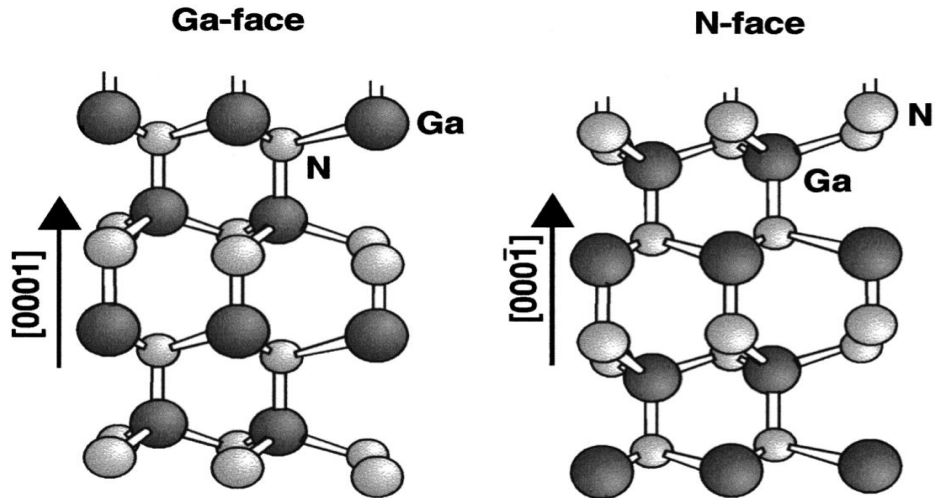


Figure 2 : Polarisation spontanée selon la polarisation a) gallium ou b) azote [5].

Sous l'effet d'une contrainte biaxiale (c'est-à-dire dans le plan de croissance normale à l'axe \vec{c}), la déformation de la structure va induire une déviation additionnelle du barycentre du tétraèdre cité ci-dessus par rapport à l'atome Ga, entraînant ainsi l'apparition d'une nouvelle polarisation que l'on qualifie de piézoélectrique. Cette dernière, vient s'ajouter à la polarisation spontanée, son signe dépend de l'état de déformation selon l'axe \vec{c} (extension ou compression) [1] et [6]. Ce point sera traité en détail dans les paragraphes qui suivent.

2.1.3 Les paramètres de mailles de GaN

Les paramètres de maille a et c des nitrures d'éléments III cristallisés en phase wurtzite sont donnés dans le Tableau 1 [7]. Dans le cas d'un alliage, il est légitime d'estimer les paramètres de maille à partir de la loi de Vegard qui est une relation empirique utilisée en chimie du solide et en métallurgie. Elle donne le paramètre de maille d'un alliage quelconque à une température fixée, en fonction de la fraction molaire de l'un de ses composés [8]. Les paramètres de maille a et c de l'alliage ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sont donnés par :

$$a(x) = x \cdot a_{\text{AlN}} + (1 - x) \cdot a_{\text{GaN}}$$

$$c(x) = x \cdot c_{\text{AlN}} + (1 - x) \cdot c_{\text{GaN}}$$

Équation 1

Matériaux	a (Å)	c (Å)	u/c (Å)
GaN	3.189	5.185	0.377
AlN	3.112	4.982	0.382

Tableau 1 : Paramètres de maille wurtzite du GaN [1], [7] et [9].

Où u est appelé paramètre interne de maille et il correspond à la distance interatomique entre l'atome de Ga et N selon l'axe \vec{c} .

2.1.4 Structure de bandes du GaN

Un des intérêts des nitrures d'éléments III est qu'ils présentent une grande variation de bande interdite par rapport aux semi-conducteurs classiques (silicium, arséniures, phosphures, ...). A température ambiante ($T=300K$), leur énergie de bande interdite directe est de 0,7 eV pour l'InN, 3,4 eV pour le GaN et 6,1 eV pour l'AlN, ce qui permet de couvrir un large spectre de longueur d'onde allant de l'infrarouge ($1,55 \mu m$) à l'ultraviolet profond (200nm). Les énergies de bande interdite des alliages ternaires peuvent être également évaluées par une loi de Vegard additionnée d'un terme non linéaire supplémentaire. Par exemple, la bande d'énergie interdite d' $Al_xGa_{1-x}N$ s'écrit :

$$E_g(Al_xGa_{1-x}N) = x \cdot E_g(AlN) + (1 - x)E_g(GaN) - b \cdot x(1 - x) \quad \text{Équation 2}$$

Le terme b de non linéarité, appelé aussi « *bowing* », représente une correction de la loi de Vegard. Il vaut 0,1 eV. Ce paramètre est identifié expérimentalement à partir d'une mesure obtenue avec la technique XRD (X-Ray Diffraction) [10]. En effet, le protocole expérimental est le suivant, il faut d'abord synthétiser un alliage de $Al_xGa_{1-x}N$ pour une fraction molaire d'Aluminium x donnée, qui sera à déterminer. On mesure ensuite l'énergie de bande interdite de cet alliage avec une technique d'absorption de photons. Enfin, on utilise la XRD pour aboutir au paramètre de maille $c(x)$ de l'alliage étudié. En utilisant l'équation 1, on déduit directement x . Par ailleurs, $E_g(AlN)$ et $E_g(GaN)$ sont parfaitement connus, il suffit donc, d'utiliser l'équation 2 pour extraire la valeur du terme du *bowing* b .

Le semi-conducteur GaN possède un gap direct, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent au centre de la zone de Brillouin Γ comme le montre la figure 3. La structure cristalline wurtzite du GaN qui est géométriquement anisotrope et le couplage spin-orbite impliquent la dégénérescence de la bande de valence en trois sous bandes [11].

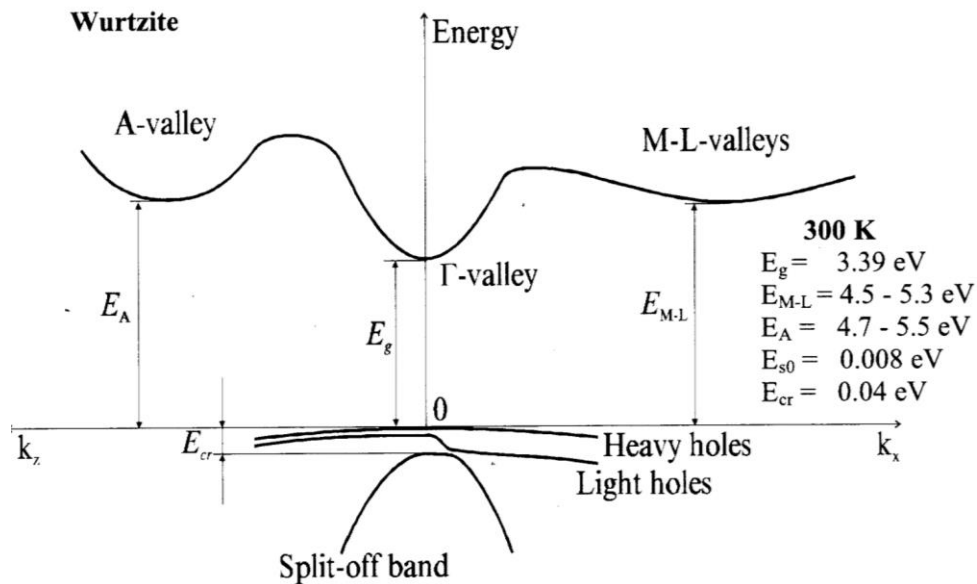


Figure 3 : schématisation des bandes du GaN au voisinage du vecteur d'onde $k = 0$ [12].

2.2 Notion de déformation et de contrainte dans GaN

L'hétéroépitaxie d'AlGaIn sur GaN ou GaN sur AlGaIn va induire inévitablement une contrainte mécanique. Il est crucial d'étudier ces mécanismes pour comprendre l'influence de la polarisation piézoélectrique induite par la contrainte mécanique sur les performances des dispositifs électroniques.

La contrainte mécanique peut être induite par le désaccord des paramètres de maille lors de l'épitaxie ou par la différence des coefficients de dilatation thermique après refroidissement post croissance [13].

Sous l'effet des contraintes σ , le matériau épitaxié va subir une déformation ϵ . Cette dernière est, soit ductile, soit fragile. En résistance des matériaux [14], la ductilité désigne la capacité d'un matériau à se déformer plastiquement sans se briser lorsqu'on atteint une

contrainte critique produisant la rupture. Un matériau rompt, lorsque la déformation plastique qu'il subit induit une fissure qui se propage et l'amène à se séparer en deux ou plusieurs morceaux. Si le matériau résiste à une telle propagation de défauts, il est ductile, sinon on dit qu'il est fragile.

2.2.1 Le tenseur de contrainte

Les nitrures d'éléments III obéissent aux lois de l'élasticité linéaire. Les champs de déformation (ϵ_{kl}) de la couche hétéroépitaxiée (épitaxie d'un matériau sur un substrat de nature différente) sont reliés aux champs de contraintes (σ_{ij}) par le tenseur des constantes élastiques (C_{ijkl}) (loi de Hooke) :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \cdot \epsilon_{kl} \quad \text{Équation 3}$$

Usuellement, la notation de Voigt est utilisée pour simplifier l'écriture des tenseurs. Ces notations vont être utilisées dans la suite de ce document pour l'indexation des tenseurs. Par convention, on écrit :

$$xx \rightarrow 1, yy \rightarrow 2, zz \rightarrow 3, \quad zy \text{ et } yz \rightarrow 4, \quad zx \text{ et } xz \rightarrow 5, \quad xy \text{ et } yx \rightarrow 6.$$

Dans un repère orthonormé (x,y,z), le tenseur \bar{C} est symétrique et possède une symétrie propre à la structure hexagonale. Il est caractérisé par cinq constantes élastiques indépendantes sur six. Les différentes symétries de GaN conduisent à la réduction du tenseur. Les coefficients non nuls de ce dernier ainsi que la matrice 6×6 obtenue grâce à l'utilisation des notations de Voigt sont exprimés dans l'équation suivante :

$$C_{11} = C_{22}, C_{23} = C_{13}, C_{55} = C_{44} \text{ et } 2C_{66} = C_{11} - C_{12}$$

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ \sigma_{zz} \\ \sigma_{xy} \\ \sigma_{yz} \\ \sigma_{zx} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_3 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & C_{66} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} \quad \text{Équation 4}$$

2.2.2 Contrainte biaxiale

Dans notre étude, la contrainte biaxiale est la contrainte mécanique la plus importante. La croissance de l'alliage AlGaN sur le substrat GaN est « pseudo-morphique », elle est essentiellement dans le plan biaxial de l'épitaxie. En effet, dans une croissance « pseudo-morphique » sur un substrat standard, le substrat est trop épais pour pouvoir se déformer de façon significative, la maille de l'alliage AlGaN se conforme donc, dans le plan de la surface, à la maille du substrat GaN et se déforme élastiquement en conséquence dans la direction perpendiculaire [0001]. Si aucune force n'est appliquée à la structure, la surface de la couche épitaxiée dans la direction z [0001] est supposée libre de toute contrainte et l'équilibre statique implique la nullité des composantes $\sigma_{xz} = \sigma_{yz} = \sigma_{zz} = 0$. Ces remarques permettent de simplifier énormément le tenseur des contraintes qui se restreindra à :

$$\begin{pmatrix} \sigma_{xx} \\ \sigma_{yy} \\ 0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} \\ \epsilon_{yy} \\ \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \quad \text{Équation 5}$$

Compte tenu de $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy}$, on obtient :

$$\begin{cases} \sigma_{xx} = \sigma_{yy} = (C_{11} + C_{12}) \cdot \epsilon_{xx} + C_{13} \cdot \epsilon_{zz} \\ \sigma_{zz} = 0 = 2 \cdot C_{13} \cdot \epsilon_{xx} + C_{33} \cdot \epsilon_{zz} \end{cases} \quad \text{Équation 6}$$

Par définition, $\epsilon_{xx} = \epsilon_{yy} = \frac{a-a_0}{a_0}$ et $\epsilon_{zz} = \frac{c-c_0}{c_0}$ avec a et c les paramètres de maille de la couche déposée alors que a_0 et c_0 sont les paramètres de maille de la couche relaxée (ou substrat). Grâce à ces définitions et en combinant les deux équations du système (Équation 6), on obtient finalement le module d'élasticité biaxial M qui est lié à la déformation dans le plan de croissance :

$$\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \left(C_{11} + C_{12} - 2 \cdot \frac{C_{13}^2}{C_{33}} \right) \cdot \epsilon_{xx} = M \cdot \epsilon_{xx} \quad \text{Équation 7}$$

Remarque

Les valeurs des coefficients d'élasticité des semi-conducteurs nitrures (GaN, AlN, InN) sont sujettes à débat dans la littérature scientifique. Plusieurs expériences et calculs sont menés. Les résultats sont toujours différents et l'erreur sur les coefficients élastiques extraits d'une expérience à l'autre peut atteindre 33 GPa (à peu près 10% d'erreur). Les expériences utilisées sont listées dans [15] et ont été obtenues par différentes méthodes (diffusion de Brillouin, diffraction des rayons X et « surface acoustic wave »). Les calculs quant à eux sont basés sur la méthode *ab initio* de la théorie de la fonctionnelle de densité DFT (*Density Functional Theory*), méthode numérique également employée pour aboutir aux polarisations spontanée et piézoélectrique. Dans certaines références notamment [16], les auteurs prennent la moyenne arithmétique de différentes valeurs de ces coefficients trouvés dans la littérature pour réaliser leurs simulations. Le tableau 2 regroupe les constantes d'élasticités (en GPa) d'AlN et GaN :

<u>AlN</u>	C ₁₁	C ₁₂	C ₁₃	C ₃₃
Calcul [15]	396	137	108	373
Calcul [17]	398	140	127	382
Expérience [18]	345	125	120	395
Expérience [19]	411±10	149±10	99±4	389±10

	<u>GaN</u>	C_{11}	C_{12}	C_{13}	C_{33}	
Les	Calcul [15]	367	135	103	405	valeurs
	Calcul [17]	396	144	100	392	
	Expérience [20]	390 ± 15	145 ± 20	106 ± 20	398 ± 20	
	Expérience [21]	374	106	70	379	

Tableau 2 : Comparaison des constantes d'élasticités C_{11} , C_{12} , C_{13} et C_{33} des semi-conducteurs AlN, et GaN obtenues théoriquement en utilisant l'approche GGA-DFT et expérimentalement en (GPa).

expérimentales des coefficients d'élasticité figurant dans ce tableau ne sont pas les seules à être rapportées dans la littérature. Il y a autant de valeurs expérimentales que de groupes de recherche. Elles diffèrent d'une technique de mesure à une autre. Les valeurs obtenues théoriquement quant à elles, sont « quasi identiques » d'un calcul numérique à un autre. Par ailleurs, un très bon accord est obtenu entre l'expérience proposée par A. Polian et al. [20] et la théorie.

Dans ce qui suit, nous allons prendre en compte les valeurs théoriques [15] qui sont classiquement utilisées dans la littérature [1]. Ce choix peut être justifié d'une part, par la dispersion des résultats expérimentaux, et d'autre part, par le fait que les polarisations spontanées et piézoélectriques sont obtenues théoriquement par la méthode ab initio DFT, qui est également utilisée pour calculer les coefficients d'élasticité.

3 Polarisation

Contrairement au Silicium, les semi-conducteurs III-N de par leur structure cristallographique wurtzite à forte ionicité, présentent des phénomènes de polarisation spontanée et piézoélectrique. Ces propriétés physiques ont été exploitées pour la fabrication des HEMT de puissance à base de GaN. En effet, le confinement des électrons dans le canal est lié à ces deux effets distincts.

3.1 Définitions

Par définition, un dipôle électrique est la séparation spatiale de charges électriques de même grandeur et de signe opposée. Ce dipôle peut être soit spontané soit induit. Le 1^{er} cas est très rare et concerne uniquement les milieux pyroélectriques (la polarisation spontanée varie avec la température). D'autre part, les dipôles induits concernent a priori tous les matériaux. Ils apparaissent sous l'influence de l'application d'un champ électrique extérieur. Lorsqu'on applique une tension aux bornes d'un condensateur, on peut considérer d'une part, que s'accumulent aux électrodes, des charges attendues par un couplage via le vide entre les deux électrodes, ce sont les charges libres. Cependant, quand un matériau est immergé dans un champ électrique externe, il se polarise induisant lui-même un champ électrique, appelé champ dépolarisant qui s'oppose au champ appliqué. De nouvelles charges se créent aux électrodes pour compenser ce champ additionnel et garantir la tension aux bornes du diélectrique, on parle donc de charges liées.

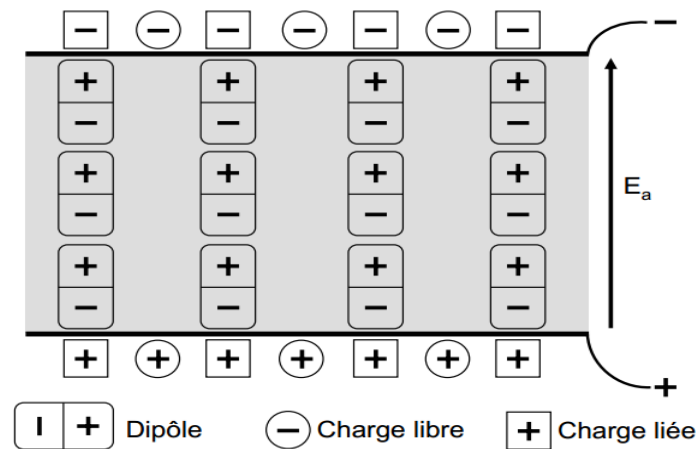


Figure 4 : Représentation schématique de la polarisation dans un diélectrique. E_a désigne le champ électrique appliqué aux bornes du condensateur [22].

A l'échelle macroscopique, on définit la polarisation \vec{P} d'un milieu comme étant la densité volumique de dipôles présents dans ce milieu. On définit une grandeur χ , appelée susceptibilité diélectrique, comme le rapport entre la densité de charges liées et celle des charges libres. Elle caractérise la susceptibilité d'un milieu à se polariser sous l'application d'un champ électrique.

$$\vec{P} = \varepsilon_0 \cdot \chi \cdot \vec{E} \quad \text{Équation 8}$$

D'une façon générale, on peut définir ε_r la permittivité relative diélectrique du milieu. Elle caractérise la densité \vec{D} de flux électrique, aussi appelé déplacement ou induction électrique. Elle est défini par :

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \varepsilon_r \cdot \vec{E} \\ \varepsilon_r &= \chi + 1 \end{aligned} \quad \text{Équation 9}$$

Il existe dans la littérature scientifique plusieurs types de polarisations [22] et [23]:

- Polarisation de charge d'espace : elle décrit le mouvement de la diffusion des ions sous l'influence d'un champ appliqué. Ce phénomène est visible entre 0.001 Hz et 100 Hz.
- Polarisation dipolaire : elle résulte de l'existence de moments dipolaires électriques permanents (existant de façon naturelle) même sans application de champ électrique extérieur. Elle est appelée aussi polarisation d'orientation car les moments dipolaires sont facilement orientables sous l'effet d'un champ électrique. Un milieu portant ce genre de dipôles est polaire (exemple : eau, matériau ferroélectrique...). Ce phénomène est visible jusqu'à des fréquences de 10^8 Hz.
- Polarisation ionique (ou atomique) : Elle est due à la déformation des liaisons chimiques ioniques lors de l'application d'un champ électrique. En effet, Les ions d'un cristal forment des oscillateurs qui interagissent avec le champ électromagnétique, mais avec des pulsations propres très inférieures aux pulsations électroniques. Ces fréquences de vibrations des noyaux des molécules sont plutôt dans l'infra-rouge lointain, alors qu'on est dans l'ultra-violet pour les électrons (voir le paragraphe suivant). Elle est visible jusqu'à des fréquences de l'ordre de $10^{14} - 10^{15}$ Hz.

- Polarisation électronique : C'est une polarisation induite sous l'effet d'un champ électrique. Elle est due à la déformation du nuage électronique des atomes lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique. En effet, le barycentre des charges « + » s'éloigne du barycentre des charges « - » et crée par conséquent un dipôle induit. Elle se manifeste jusqu'à des fréquences qui peuvent atteindre $10^{16} - 10^{19}$ Hz. Dans le domaine du visible, la polarisation totale se restreint à ce type de polarisation, tandis qu'en régime stationnaire la polarisation totale est la somme de toutes les précédentes contributions de polarisations. Il est à noter que quand la fréquence $>10^{19}$ Hz, les électrons ne peuvent plus suivre les variations trop rapides du champ électrique. Le milieu se comporte comme le vide et non plus comme un diélectrique et ϵ_r tend vers 1.

3.2 La polarisation spontanée

On peut avoir une polarisation naturelle dans un matériau lorsqu'il n'est pas contraint et lorsqu'il n'est pas soumis à un champ électrique extérieur, on parle de polarisation spontanée. Elle intervient naturellement quand le matériau est non centro-symétrique. C'est le cas pour le GaN qui cristallise selon la structure hexagonale wurtzite. Les matériaux possédant cette polarisation spontanée sont appelés pyroélectriques. Cette nomination est plutôt historique, elle est associée aux matériaux qui se polarisent lorsqu'ils sont chauffés. Le GaN quant à lui, est spontanément polarisé à température ambiante.

3.2.1 La polarisation spontanée des éléments III-N binaires

La théorie moderne de la polarisation MTP (*Modern Theory of Polarization*), parfois appelée méthode de la phase de Berry est apparue récemment (depuis une trentaine d'années). Elle vise à rendre compte du comportement quantique des électrons dans l'atome. Elle est basée sur des calculs quantiques incluant plusieurs hypothèses. Elle a eu un grand succès en particulier grâce aux progrès faits sur les méthodes numériques et sur les outils de calculs. J. Piprek, O. Ambacher, D. Vanderbilt et F. Bernardini [3] [6], [7] et [23], à travers

leurs publications, exposent leur méthode de calcul de la polarisation dans les matériaux binaires. Cette méthode est basée sur la théorie de la fonctionnelle de la densité DFT. Elle a été mise au point par le biais d'un calcul quantique fondé sur l'approximation du gradient généralisé (GGA) (pour décrire la fonctionnelle d'échange et corrélation) appelée aussi GGA-DFT. C'est grâce à cette théorie qu'on dispose de valeurs théoriques pour la polarisation spontanée.

3.2.2 La polarisation spontanée des éléments III-N ternaires et quaternaires

La polarisation spontanée des éléments ternaires (ex. AlGaN) et quaternaires est donnée par interpolation linéaire (loi de Vegard) entre les polarisations spontanées des éléments binaires calculés en amont numériquement avec l'approche DFT. Dans ce cas, la polarisation spontanée résultante de $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$ s'écrit :

$$\vec{P}_{sp}(x, y) = x \cdot \vec{P}_{sp}(AlN) + y \cdot \vec{P}_{sp}(InN) + (1 - x - y) \cdot \vec{P}_{sp}(GaN) \quad \text{Équation 10}$$

La figure 5 est un abaque esquissé en respectant la loi de Vegard. Elle présente la polarisation spontanée pour les éléments ternaires à base d'éléments nitrures en fonction de la distance caractéristique de la maille du réseau.

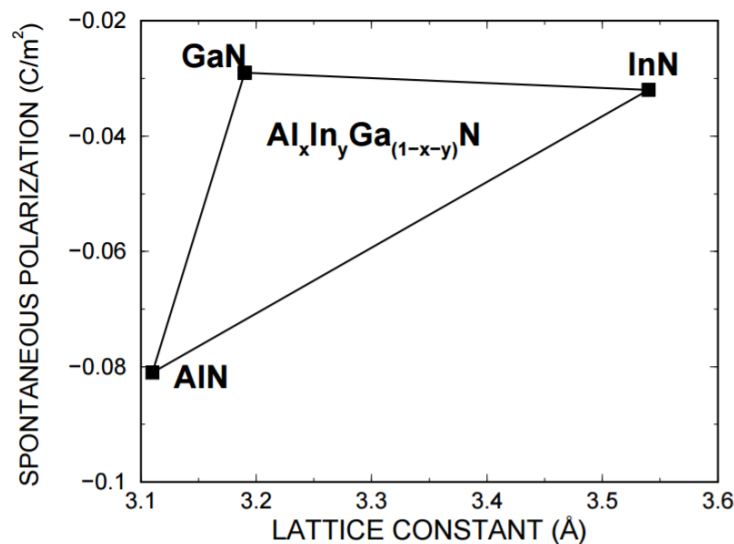


Figure 5 : La polarisation spontanée des alliages quaternaires $Al_xIn_yGa_{1-x-y}N$ en fonction du paramètre de maille [25].

3.2.3 La non-linéarité de la polarisation spontanée des éléments III-N ternaires et quaternaires

Des expériences récentes [26] et des modèles physiques [27] ont montré que la polarisation spontanée pour les semi-conducteurs nitrures (piézoélectrique aussi) est non linéaire en fonction de x la fraction molaire d'Aluminium. En effet, la non-linéarité observée sur les paramètres structuraux internes des alliages à base de binaires III-N (notamment le paramètre u désignant la distance anion-cation selon l'axe \vec{c} de la structure) a poussé F. Bernardini et son équipe [27] à explorer en détail les propriétés pyroélectriques de ce type d'alliage, pour rendre finalement compte de la non-linéarité de P_{sp} . Les résultats de cette recherche ont montré que P_{sp} pour un alliage relaxé, et pour une certaine composition x , dépend linéairement en moyenne du paramètre u , prouvant que les différences observées sur P_{sp} pour la même composition x , sont majoritairement expliquées par la variation de la longueur de la liaison anion-cation u . C'est donc à cause de la dépendance non-linéaire du paramètre u avec x que P_{sp} varie non-linéairement avec x .

D'un point de vue pratique, la non linéarité est corrigée dans l'équation 10 par un terme correctif de second ordre (appelé souvent « bowing »). Elle est très bien modélisée par un comportement parabolique. La polarisation spontanée de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ s'écrit alors:

$$\vec{P}_{sp}(Al_xGa_{1-x}N) = x.\vec{P}_{sp}(AlN) + (1 - x).\vec{P}_{sp}(GaN) + b_{AlGaN}.x.(1 - x) \quad \text{Équation 11}$$

où b_{AlGaN} est nommé paramètre du « bowing », il vaut $+0.021 \text{ C/m}^2$ et il est défini par :

$$b_{AlGaN} = 4.\vec{P}_{sp}(Al_{0.5}Ga_{0.5}N) - 2.\{\vec{P}_{sp}(AlN) + \vec{P}_{sp}(GaN)\} \quad \text{Équation 12}$$

L'avantage du modèle reposant sur le « bowing » est qu'il nécessite seulement la connaissance de $\vec{P}_{sp}(Al_xGa_{1-x}N)$ pour $x=0.5$ ainsi que $\vec{P}_{sp}(AlN)$ et $\vec{P}_{sp}(GaN)$, qui sont des paramètres obtenues directement par la DFT.

3.3 La polarisation piézoélectrique et son impact sur l'hétérojonction AlGaN/GaN

Le GaN est souvent déposé sur saphir, SiC ou Silicium. Le désaccord de maille entre GaN et son substrat impose une contrainte biaxiale (extension ou compression) dans le plan de la couche GaN. Macroscopiquement, au sein du matériau GaN, l'atome de Gallium est lié à trois autres atomes d'Azote par des liaisons ioniques constituant un tétraèdre. Le barycentre de ce dernier n'est pas superposé sur l'atome Gallium (paragraphe 2.1.2). Le matériau est alors le siège d'une polarisation spontanée. La déformation de la maille du GaN causée par la contrainte biaxiale (dépôt de GaN sur un substrat), entraîne un déplacement supplémentaire entre l'atome Gallium et le barycentre du tétraèdre cité ci-dessus, modifiant ainsi la valeur de la polarisation spontanée. Cet effet peut être considéré comme l'apparition d'une polarisation dite piézoélectrique qui renforce ou affaiblit la polarisation spontanée. La principale conséquence en est la génération d'un gaz bidimensionnel d'électrons noté (2DEG) à l'interface entre GaN et AlGaN.

3.3.1 Détermination de la polarisation piézoélectrique des éléments binaires III-N

La polarisation piézoélectrique P_{pz} ne présente qu'une seule composante suivant l'axe \vec{c} . Cette dernière vient s'ajouter à la polarisation spontanée en venant renforcer ou affaiblir l'effet de celle-ci selon le signe de la déformation (extension ou compression) et l'orientation initiale de la maille (polarité Gallium ou Azote) [1].

Dans cette section, on se place dans le cadre de la polarité Ga (Ga-Face). On va se focaliser sur l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$, le but est d'obtenir la relation liant la polarisation piézoélectrique à la déformation générée par le désaccord de maille entre l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et le substrat GaN.

Par définition, la polarisation piézoélectrique P_{pz} est liée au tenseur de déformation $\bar{\epsilon}$ via les coefficients piézoélectriques e_{ij} :

$$P_i = \sum_{i,j} e_{ij} \cdot \epsilon_j \quad \text{Équation 13}$$

Puisque la déformation se fait selon l'axe \vec{z} , la polarisation piézoélectrique de la structure s'exerce uniquement selon cet axe. De plus, du fait de la symétrie wurtzite, selon cet axe, il n'y a que trois coefficients piézoélectriques indépendants e_{33} , e_{13} et e_{15} [7]. L'équation 14 se transforme dans le cas d'une déformation biaxiale :

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{15} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_3 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}$$

D'où on obtient le système suivant :

$$\begin{cases} P_1 = P_2 = 0 \\ P_3 = e_{33} \cdot \epsilon_3 + e_{31} \cdot (\epsilon_1 + \epsilon_2) \end{cases} \quad \text{Équation 14}$$

Ces coefficients piézoélectriques sont obtenus avec un calcul numérique basé sur la méthode DFT. Les équations 6 et 14 nous permettent d'écrire donc :

$$P_3 = 2 \cdot \frac{a - a_0}{a_0} \cdot \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad \text{Équation 15}$$

Cette dernière équation montre que dans le cadre d'une polarité Ga, si la contrainte appliquée est en tension alors $P_3 < 0$ et si elle est en compression alors $P_3 > 0$ (figure 6).

Le tableau suivant résume les différentes valeurs de ces coefficients (en C/m²) pour des éléments binaires AlN et GaN [28].

	GaN	AlN
Paramètre de maille en nm	0.3189	0.3112

P_{sp}	-0.034	-0.090
e_{31}	-0.34	-0.53
e_{33}	0.62	1.50

Tableau 3 : Paramètres de maille, polarisations spontanées et coefficients piézoélectriques (en C/m²) pour GaN et AlN

La figure 6 montre schématiquement les orientations de P_{pz} et P_{sp} pour les différentes polarités Gallium et Azote :

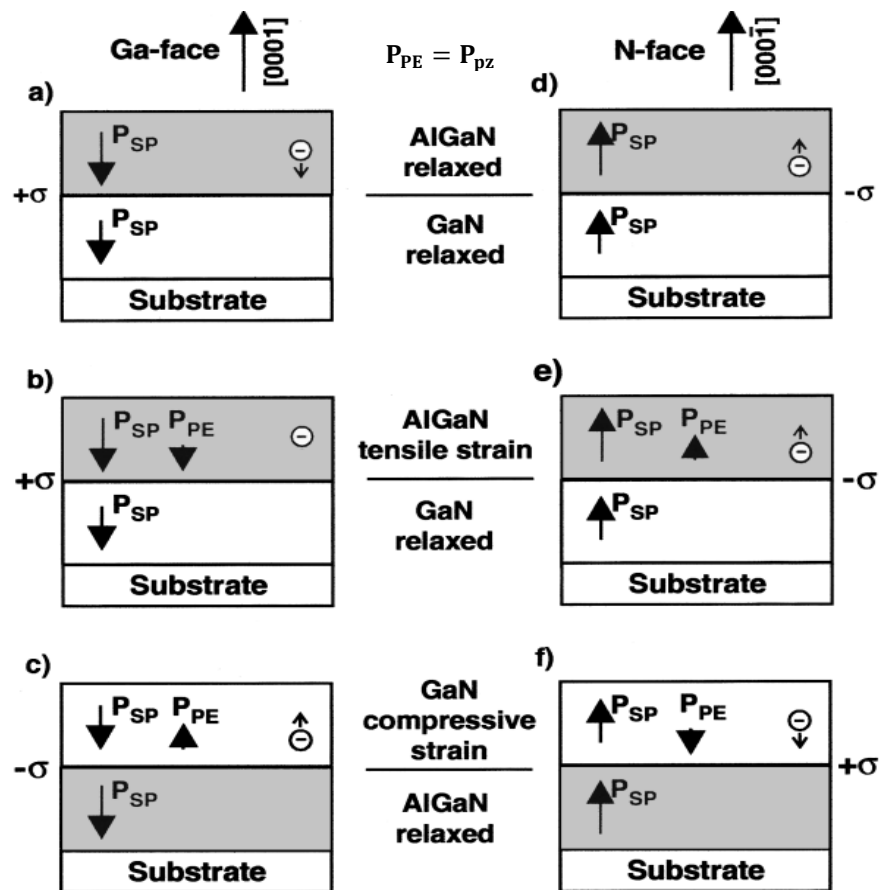


Figure 6 : La densité de charge surfacique induite par polarisation et les directions de P_{pz} et P_{sp} selon les polarités Gallium et azote pour une hétérostructure AlGaIn/GaN sous contrainte et relaxée [1].

Dans la figure 6, P_{pe} correspond à P_{pz} .

La charge surfacique σ quant à elle, est induite par la contribution des deux polarisations : spontanée et piézoélectrique des deux couches GaN et AlGaN. Elle est définie par :

$$\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n} \quad \text{Équation 16}$$

Où \vec{n} est le vecteur normal à la surface/interface orienté selon la direction [0001] et le vecteur $\vec{P} = \vec{P}_{pz} + \vec{P}_{sp}$. Les enseignements que l'on peut tirer de cette équation est que la polarisation à la surface ou en interface est équivalente à une charge surfacique (C/m^2).

3.3.2 Non linéarité de la polarisation piézoélectrique

F. Bernardini [27] a démontré théoriquement que la polarisation piézoélectrique des binaires AlN, InN et GaN est fortement non linéaire en fonction de la déformation. Cette polarisation piézoélectrique est due au dépôt de l'alliage AlGaN sur la couche GaN. En outre, F. Bernardini affirme que la loi de Vegard reste applicable pour l'obtention de la polarisation piézoélectrique des alliages ternaires et quaternaires et donne des résultats cohérents. Grâce à ce résultat, la détermination de la polarisation (non linéaire) piézoélectrique de n'importe quel alliage est rendue possible en s'appuyant seulement sur les valeurs calculées avec la DFT des composés binaires [26] et en utilisant aussi :

$$P_{pz}(Al_xGa_{1-x}N)[\epsilon(x)] = x.P_{pz}(AlN)[\epsilon(x)] + (1-x).P_{pz}(GaN)[\epsilon(x)] \quad \text{Équation 17}$$

Chaque \vec{P}_{pz} de AlN et de GaN dépend non linéairement de la déformation ϵ selon les équations tirées de [26] et [29] :

$$P_{pz}(GaN)[\epsilon] = -0,918.\epsilon + 9,541\epsilon^2$$

$$P_{pz}(AlN)[\epsilon] = \begin{cases} -1,808.\epsilon + 5,624.\epsilon^2 & \text{si } \epsilon < 0 \\ -1,808.\epsilon - 7,888.\epsilon^2 & \text{si } \epsilon > 0 \end{cases} \quad \text{Équation 18}$$

L'obtention de la dernière équation n'est pas aisée. En effet, l'équation 15 liant les coefficients piézoélectriques avec la déformation mécanique n'est valable que pour des

contraintes faibles ($|\epsilon| < 1\%$). Dans le cas de l'hétérojonction AlGa_xN/GaN, le dépôt de l'alliage Al_xGa_{1-x}N sur la couche GaN génère une déformation importante ($|\epsilon| > 1\%$). Pour rendre compte de cette réalité, O. Ambacher *et al.* [29], P. Y. Prodhomme *et al.* [30] ont rajouté à l'équation 15 des termes de second ordre :

$$P_i^{pz} = \sum_{i,j} e_{ij} \cdot \epsilon_j + \frac{1}{2} \cdot \sum_{i,j,k} B_{ijk} \epsilon_j \epsilon_k \quad \text{Équation 19}$$

Où les B_{ijk} représentent les coefficients correctifs du deuxième ordre. Tenant compte de la symétrie de la structure, cette équation peut être simplifiée. On écrit alors :

$$P_{pz} = 2 \cdot \left(e_{31} - e_{33} \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \cdot \epsilon + \left(2d + 2e + 2g \cdot \left(\frac{C_{13}}{C_{33}} \right)^2 - 4f \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \cdot \epsilon^2 \quad \text{Équation 20}$$

↓
Terme du premier ordre (cf.
équation 15)

↓
Terme du deuxième ordre

Les

constantes d,

e, f et g sont obtenues à partir des B_{ijk} . Elles sont calculées et tabulées pour chacun des semi-conducteurs GaN, AlN et InN [30]. Cette démarche est détaillée dans les références [28] et [29].

$$\epsilon = \frac{a_{GaN} - a(x)}{a(x)} \quad \text{Équation 21}$$

$$a(x) = -0,077x + 3,189$$

Il est à préciser que la déformation ϵ considérée ici, est obtenue en fonction de l'état relaxé du paramètre $a(x)$ obéissant à la loi de Vegard.

Dans le cas qui nous intéresse dans cette thèse, la polarisation piézoélectrique de l'alliage Al_xGa_{1-x}N compte tenu des équations 17, 18 et 21 peut être exprimée en fonction de x la fraction molaire de l'Aluminium. En effet, il suffit d'injecter l'équation 21 dans la 18, ensuite injecter ce résultat de cette dernière opération dans l'équation 17.

Les figures 7.a et 7.b comparent pour les éléments III-N binaires et ternaires la polarisation piézoélectrique obtenue dans le cas d'une croissance pseudo-morphique de AlGaN sur GaN en fonction de la déformation biaxiale et de la fraction molaire de l'Aluminium respectivement pour un modèle linéaire (en pointillées) et non-linéaire (lignes continues).

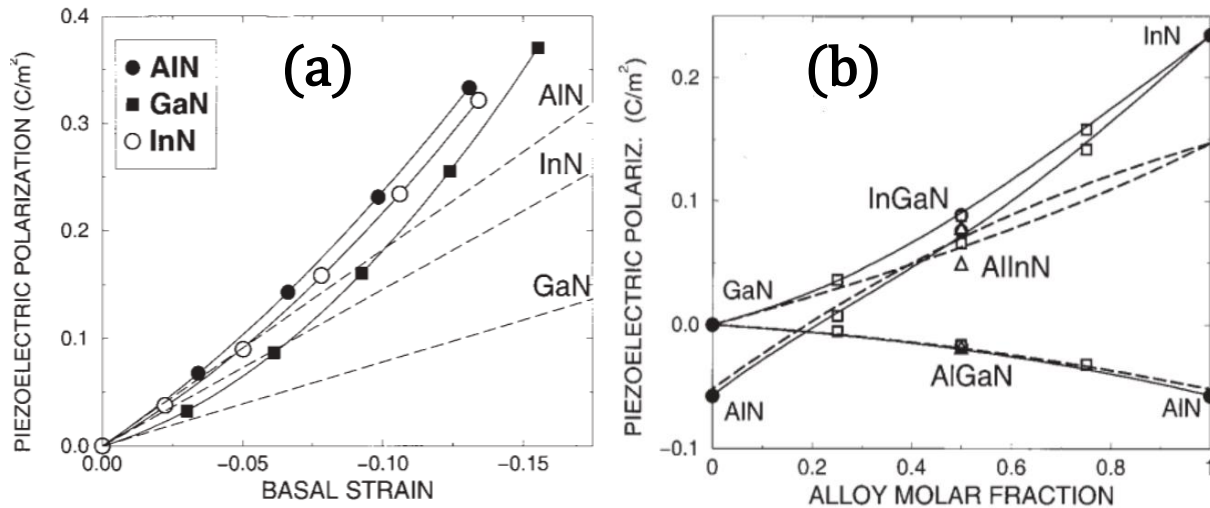


Figure 7 : La polarisation piézoélectrique en fonction de a) : la déformation biaxiale pour les éléments III-N binaires b) : la fraction molaire d'Al, pour un modèle linéaire (en pointillées) et non-linéaire (lignes continues). Les valeurs associées aux symboles dans les figures a et b sont obtenues avec un calcul numérique DFT direct [27].

La figure 7.a met en évidence la non-linéarité de P_{pz} . Cette grandeur physique est calculée par F. Bernardini à l'aide de la DFT pour les alliages binaires AlN, GaN et InN pour différentes déformations biaxiales (symboles figurant sur la figure 7.a). La figure 7.a montre clairement une dépendance non-linéaire de P_{pz} (les symboles) en fonction de la déformation biaxiale. Par ailleurs, les P_{pz} non-linéaires des binaires calculés numériquement directement par DFT en fonction de la déformation biaxiale sont injectées dans l'équation 17 (qui est la loi linéaire de Vegard) aboutissant aux courbes en lignes continues dans la figure 7.b. Ces courbes sont en très bon accord avec les polarisations piézoélectriques calculées directement pour les alliages ternaires avec différents fractions molaires x (les symboles sur la figure 7.b).

Par conséquent, on peut conclure que la loi linéaire de Vegard reste valable pour obtenir la polarisation piézoélectrique des alliages nitrures III-V à condition de prendre en compte la non-linéarité des P_{pz} des matériaux binaires en fonction de la déformation biaxiale.

3.4 Les méthodes numériques utilisées pour calculer les polarisations spontanées et piézoélectriques.

Les méthodes *ab initio* cherchent à prédire les propriétés des matériaux, par la résolution des équations de la mécanique quantique (notamment l'équation de Schrödinger), sans utiliser de variables ajustables. Parmi les méthodes *ab initio*, la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT) est une reformulation du problème quantique à N corps en un problème portant uniquement sur la densité électronique. Aujourd'hui, la DFT constitue l'une des méthodes les plus utilisées pour les calculs quantiques de structure électronique du solide [30] car la réduction du problème qu'elle apporte permet de rendre accessible au calcul l'état fondamental d'un système comportant un nombre important d'électrons. C'est donc une méthode de choix pour l'étude des propriétés physiques de l'état fondamental des solides. Ce formalisme de la DFT permet de condenser remarquablement l'information, puisque nous passons d'une inconnue à $3N$ variables (3 pour les trois directions de l'espace (x,y,z) et N pour le nombre d'électrons dans le solide étudié de l'ordre du nombre d'Avogadro $N_A \approx 10^{23}$ atomes/mol), à une inconnue à 3 variables ($\rho(x,y,z)$ densité électronique).

Depuis 1997, plusieurs travaux de recherche ont été publiés sur les effets de polarisation dans les binaires III-Ns. Les premières valeurs liées à la polarisation spontanée P_{sp} [7] ont été publiées dans le but de montrer que le champ électrique résultant des super-réseaux AlN/GaN [32] n'est pas seulement dû à la polarisation piézoélectrique mais nécessite l'existence de P_{sp} dans le cas des nitrures. Ces résultats ont été obtenus avec la méthodologie de l'état de l'art de 1997 en utilisant la DFT dans le cadre de l'approximation de la densité locale pour la fonctionnelle d'échange et corrélation communément appelée LDA-DFT. La percée fulgurante dans les techniques de calcul numérique et l'avancée importante dans les outils de calculs ont permis l'émergence de nouvelles valeurs calculées de P_{sp} et de P_{pz} beaucoup plus précises, généralement admises par la communauté scientifique. En effet, en 2001, Perdew et Wang [33] ont démontré que la DFT appliquée aux semi-conducteurs III-N et incluant l'approximation du gradient généralisé (GGA) (pour décrire la fonctionnelle

d'échange et corrélation) appelée aussi GGA-DFT, permet une meilleure détermination des propriétés des binaires III-N.

4 Le transistor HEMT AlGa_xN/GaN

4.1 Historique des dispositifs à base de GaN

Les dispositifs à base de nitrure de gallium GaN ont connu un intérêt grandissant et un énorme succès au cours de ces dernières années. Plusieurs entreprises innovantes dans le domaine des semi-conducteurs III-N ont été fondées et ont pu industrialiser des substrats et des dispositifs à base de GaN destinés aux applications de puissance et des microondes. Dans ce cadre, on peut citer l'entreprise EpiGaN, une start-up belge issue de l'institut de recherche (IMEC). Une deuxième start-up européenne qui a le même corps de métier est EXAGAN, elle est française et issue du Laboratoire de l'Electronique et des Techniques de l'Information (LETI). Le tableau suivant [5] cite d'autres acteurs industriels de la technologie III-N pour des applications microélectroniques.

La fin des années vingt a connu la découverte du matériau GaN. Sa première synthèse a été élaborée dans les années trente [34]. A ce stade, les procédés de fabrication de cette époque, ne permettaient pas d'obtenir un matériau GaN avec de bonnes propriétés cristallographiques ce qui a empêché le développement de la filière GaN pendant plusieurs années [35]. En 1989, l'équipe du Professeur Amano était la première à élaborer une couche GaN de bonne qualité et conductrice de type P [36]. Ces travaux ont donné un nouveau souffle à la recherche dans le domaine du GaN. Dès 1991, Khan et al. étaient les premiers à prouver l'existence d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) formé par une hétérojonction Al_xGa_{1-x}N/GaN sur substrat saphir [37]. Les premiers transistors GaN à effet de champ (Metal Semiconductor Field Effect Transistors MESFET) et à hétérojonction (High Electron Mobility Transistors HEMT) produits par MOCVD sur substrats de saphir furent fabriqués respectivement en 1993 et en 1994 par Khan et al. [38] et [39]. La fameuse LED bleue a été élaborée par Nakamura et al. en 1992 [40]. L'avancée considérable dans le domaine de GaN

des professeurs Amano, Nakamura et Akasaki leur a valu le prix Nobel de physique 2014.



Tableau 4 : principaux acteurs industriels de la technologie III-N pour les applications microélectroniques [41].

Aujourd’hui, les technologies de production, de reproductibilité, de fiabilité du matériau épitaxié et de sa caractérisation physique et électrique sont les questions clés qui doivent être posées pour atteindre les performances théoriques attendues pour des dispositifs à base de GaN.

Les nitrures d’éléments III possèdent un fort potentiel pour les applications de puissance, grâce en particulier à leur champ de claquage 10 fois plus important que celui du Silicium ($> 3,3 \cdot 10^6 \text{ V} \cdot \text{cm}^{-1}$ pour GaN à 300 K), une mobilité préservée et une densité électronique largement supérieure à la structure habituelle de AlGaAs/GaAs (2DEG ; $\mu \approx 2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ et $n_s \approx 10^{13} \text{ cm}^{-2}$). Le tableau suivant compare les performances théoriques en mobilité et en densité d’électrons 2D dans les deux hétérojonctions AlGaN/GaN et AlGaAs/GaAs à 300 K :

	mobilité en $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	n_s en cm^{-2}
AlGaN/GaN	≈ 2000	$\approx 10^{13}$

AlGaAs/GaAs	≈ 6000	$\approx 10^{11}$
-------------	----------------	-------------------

Tableau 5: Comparaison des mobilités et de la concentration du gaz 2D entre les deux hétérojonctions AlGaN/GaN et AlGaAs/GaAs [1]

4.2 Description des couches d'un MOS-HEMT typique à base d'hétérojonction AlGaN/GaN

Cette thèse est dédiée à la caractérisation électrique fine et la modélisation du canal des HEMT à base de GaN destinés à des applications de puissance. Les dispositifs testés, sont tous fabriqués au CEA-LETI à partir d'une plaque de Si(111) de 200 mm épaisse de 1 mm. La figure 8 illustre une vue en coupe de MOS-HEMT majoritairement étudié au cours de cette thèse. Un MOS-HEMT est constitué d'une grille de type MOS avec Al_2O_3 comme diélectrique de grille. Ce dernier est couramment employé comme oxyde de grille pour la filière III-V. Plus de détails sur les couches constituant notre MOS-HEMT sont fournies dans le paragraphe 4.2.2. Nous décrivons les couches depuis la face supérieure jusqu'au substrat Silicium. Notons au passage que cela correspond aussi à l'inverse du sens d'élaboration du matériau.

4.2.1 La couche de passivation Si_3N_4 et sa gravure

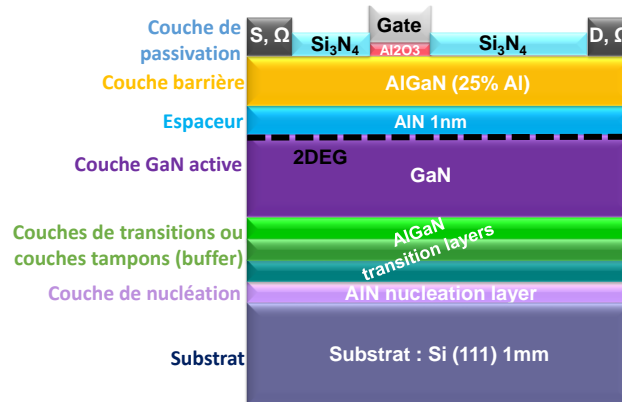
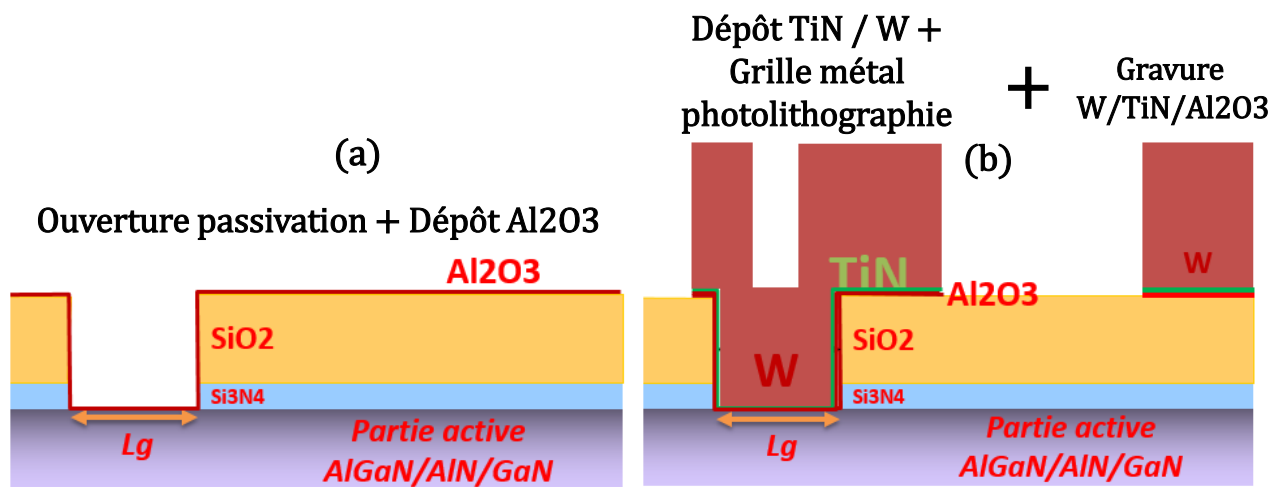


Figure 8 : Vue de coupe du transistor MOS-HEMT AlGaN/AiN/GaN réalisé au CEA-LETI et étudié dans cette thèse

La partie active (l'empilement AlGaN/AiN/GaN) est passivée par une couche de nitrure de silicium Si_3N_4 de quelques centaines de nanomètre pour les HEMT étudiés dans cette thèse. Le but de cette étape technologique est de guérir la surface de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et de diminuer le nombre des liaisons pendantes. La passivation de la

surface est une solution efficace pour réduire le phénomène d'effondrement du courant (en anglais *current collapse*) notamment en mode RF à cause des pièges à la surface. Ce phénomène est significativement atténué par la passivation avec des couches SiO_2 , Si_3N_4 , [42], [43] et Al_2O_3 [44]. Par ailleurs, selon Chang Min Jeon et Jong-Lam Lee [45], la passivation Si_3N_4 augmente la contrainte en tension sur la barrière AlGaIn et donc aussi la densité du 2DEG.

Afin de déposer l'empilement de la grille ainsi que les contacts ohmiques du drain et de la source, la couche de passivation doit être au préalable gravée localement (Figure 9.a).



Parmi les différentes techniques de gravures existantes, les procédés de gravures ICP (*Inductive Coupled Plasma*) et RIE (*Reactive Ion Etching*) sont utilisés. Leurs influences sur les propriétés du transport du 2DEG seront étudiées au chapitre 5. Ces deux procédés sont des gravures sèches qui se déroulent au sein d'un milieu plasma. Ce dernier est généré par un champ RF présent entre deux électrodes. Celui-ci est associé à un champ statique entre le plasma et l'échantillon dont le but est d'accélérer les ions vers l'échantillon et de le graver par pulvérisation cathodique. Les espèces (souvent à base de fluor ou de chlore) envoyées par le champ électrique statique réagissent chimiquement avec la surface de l'échantillon

provoquant ainsi sa gravure. Ce type de gravure est extrêmement agressif et peut générer des défauts structuraux à la surface gravée.

D'autre part, le plasma dans le cas de la gravure ICP est généré par un champ magnétique qui varie en fonction du temps (RF). Cette technique permet de densifier le plasma et par conséquent, de décupler la densité des ions qui vont bombarder la surface tout en minimisant l'énergie de la pulvérisation. Ce procédé de gravure est moins agressif que la gravure RIE.

Si on prolonge la gravure de la couche de passivation Si_3N_4 à la couche AlGaIn , la tension de seuil V_{th} du dispositif HEMT devient de moins en moins négative jusqu'à la gravure totale de la couche AlGaIn où V_{th} devient positive. On parle alors d'un « recess » total de la couche AlGaIn et on dit que le HEMT se transforme d'un état *Normally-On* ($V_{\text{th}} < 0$) vers un état *Normally-Off* ($V_{\text{th}} > 0$).

4.2.2 La grille du MOS-HEMT

En général, il existe deux types de grille pouvant être déposées sur l'empilement HEMT, une grille Schottky ou une grille MIS. Les HEMT avec grille Schottky étaient les premiers à être fabriqués au début des années quatre-vingt-dix, mais rapidement cette architecture de grille fut abandonnée pour les applications de puissance à cause des forts courants de fuite de grille et des faibles tensions de claquage. La grille Schottky a cédé sa place à la grille MIS qui réduit considérablement le courant de fuite de grille (3 décades de courant de fuite de grille en moins[46]). Le diélectrique utilisé pour nos HEMT est l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 . C'est un oxyde de haute permittivité diélectrique ($\epsilon_r = 9-11$) déposé par le biais de la technique ALD (*Atomic Layer Deposition*). L'inconvénient de ce type d'oxyde est son taux élevé de pièges [47] causant la variation de la tension de seuil du HEMT. Ces aspects de piégeages seront soulignés et discutés au fur et à mesure des chapitres de cette thèse. Une fois le diélectrique déposé, il est recouvert par une couche métallique de TiN de 60 nm puis de W (figure 9.b) selon le procédé standard pour ce type de métal (aussi utilisé pour les transistors III-V à base de GaAs).

4.2.3 Les couches actives

La couche GaN active, l'espaceur AlN et la barrière $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ constituent les couches actives du HEMT (figure 8). Le canal, quant à lui, est situé à l'interface supérieure de la couche du matériau à petit gap (3,4 eV) non intentionnellement dopée (GaN). C'est la partie du HEMT la plus importante: c'est là où se crée naturellement le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG). C'est la couche qui détermine les performances du composant à travers ses propriétés de transport des électrons dans le 2DEG. Les couches actives constituées de l'empilement $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ sont associées à une technologie de HEMT dite *Normally-On*. En revanche, concernant la technologie *Normally-Off*, les couches $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}$ sont totalement gravées (recess total) conduisant à une suppression totale du 2DEG sous la grille. Par conséquent, dans ce dernier cas, on obtient un empilement MIS classique constitué de l'empilement $\text{TiN}/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$.

D'autre part, la couche barrière AlGaN est déposée d'une façon pseudo-morphique sur la couche active GaN, la contrainte en tension qui en résulte maximise le nombre de porteurs dans le canal. Le contrôle des performances du HEMT passe par l'optimisation des paramètres dans la couche AlGaN: x le taux d'Aluminium et d_{AlGaN} l'épaisseur de la barrière. En fait, les hétérojonctions contenant une barrière avec un taux en Aluminium $x \leq 0,15$ et $x \geq 0,4$ ne semblent pas aboutir à des dispositifs de bonne qualité. En effet, pour $x \leq 0,15$, le confinement des porteurs se dégrade en raison de la diminution de l'offset de bande à l'hétérojonction. Une composition $x \geq 0,4$ provoque un désaccord de maille trop grand entre la couche barrière et la couche active GaN ce qui conduit à une interface rugueuse et à la génération des défauts structuraux [1] et [48]. Par ailleurs, l'épaisseur de la barrière doit être inférieure à l'épaisseur critique de relaxation, qui varie en fonction de la composition de la barrière. L'épaisseur critique h_c de la couche AlGaN est donnée par [49]:

$$h_c = \frac{b(x) \cdot \cos \alpha}{2 \cdot \varepsilon(x)} \left(1 + \frac{1 - \nu(x)/4}{4 \cdot \pi \cdot \cos^2 \alpha \cdot (1 + \nu(x))} \cdot \ln\left(\frac{h_c}{b(x)}\right) \right) \quad \text{Équation 22}$$

Avec :

x est la fraction molaire de l'aluminium.

$\varepsilon(x)$ est la déformation subie par la couche épitaxiée,

$\nu(x)$ le coefficient de Poisson.

$b(x)$ la norme du vecteur de Burgers des dislocations (représente l'amplitude de la déformation transportée par une dislocation).

α est l'angle entre le vecteur de Burgers et la direction à l'interface normale à la ligne de dislocation.

Par exemple, pour les nitrures d'éléments III en phase wurtzite, $\alpha=60^\circ$ et pour une barrière AlGa_xN contenant 30% d'aluminium, l'épaisseur critique est d'environ 23 nm[50].

Enfin, l'espaceur AlN est une couche très fine de quelques nanomètres (0 à 2nm). Son rôle est de limiter la pénétration des électrons du gaz 2D dans la barrière et de s'affranchir des effets de la diffusion due au désordre d'alliage (Al_xGa_{1-x}N), diffusion qui limite la mobilité des électrons du gaz 2D[50] [51].

On peut tracer pour les différentes couches, le diagramme des bandes de conduction (figure 10). A l'équilibre thermodynamique, l'alignement relatif des bandes entre deux semi-conducteurs est dicté par leur affinité électronique (règle d'Anderson 1962). Cet alignement va induire une discontinuité de la bande de conduction à l'interface AlGa_xN/AlN et AlN/GaN.

Avec :

q = la charge élémentaire de l'électron $1,6.10^{-19}$ C.

$d_{\text{AlGa}_x\text{N}}$ = l'épaisseur de la couche barrière Al_xGa_{1-x}N.

d_{AlN} = l'épaisseur de la couche espaceur AlN.

ϕ_B = la barrière de potentiel de la grille Schottky en eV.

E_f = le niveau de Fermi de la couche GaN en eV.

E_g = énergie interdite du semiconducteur en eV.

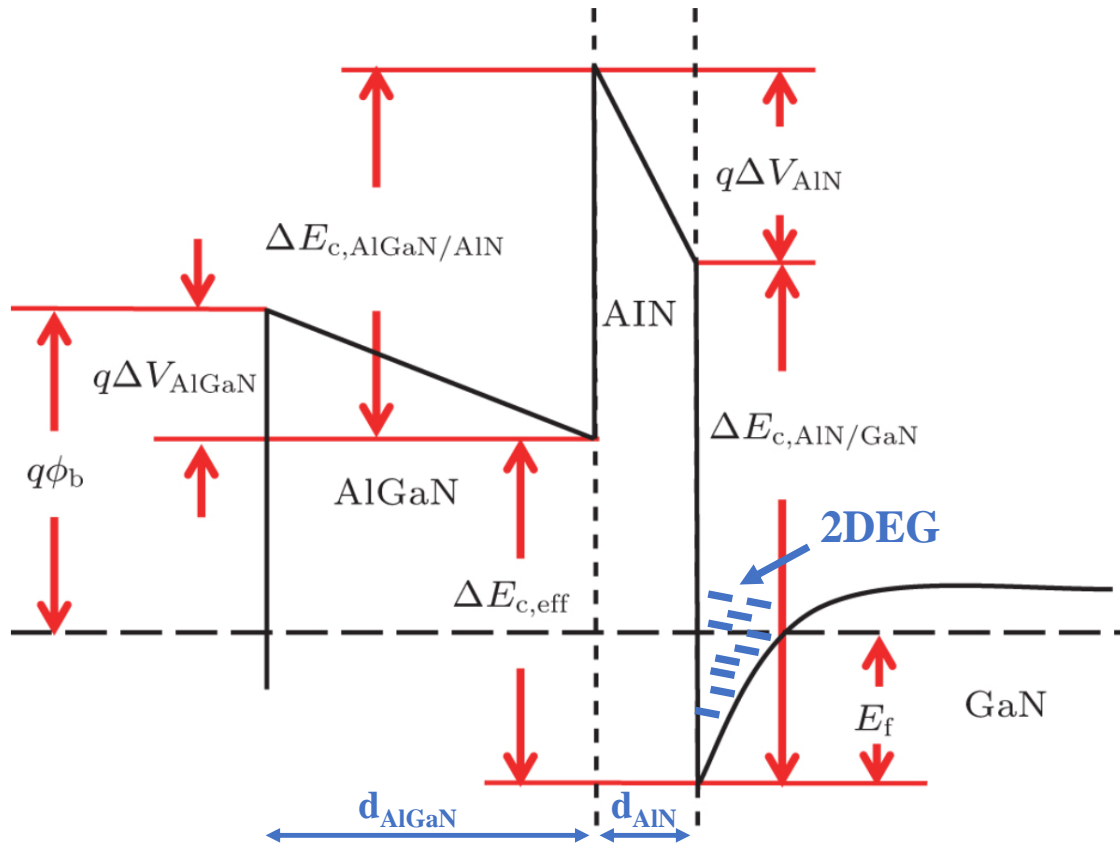


Figure 10 : Diagramme de bande d'énergie approximatif des parties actives du MOS-HEMT.

$\Delta E_{c,eff}$ = la discontinuité de la bande de conduction effective entre AlGaIn et GaN.

$\Delta E_{c,AlGaIn/AlN}$ = la discontinuité de la bande de conduction entre AlGaIn et AlN.

$\Delta E_{c,AlN/GaN}$ = la discontinuité de la bande de conduction AlN et GaN.

4.2.4 La couche GaN active

La croissance de la couche GaN est primordiale, puisque d'elle, dépend la qualité du canal situé à l'interface supérieure entre le GaN et AlN comme illustré dans la figure 8. Cette couche doit être de bonne qualité structurale avec une faible densité de dislocations, avoir une surface la moins rugueuse possible et une bonne qualité électrique. En effet, des pièges et des impuretés ionisées peuvent conduire à des fuites verticales et à des mécanismes de diffusion des électrons ce qui est néfaste pour les propriétés de transport. Celles-ci seront étudiées et détaillées dans les chapitres 3 et 5. La méthode de croissance la plus utilisée pour

faire croître la couche GaN active est la MOCVD (*Metal-Organic Chemical Vapor Deposition*). Les sources de gallium et d'azote sont alors respectivement le triéthyl ou triméthyl-gallium ((CH₂)₃Ga, (CH₃)₃Ga) et l'ammoniac (NH₃) alors que le substrat est porté à 1000° C.

Cette couche de GaN est non intentionnellement dopée et naturellement de type N. En effet, lors de sa croissance, plusieurs impuretés sont incorporées de façon incontrôlée. Des caractérisations physico-chimiques de type SIMS (*Second Ion Mass Spectroscopy*) [52] ont révélé la présence de Silicium, d'Oxygène et de Carbone dans cette couche active. Les concentrations mesurées par SIMS sont faibles pour le Silicium ($<5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$), La concentration de l'Oxygène est légèrement supérieure devant celle du Carbone (entre $0,8-4 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour l'Oxygène et $0,3-1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ pour le Carbone). L'Oxygène et le Silicium conduisent à des états donneurs dans le GaN, en revanche, le Carbone est un accepteur. En prenant en compte la moins grande concentration de Carbone devant celle de l'Oxygène, on comprend la nature N du dopage résiduel observé sur cette couche.

Le chapitre 2 sera dédié à la mesure et l'extraction de ce paramètre important. On y présente des configurations expérimentales C-V qui sont utilisées et exploitées pour la première fois pour des HEMT à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN.

4.2.5 La couche de nucléation AlN

La croissance de la couche de nucléation AlN notée dans la littérature du GaN NL (pour *Nucleation Layer*) a été démontrée pour la première fois par le chercheur japonais A. Watanabe en 1993 [53]. Le dépôt de cette couche sur le substrat Si(111) est cruciale. En effet, le GaN ne peut pas être déposé directement sur le substrat Silicium, non pas en raison du désaccord de maille de 17% entre le GaN et le Silicium (le désaccord de maille entre AlN et le Silicium est de 19%), mais en raison de la forte réaction Si-Ga. A cause de cette forte réaction aux températures qu'on utilise (environ 1000°C), on ne ferait qu'attaquer le Silicium avec le Gallium en dégradant le substrat sans pour autant arriver à former une couche de GaN

conforme. Ainsi l'AlN forme une couche de « masquage » pour prévenir cette réaction et permettre une couverture du substrat Silicium avec une couche III-N conforme.

Par ailleurs, pour assurer une bonne qualité de dépôt de l'AlN sur le substrat Silicium, il est primordial d'optimiser son épaisseur ainsi que ses modes de croissance (température de dépôt, le ratio des flux des gaz Al/N et la pression du recuit). Ces paramètres ont un impact direct sur la qualité de la croissance de la couche active GaN. D. Christy et al. [54] ont mesuré les propriétés électriques du 2DEG à savoir, sa concentration et sa mobilité à l'aide de l'effet Hall, sur des échantillons ayant des couches de nucléation avec des épaisseurs qui varient de 10 à 150 nm et ils ont vu des conditions de croissance différentes. Ils ont observé une augmentation de la concentration du 2DEG pour des faibles épaisseurs d'AlN (10 nm) et une amélioration de sa mobilité en augmentant la pression de croissance de la couche de nucléation.

Une deuxième étude proposée par J. J. Freedman et al. [55] montre l'influence de cette couche de nucléation sur les caractéristiques du claquage vertical réalisées sur des plaques de GaN sur substrat Si(111). Cette étude révèle que la qualité de la couche AlN dépend fortement de la température de croissance. Malgré l'optimisation de celle-ci, la couche AlN ayant une densité élevée de dislocations, possède une nature très conductrice et provoque des courants de fuite verticaux importants dans les HEMT de puissance notamment à cause de la présence non intentionnelle des impuretés Oxygène. Afin de réduire les courants de fuites verticaux et d'augmenter la tension de claquage BV (*breakdown Voltage*), J. J. Freedman et al. ont fait croître sur la couche de nucléation AlN, des couches de transitions à savoir, soit des couches intermédiaires d'AlGa_N (comme c'est le cas pour nos dispositifs), soit une couche de super-réseaux contraints (SLS) (*Strained Layer Superlattice*). Ils ont montré une amélioration drastique des propriétés morphologiques de la structure avec une diminution des défauts structuraux, une forte atténuation des contraintes biaxiales et une nette augmentation de la tension de claquage en particulier dans le cas d'une couche de super-réseaux contraint de 4.4 μm d'épaisseur. Le champ de claquage obtenu dans ce cas est de 2.8 MV/cm ce qui représente plus de 80% de la limite théorique du champ de claquage

attendu pour le matériau GaN. De même, l'amélioration de la tenue en tension du HEMT et la réduction des fuites grâce à des couches de transition de type super-réseaux contraints, ont été observés par les chercheurs du LETI. La nouvelle génération des plaques GaN sur substrat Silicium du LETI intègre ce type de couches de transitions (ce type de plaques ne sera pas étudié dans cette thèse).

4.2.6 Substrats des HEMT à base de GaN

Malgré l'avancée technologique que connaît la fabrication des HEMT à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN, il n'existe pas un substrat natif pour les semi-conducteurs III-N, ce n'est pas le cas par exemple pour les semi-conducteurs Si et GaAs. La solution intuitive pour le dépôt d'une couche GaN est d'élaborer un substrat à base de GaN massif, cette solution s'avère très difficile [56]. Néanmoins, il existe des entreprises (LUMILOG, SUMITOMO, TopGaN, CREE ATMI, Kyma, ...) qui proposent ce type de substrat avec une densité de dislocations de l'ordre de 10^5 à 10^7 cm⁻². A part une percée technologique, il sera difficile de diminuer considérablement leur coût et d'augmenter leur diamètre dans un futur proche, ce qui est sans doute rédhibitoire pour des applications à grande échelle. Par conséquent, l'application visée détermine de manière fondamentale le type de substrat à employer. Le LETI a fait le choix stratégique d'opter pour des substrats Silicium car il a déjà à disposition une plateforme et une ligne entièrement dédiée pour le Silicium (i.e. CMOS). Il est plus pratique et moins coûteux de l'utiliser sans en créer une nouvelle (process, métrologie, caractérisation). De plus, malgré les nombreux défis technologiques (le désaccord de maille, les défauts structuraux...) qu'impose le dépôt de GaN sur le Silicium, ceci reste une solution économique attractive et moins onéreuse que d'utiliser un substrat GaN. Il est à noter que le coût d'une plaque GaN/Si est au moins 100 fois plus élevé que celui d'une plaque Silicium standard. Le tableau 6 résume les principaux substrats employés pour les HEMT à base de GaN, il énumère les avantages et inconvénients liés à leur utilisation.

Avantages	Inconvénients
-----------	---------------

Saphir (Al_2O_3) (couramment utilisé)	<ul style="list-style-type: none"> - Stabilité thermique - Coût abordable - Disponibilité - Transparence (application optoélectronique) 	<ul style="list-style-type: none"> - Désaccord de maille important ($\approx 16\%$) - Différence de coefficient de dilatation thermique importante ($\approx 25\%$) - Densité de défauts élevée - Moins performant pour les applications de puissance
SiC	<ul style="list-style-type: none"> - Désaccord paramétrique raisonnable avec le GaN (que 3.5%) - Très bon conducteur thermique - Idéal pour les applications de puissance - Densité de défauts dans le GaN moins importante lorsqu'il est épitaxié sur SiC 	<ul style="list-style-type: none"> - Matériau très coûteux et difficilement disponible en grand diamètre. - SiC absorbe une partie du spectre visible, limitant ainsi son potentiel pour les applications optiques - C'est un substrat qui a un coefficient de dilatation thermique inférieur à celui du GaN ce qui provoque des fissures post-refroidissement causées par une contrainte en tension
Si (choix stratégique du LETI)	<ul style="list-style-type: none"> - Coût faible - Disponible à grande taille - Intégration dans des circuits CMOS - Gravure chimique aisée - Bonne conductivité thermique, identique à celle de GaN lui permettant de dissiper efficacement la chaleur produite par les dispositifs de puissance 	<ul style="list-style-type: none"> - Désaccord de maille important ($\approx 17\%$) - Différence de coefficient de dilatation thermique importante ($\approx 116\%$) - Coefficient de dilatation thermique inférieur à celui du GaN ce qui provoque des fissures post-refroidissement causées par une contrainte en tension

Tableau 6: Quelques avantages et inconvénients des principaux substrats utilisés pour l'épitaxie de GaN

5 Concentration des porteurs du 2DEG et son lien avec les états de surface

Ce paragraphe est dédié à l'introduction de l'un des paramètres les plus importants caractérisant le canal bidimensionnel d'électrons du MOS-HEMT. C'est la densité surfacique du 2DEG N_{2DEG} exprimée en cm^{-2} . D'ailleurs, sa valeur est très élevée pour l'hétérojonction AlGaN/GaN, $N_{2DEG} \approx 10^{12}$ à 10^{13} cm^{-2} . Contrairement aux transistors à base de semi-conducteurs III- V, le dopage de la barrière n'est pas nécessaire et le canal se forme naturellement grâce à l'existence des charges de polarisation spontanée et piézoélectrique (cf. paragraphe 3.3). On parle alors de dispositif Normally-On.

Dans un premier temps, les outils théoriques et expérimentaux pour l'extraction de N_{2DEG} seront présentés. Ensuite, l'origine des électrons formant le 2DEG sera discutée à la lumière d'une étude bibliographique sur le sujet dans le matériau GaN.

5.1 Détermination théorique de N_{2DEG}

Dans cette partie, on va citer une approche théorique permettant la détermination de ce paramètre important N_{2DEG} . Celle-ci a été introduite pour la 1^{ère} fois par Ambacher [1]. Elle est basée sur un calcul électrostatique classique qui va être explicité dans le paragraphe suivant.

5.1.1 Le modèle d'Ambacher [1]

Le modèle d'Ambacher décrit un empilement contact Schottky/AlGaN/GaN et repose sur l'équation suivante [1] :

$$N_{2DEG}(x) = \frac{\sigma(x)}{q} - \left(\frac{\varepsilon_0 \cdot \varepsilon(x)}{d \cdot q^2} \right) \cdot (q \cdot \Phi_B(x) + E_F[N_{2DEG}(x)] - \Delta E_C(x)) \quad \text{Équation 23}$$

Avec :

N_{2DEG} = concentration surfacique des électrons du gaz 2D en m^{-2} .

q = charge élémentaire de l'électron ($1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$).

$\sigma(x)$ = charge surfacique correspondant à toutes les contributions de polarisations à l'interface des deux couches AlGaN et GaN.

ϵ_0 = permittivité du vide $8,854.10^{-12}$ F/m.

$\epsilon(x)$ = permittivité de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, elle dépend de la fraction molaire de l'Al.

d = épaisseur de la couche barrière $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

ϕ_B = barrière de potentiel de la grille Schottky en eV.

E_F = niveau de Fermi de la couche GaN à l'interface AlGaN/GaN en eV.

ΔE_c = discontinuité de la bande de conduction entre les couches GaN et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Cette équation est obtenue avec une analyse électrostatique classique basée sur l'équation de Poisson. Pour visualiser les différents termes de cette équation et la démontrer, il est nécessaire de tracer le diagramme de bande de conduction de cette hétérojonction. La figure suivante représente le diagramme de bande des trois couches : grille métallique, $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et GaN :

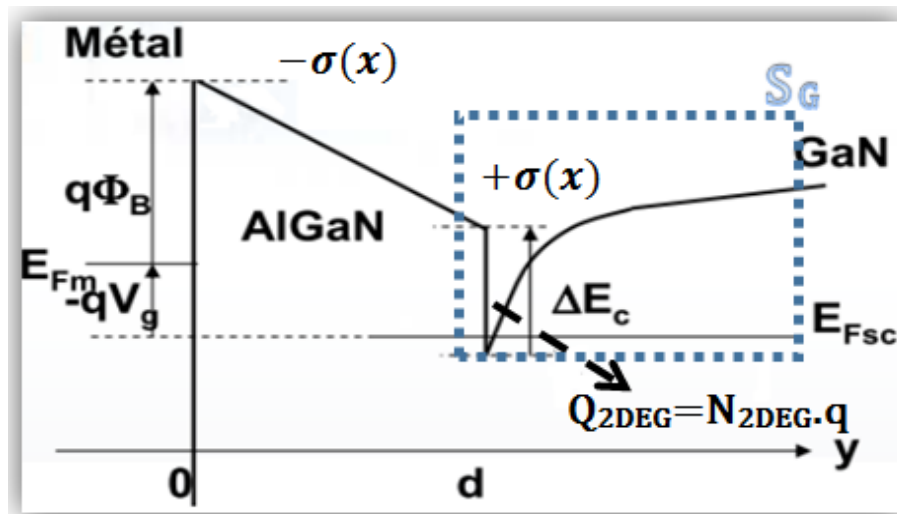


Figure 11 : Diagramme de bandes de conduction au niveau de l'hétérojonction AlGaN/GaN montrant les différents paramètres de l'équation 23.

Démonstration de l'équation 23 :

- Application du théorème de Gauss sur la surface de Gauss S_G :

$$\varepsilon_0 \cdot \varepsilon(x) \cdot E_{AlGaN}(x) - \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{GaN} E_{GaN} = \sigma(x) + (-q) \cdot N_{2DEG}$$

x est la fraction molaire de l'Al, $E_{AlGaN}(x)$ et E_{GaN} sont les champs électriques dans les couches AlGaN et GaN respectivement.

E_{GaN} est négligeable devant $E_{AlGaN}(x)$ car on considère que le champ électrique est nul dans le substrat GaN du fait de l'équilibre au niveau des faces arrière entre les différentes charges.

- AlGaN est un semi-conducteur à large gap. Il est assimilable à un diélectrique, dans la mesure où le niveau de Fermi est loin des bandes de conduction et de valence, dans ce cas on écrit :

$$E_{AlGaN}(x) = \frac{V_{AlGaN}(x)}{d}$$

$V_{AlGaN}(x)$ est le potentiel électrostatique dans la couche AlGaN. En observant le diagramme de bande et en prenant $V_G = 0$ on peut écrire ;

$$q \cdot V_{AlGaN}(x) = q \cdot \phi_B + E_F - \Delta E_C$$

En regroupant les deux points précédents on retrouve l'équation 23.

Pour pouvoir utiliser pratiquement l'équation 23, Ambacher propose des modèles pour les trois paramètres ϕ_B , ΔE_C et E_F . Les deux premiers sont donnés par des fonctions linéaires en fonction de x (fraction molaire d'Aluminium). Ils traduisent respectivement l'évolution observée de la barrière Schottky entre un métal et AlGaN (équation 24) et la variation du niveau de la bande de conduction avec AlGaN (équation 25). L'équation 26 quant à elle, est une expression analytique pour rendre compte de la position du niveau de Fermi de GaN à l'interface AlGaN/GaN.

$$\phi_B(x) = 1,3 \cdot x + 0,84 \quad \text{Équation 24}$$

$$\Delta E_C(x) = 0,7 \cdot (E_g(x) - E_g(0)) \quad \text{Équation 25}$$

$E_g(x)$ = énergie de la bande interdite de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ (voir équation 2) en eV.

h = constante de Planck

$$E_F = \left(\frac{9 \cdot h \cdot q^2}{16 \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_r} \cdot \frac{N_{2DEG}}{\sqrt{8 \cdot m^*}} \right)^{3/2} + \frac{\pi \cdot h^2}{4 \cdot m^*} \cdot N_{2DEG} \quad \text{Équation 26}$$

Où :

ϵ_0 = permittivité diélectrique du vide

ϵ_r = permittivité diélectrique de la couche GaN

m^* = masse effective de GaN

On va voir dans le paragraphe qui suit qu'on peut s'affranchir de l'utilisation de l'équation 26 en se basant uniquement sur notre simulateur Poisson-Schrödinger développé au LETI et adapté au matériau GaN.

La démarche basée sur les équations 23, 24, 25 et 26 et décrite par Ambacher [1], a été vérifiée en implémentant ces équations via Matlab 2007. La figure 12 compare N_{2DEG} en fonction de x obtenu par Ambacher [1] et notre simulation de son modèle pour des épaisseurs de barrière allant de 10 à 30 nm. Un très bon accord est observé entre les deux simulations.

Il est à noter qu'Ambacher a fixé une valeur de ϕ_B en fonction de x (voir l'équation 24) pour décrire un contact Schottky déposé sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN. Cette valeur de ϕ_B utilisée par Ambacher dans ses calculs et prise de la référence [57] est extraite expérimentalement à l'aide d'un modèle de conduction thermoïonique en utilisant des mesures I-V et C-V réalisées sur une diode Schottky Nickel/n-AlGaIn réalisée sur SiC. Ce paramètre important qui apparaît dans la littérature ne correspond pas nécessairement à une diode Schottky ce qui explique qu'il n'y a pas consensus sur sa valeur exacte. Par conséquent, le modèle d'Ambacher, bien que simple et efficace pour comprendre l'électrostatique de l'empilement de grille du HEMT à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN, comporte une imprécision sur N_{2DEG} liée en particulier à l'estimation de ϕ_B .

Comme évoqué précédemment, l'équation 26 est compliquée à exploiter et conduit à une estimation imprécise de E_F pour des faibles valeurs de N_{2DEG} . C'est pour cette raison

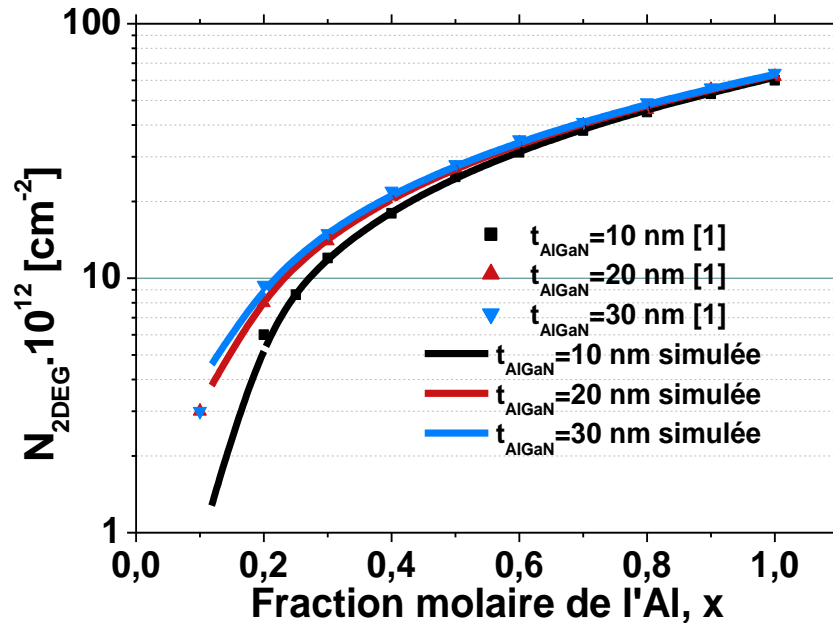


Figure 12 : N_{2DEG} en fonction de la fraction molaire de l'aluminium x . Comparaison entre valeurs tirées de [1] et valeurs simulées avec Matlab 2007 pour différentes épaisseurs d'AlGaN (10, 20 et 30nm)

qu'une simulation Poisson-Schrödinger semble être nécessaire pour une meilleure détermination de la position du niveau de Fermi. Le paragraphe suivant propose une description succincte de ce type de simulation.

5.1.2 La résolution auto-cohérente des équations Poisson-Schrödinger (1D)

Cette simulation est unidimensionnelle (1D). La simulation PS sera appliquée uniquement à la couche GaN en fixant au préalable un certain dopage résiduel du GaN qui sera supposé uniforme. Une résolution auto-cohérente est nécessaire pour aboutir à un profil de potentiel $\psi(z)$ dans la structure simulée qui doit répondre à la fois aux équations de Poisson et Schrödinger (PS) :

- L'équation de Schrödinger donne la densité volumique de charge $Q_{TOT}(z)$ dans la couche GaN à partir de l'énergie potentielle $E_{TOT}(z)$ de la structure.

-L'équation de Poisson donne le potentiel $\psi(z)$ à partir d'une certaine densité volumique de charge $Q_{TOT}(z)$.

Le schéma suivant résume l'algorithme de la résolution couplée des équations couplées PS :

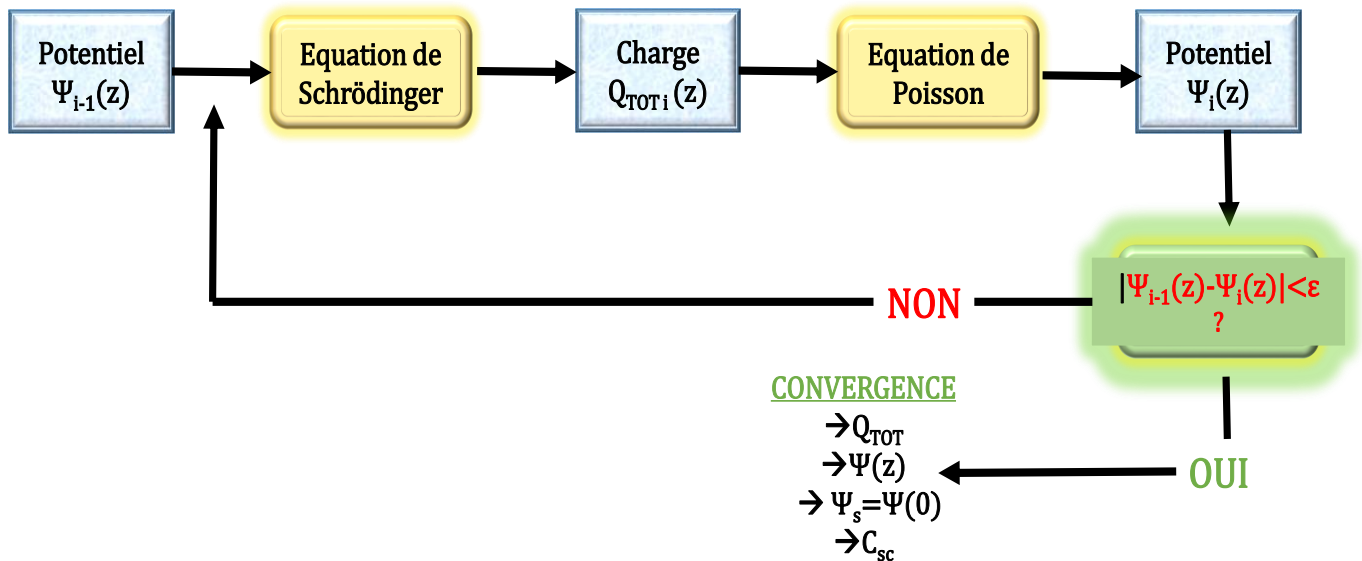


Figure 13 : Schéma synthétisant l'algorithme de résolution couplée des équations Poisson et Schrödinger à la $i^{\text{ème}}$ boucle.

Cette simulation bien qu'elle soit complexe [58], permet d'accéder à des paramètres importants de la couche GaN en particulier : la charge totale Q_{TOT} , la charge dans le puit quantique Q_{2DEG} , le potentiel électrique $\psi(x)$, le potentiel de surface ψ_s et la capacité du semi-conducteur C_{sc} (le GaN dans notre cas).

La simulation PS nous permet également de déterminer précisément la position du niveau de Fermi dans la couche GaN. La figure 14 compare pour le simulateur PS du LETI et pour l'équation 26, la position du niveau de Fermi à l'interface AlGaIn/GaN comparativement à la bande de conduction de GaN et en fonction de N_{2DEG} .

Pour les $N_{2DEG} > 3.10^{12}$ électrons/cm² les deux courbes sont presque superposables. Pour des valeurs très faibles de concentration surfacique d'électrons le simulateur PS-LETI fournit des valeurs qui ont plus de sens physique.

La simulation PS sera employée dans le chapitre 2 pour valider la valeur du dopage résiduel actif de la couche GaN extraite expérimentalement à l'aide des mesures C-V. Elle

sera utilisée également dans le chapitre 5 pour simuler les différents empilements de grille caractérisés électriquement.

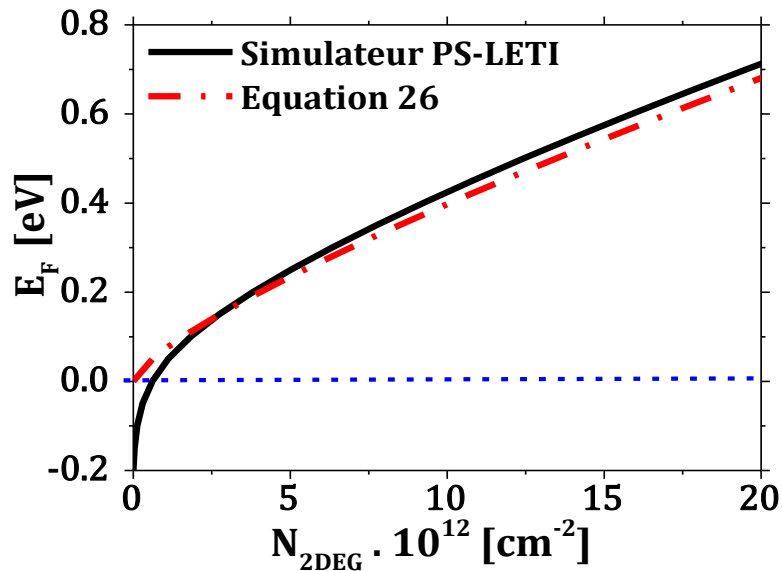


Figure 14 : Le niveau de Fermi E_F (eV) en fonction de N_{2DEG} la concentration du 2DEG pour le modèle Ambacher [1] et LETI.

5.2 Détermination expérimentale de N_{2DEG}

5.2.1 Détermination expérimentale de N_{2DEG} par mesure capacitive

La densité du gaz 2D peut être extraite par le biais d'une mesure C-V [59]. Cette mesure est classiquement réalisée avec un analyseur d'impédance de type HP4284A ou E4980A (voir figure 15.a). Elle consiste à superposer à une tension statique (DC), un petit signal de tension alternatif (AC) de fréquence et d'amplitude données (typiquement ≈ 40 mV). La figure 15.b donne un schéma simplifié du circuit de mesure. En effet, l'impédance du dispositif sous test est mesurée suite à l'application d'un signal AC sur la connexion HCUR (High Current). Le courant capacitif à travers l'échantillon est collecté par la connexion LCUR (Low Current). La tension entre ses bornes quant à elle, est mesurée entre les connecteurs HPOT et LPOT (High/Low Potentiel). Ainsi en connaissant la tension et le courant aux bornes

du dispositif, on peut accéder à la totalité des paramètres associés à son impédance (déphasage, amplitude ou partie réelle et imaginaire).

Précisons enfin qu'en pratique, les connexions HCUR et HPOT sont court-circuitées via un adaptateur coaxial sous forme de T. Dans ce cas, on parle de connecteur « High ». Idem pour les connexions LCUR et LPOT, une fois court-circuités, on appelle ce bloc « Low ». Par conséquent, le High sera utilisé pour polariser en tension tandis que le Low servira à mesurer le courant capacitif aux bornes de l'échantillon.

La figure 16.a montre une vue de coupe d'une structure de test MIS possédant une longueur et une largeur de grille de $L_g = 50 \mu\text{m}$ et $W_g = 100 \mu\text{m}$ respectivement. L'échantillon caractérisé ici correspond à l'empilement de grille suivant : 20 nm d' Al_2O_3 , 24 nm d' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$, 1 nm d' AlN et 1 μm de GaN.

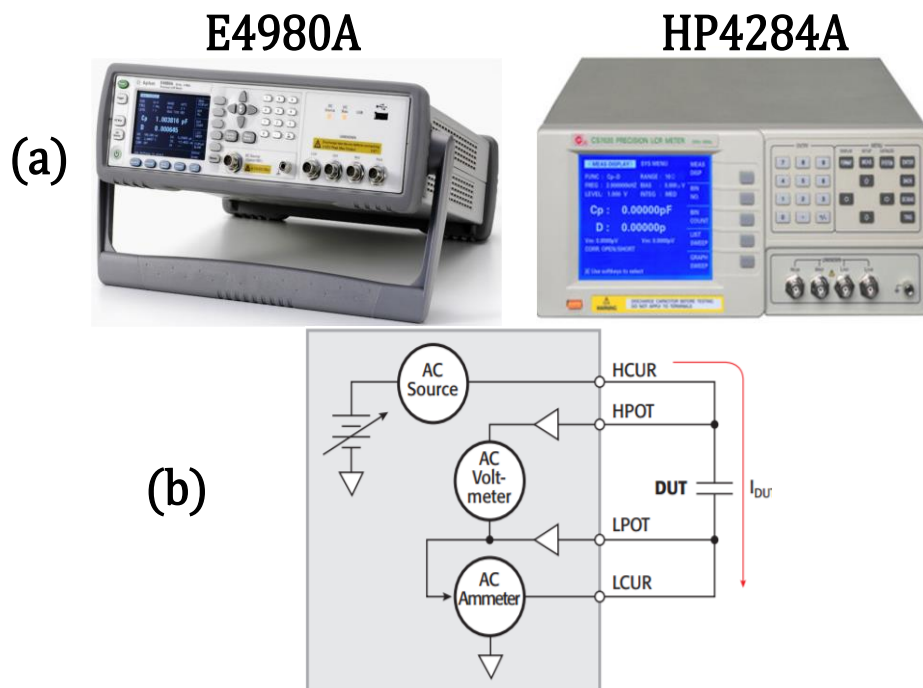


Figure 15 : (a) : analyseurs d'impédance utilisés dans cette thèse pour effectuer des mesures C-V. (b) : Schéma électrique simplifié du principe de la mesure C-V. Le DUT (Device Under Test) représente l'échantillon sous test.

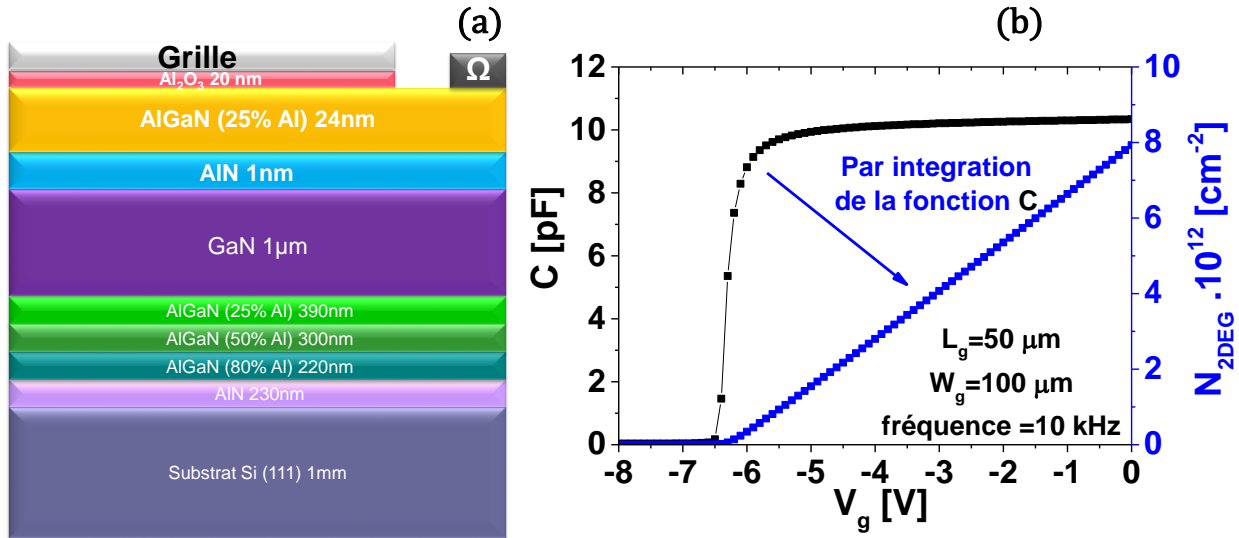


Figure 16 : (a) Vue en coupe de la structure de test MIS montrant l'empilement de grille de référence. (b) : Mesure C-V réalisée sur la même structure MIS. Sur l'axe secondaire des ordonnées on a reporté la courbe $N_{2DEG}(V_g)$ extraite par intégration de la caractéristique $C(V_g)$.

La figure 16.b illustre une caractéristique C-V standard réalisée sur cette structure MIS. La caractéristique $N_{2DEG}(V_g)$ quant à elle, y est reportée en l'axe secondaire des ordonnées. N_{2DEG} est obtenue par intégration de la caractéristique C-V selon l'équation suivante :

$$N_{2DEG} = \frac{-1}{q} \cdot \int_{-\infty}^{V_g} C(V) \cdot dV \quad \text{Équation 27}$$

Comme le montre la figure 16.b, en faible et forte accumulation, N_{2DEG} peut être approximé en une fonction affine en fonction de la tension de la grille V_g . On note que N_{2DEG} atteint des valeurs élevées, à $V_g=0V$, $N_{2DEG} \approx 8.10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

5.2.2 Détermination expérimentale de N_{2DEG} par effet Hall

La 2^{ème} technique explorée dans cette thèse est la mesure de l'effet Hall [60]. C'est une technique de caractérisation électrique largement utilisée dans le domaine de la microélectronique. Elle permet par une mesure simple de tension, de remonter à N_{2DEG} .

L'effet Hall a été mis en évidence pour la première fois en 1879 par Edwin Herbert Hall. Si un courant I passe à travers un matériau semi-conducteur immergé dans un champ magnétique B perpendiculaire au courant injecté, une tension transverse V_H se développe perpendiculairement à I et à B comme le montre la figure 17.

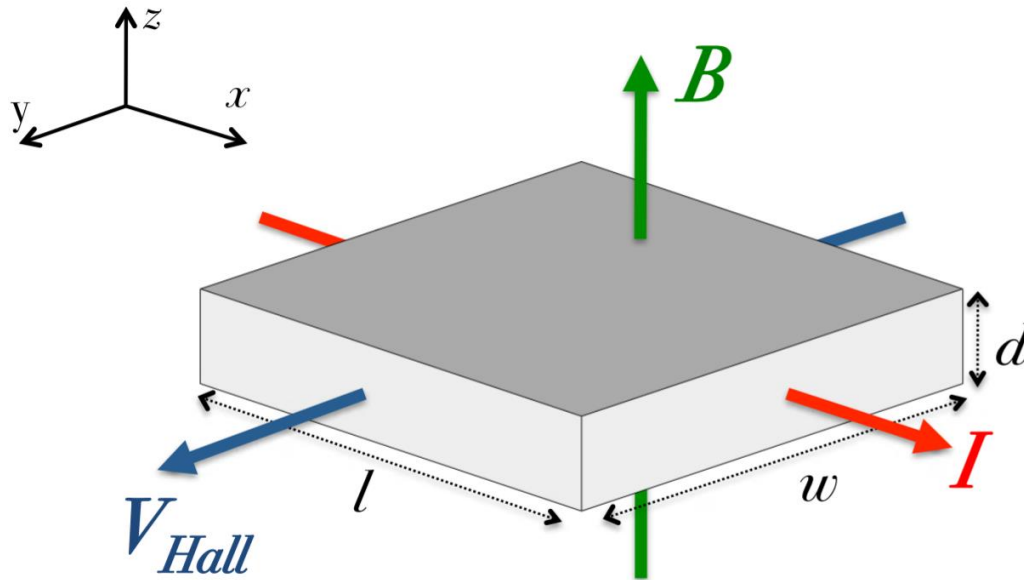


Figure 17 : Principe de l'effet Hall. Le courant I est injecté selon l'axe x . Le matériau caractérisé possédant le volume $l.w.d$, est immergé dans un champ magnétique B selon l'axe z induisant une tension de Hall V_H selon l'axe y [61].

Sous l'effet de la force de Lorentz $\vec{F}_{Lorentz} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B}$ (où $q = \pm 1,6 \cdot 10^{-19}$ est la charge élémentaire, positive pour les trous et négative pour les électrons) et à cause de l'existence d'un champ magnétique \vec{B} , les porteurs de charges se meuvent selon la direction y , avec une vitesse v causant leur accumulation aux interfaces du semi-conducteur selon la direction y . Cette accumulation de charges se traduit par l'apparition d'un champ électrique \vec{E}_{Hall} , selon l'axe y , nommé champ de Hall et donc, une tension de Hall V_H associée. \vec{E}_{Hall} induit sur les porteurs de charges une nouvelle force $\vec{F}_{Hall} = q \cdot \vec{E}_{Hall}$ qui tend à compenser la force de Lorentz. On écrit alors :

$$\vec{F}_{Lorentz} = q \cdot \vec{v} \wedge \vec{B} = -\vec{F}_{Hall} \quad \text{Équation 28}$$

A l'équilibre, il n'existe plus de flux net de porteurs de charges selon la direction y , puisqu'en cette direction les forces de Lorentz et de Hall se compensent. Par conséquent, la force de Lorentz a une seule composante selon l'axe y . La projection de l'équation 28 selon l'axe y nous conduit à obtenir le lien entre V_{Hall} la chute de tension due à l'effet Hall et N_{2DEG} :

$$V_{Hall} = \frac{I_x \cdot B_z}{q \cdot N_{2DEG}} \quad \text{Équation 29}$$

Où :

I_x = Le courant selon la direction x

B_z = Le champ magnétique selon la direction z .

Cette équation sera largement utilisée dans le chapitre 4 de cette thèse, elle donne un lien direct entre une propriété du transport du 2DEG qui est N_{2DEG} et une mesure simple de tension V_{Hall} .

Dans le but de tester finement des plaques entières de 200/300 mm de diamètre, un nouveau montage expérimental a été mis en place. Le chapitre 4 sera entièrement dédié à la description de ce montage, sa validation et son exploitation pour caractériser la concentration du 2DEG. Nous allons ensuite comparer les valeurs de N_{2DEG} extraites par C-V et par effet Hall.

Ce nouveau montage est conçu dans l'optique de faire des tests automatiques rapides et précis sur des plaques entières. Il permet le remplacement des bancs de caractérisation manuels habituels de l'effet Hall n'autorisant le test que pour des plaques de diamètre restreint. Le champ magnétique B_z perpendiculaire à l'échantillon est assuré par un aimant permanent. Ce dernier va nous permettre de nous affranchir du lourd appareillage associé à l'électroaimant couramment utilisé pour générer le champ magnétique dans ce type d'expérience.

Après cette brève présentation des méthodes d'extraction expérimentales et théoriques qui seront explorées tout au long de cette thèse, il est intéressant d'étudier le

mécanisme à l'origine des électrons qui peuplent le canal. C'est pourquoi, on va rapporter dans le paragraphe qui suit, les différentes explications et analyses proposées sur cette problématique.

5.3 Discussion autour de l'origine des électrons formant le 2DEG

Contrairement aux HEMT classiques (sur GaAs, InP,...), un dopage intentionnel de la barrière n'est pas nécessaire pour obtenir un niveau élevé de N_{2DEG} ($\approx 10^{13}$ électrons/cm²) à l'interface AlGa_xN/GaN. De ce fait, on peut se poser la question de l'origine d'un si grand nombre d'électrons peuplant cette interface.

La réponse à cette question n'est pas encore très claire et nécessite plus d'approfondissement. Néanmoins, il semble qu'il y ait un consensus stipulant que des états d'interface (dépendant du niveau énergétique de Fermi) à la surface de l'AlGa_xN jouent un rôle essentiel. Plusieurs groupes de recherche attribuent l'existence du 2DEG à la présence d'états d'interface de type donneur. Grâce à eux, le comportement du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGa_xN et de la fraction molaire de l'Aluminium x est analogue à celui d'une diode Schottky.

5.3.1 Modèle d'Ibbetson

Un des premiers groupes qui a mentionné le rôle des états donneurs ionisés pour rendre compte des électrons du canal, est celui d'Ibbetson [62]. Il fait le bilan des différentes charges présentes dans l'empilement. Aux bornes de l'AlGa_xN, les polarisations spontanée et piézoélectrique engendrent l'apparition d'une charge $+\sigma_{POL}$ à la surface inférieure de l'AlGa_xN et $-\sigma_{POL}$ à sa surface supérieure. La présence de donneurs ionisés dans l'AlGa_xN engendre la charge $+\sigma_{AlGaN}$. Les charges présentes dans le substrat GaN sont notées σ_{buffer} . Enfin, on appelle $\sigma_{surface}$ les charges dues à des états de surface ionisés. Pour conserver la neutralité électrique du matériau, l'ensemble de ces charges doit être égal à la charge du gaz 2D : $q \cdot N_{2DEG}$, avec q la charge élémentaire de l'électron et N_{2DEG} la concentration des électrons du canal. De plus, Ibbetson note que, de par leur nature, les deux charges de polarisation dans l'AlGa_xN $+\sigma_{POL}$ et $-\sigma_{POL}$ s'annulent. De plus, concernant le substrat, Ibbetson précise que pour qu'il y

ait confinement à l'interface AlGa_N/Ga_N, la charge σ_{buffer} doit être négative. En outre, étant donné que le substrat n'est pas dopé (chapitre 2), cette charge est faible, Ibbetson propose de la négliger. On obtient donc l'équation suivante :

$$\sigma_{\text{surface}} + \sigma_{\text{AlGaN}} - q \cdot N_{2\text{DEG}} = 0 \quad \text{Équation 30}$$

Aussi bien dans cette étude que dans le cas de nos dispositifs, la barrière AlGa_N n'est pas dopée ce qui nous autorise à négliger la charge σ_{AlGaN} . L'équation 30 met en évidence donc, un bilan de charge global de l'empilement montrant que les charges de surfaces doivent être impérativement positives pour rendre compte du 2DEG. Cette hypothèse est la plus communément admise pour rendre compte du gaz 2D. Il existe ensuite diverses hypothèses concernant la distribution des états donneurs à la surface.

Pour rendre compt[62] reprend le modèle d'Ambacher en considérant que la hauteur de barrière Φ_B est déterminée par un seul niveau de piège E_d . Pour le calculer, il commence d'abord par trouver l'épaisseur critique d'AlGa_N t_{CR} à partir de laquelle le canal commence à se remplir. On note que pour Ibbetson, on n'a plus un contact Schottky mais une interface libre sans grille. $N_{2\text{DEG}}$ est mesurée par effet Hall en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N. t_{CR} étant ainsi identifiée, on pourra la relier donc à la valeur de E_d (ou Φ_B). La mesure par effet Hall a été réalisée sur six échantillons AlGa_N/Ga_N obtenus par MOCVD. La couche Ga_N fait 2 μm d'épaisseur pour l'ensemble des dispositifs testés alors que l'épaisseur de la barrière AlGa_N varie de 3,5 à 21 nm. Cette couche contient 34 % d'Aluminium, quantité qui est commune aux 6 échantillons étudiés [62].

L'équation 31, relie le seuil des états donneurs E_d à t_{CR} :

$$t_{CR} = \frac{\varepsilon_{\text{AlGaN}}}{q \cdot \sigma_{PZ}} \cdot (E_d - \Delta E_C) \quad \text{Équation 31}$$

Dans cette équation qui correspond au théorème de Gauss, sur une boîte entourant l'interface AlGa_N/Ga_N (surface de Gauss S_G dans la figure 11), σ_{PZ} est le bilan de charges de polarisation (spontanée et piézoélectrique) à l'interface AlGa_N/Ga_N, $\varepsilon_{\text{AlGaN}}$ est la constante

diélectrique de la barrière AlGa_N alors que ΔE_c est la discontinuité de la bande de conduction entre les couches GaN et AlGa_N.

Dans le cas où l'épaisseur de la barrière est supérieure à cette épaisseur critique ($t > t_{CR}$, figure 18), le canal commence alors à se remplir d'électrons. Ibbetson donne l'équation 32 reliant la concentration du gaz 2D à l'épaisseur de la barrière t .

$$q \cdot N_{2DEG} = \sigma_{PZ} \cdot (1 - t_{CR}/t) \quad \text{Équation 32}$$

Cette équation reflète deux cas limites, le début de formation du canal quand la barrière possède l'épaisseur t_{CR} , ensuite sa saturation lorsque la barrière est très épaisse. Dans ce dernier cas, la concentration du 2DEG tend vers la charge surfacique à l'interface AlGa_N/GaN qui résulte de la contribution des polarisations spontanée et piézoélectrique (σ_{PZ}).

La figure 18 illustre l'accord entre les mesures expérimentales (symbole) et le modèle d'Ibbetson, Φ_B est alors trouvée à 1,65 eV. La valeur maximale où sature N_{2DEG} permet elle, de remonter au bilan des charges liées aux polarisations spontanée et piézoélectrique à l'interface AlGa_N/GaN. Elle vaut $1,46 \cdot 10^{13}$ électrons/cm² (figure 18).

L'accord entre l'expérience et le modèle d'Ibbetson existe seulement pour les épaisseurs d'AlGa_N inférieure ou égale à 15 nm. Au-delà de cette épaisseur, Ibbetson interprète la chute de N_{2DEG} comme une relaxation de la contrainte dans l'AlGa_N.

Signalons enfin que ce modèle malgré son efficacité pour rendre compte de la variation de N_{2DEG} en fonction de l'épaisseur de la barrière, contient quelques incohérences. En fait, il ne prend pas en compte une charge significative associée à la polarisation spontanée du GaN. De plus, il suppose un taux élevé de défauts à la surface de l'ordre de 10^{13} cm⁻². Que devient cette quantité alors en la présence d'une passivation de la barrière ? Et quelle est son incidence sur N_{2DEG} ? Ce modèle donne une idée raisonnable sur l'électrostatique de l'hétérojonction AlGa_N/GaN mais il est loin d'être suffisant pour expliquer le cas qui nous intéresse, à savoir le cas d'un HEMT contrôlé par une grille MIS.

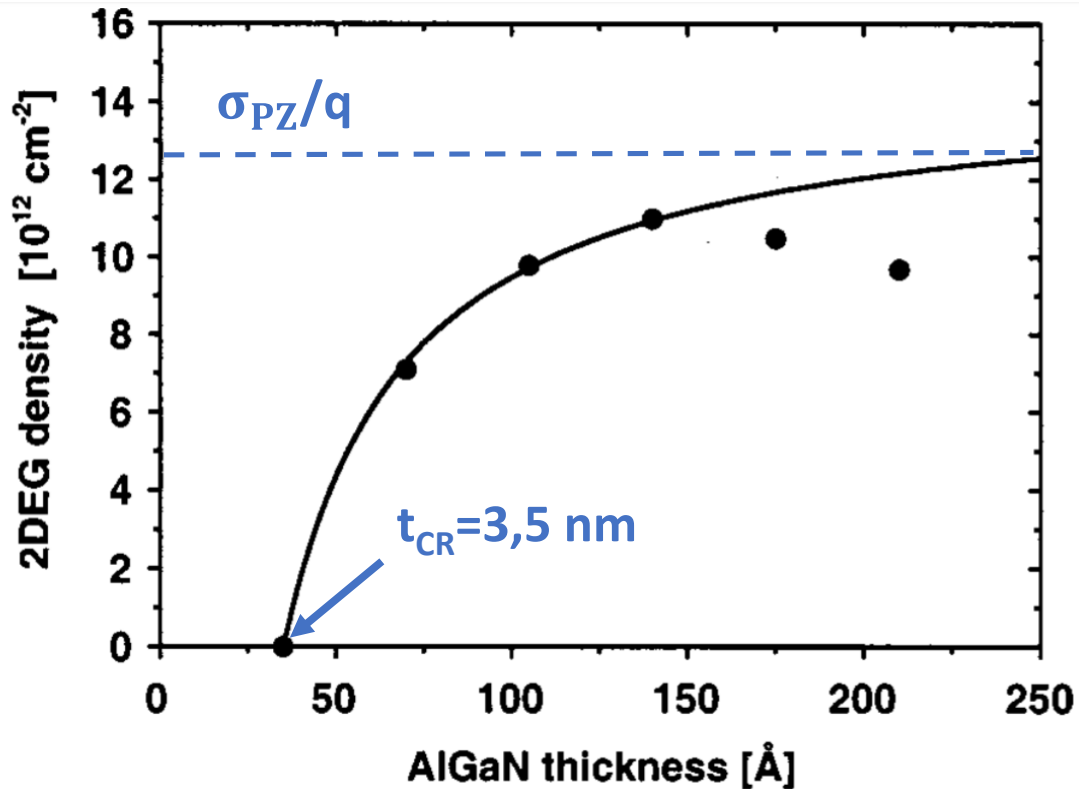


Figure 18 : La concentration de 2DEG mesurée expérimentalement (courbe avec symboles) avec sa courbe de tendance (ligne continue) en fonction de d_{AlGaIn} (ici l'épaisseur critique est de 3,5 nm) [59].

5.3.2 Comparaison entre le modèle d'Ibbetson et celui des états donneurs distribués de surface

Koley et Spencer [63] reconnaissent eux aussi la nécessité d'une charge positive à la surface pour garantir la neutralité électrique et pour compenser le champ électrique significatif dû au fort taux de charges négatives de polarisation rayonnant jusqu'à la surface. Koley [63] remet en question deux conséquences du modèle d'Ibbetson. D'une part, le fait qu'il suppose uniquement un seul état donneur fixe à la surface, ayant une énergie E_d (égale à 1,65 eV) et d'autre part, l'évolution de la barrière d'énergie Φ_B en fonction de l'épaisseur d'AlGaIn. Selon Ibbetson, celle-ci en fait, croit jusqu'à ce que l'épaisseur de la barrière atteigne son épaisseur critique t_{CR} , puis Φ_B reste constante au-delà de cette épaisseur (figure 19.a).

Pour infirmer ces hypothèses avancées par Ibbetson, Koley [63] n'effectue pas seulement des mesures de $N_{2\text{DEG}}$ mais aussi de Φ_B en fonction de l'épaisseur de la barrière AlGaN. Il est important de noter que Φ_B , paramètre interne dans les modèles d'Ambacher et d'Ibbetson, est désormais mesuré par Koley. Les dispositifs caractérisés quant à eux, sont sans grille de contrôle et correspondent à sept hétérojonctions AlGaN/GaN différentes déposées sur un substrat Saphir. Le taux d'Aluminium dans la barrière est le même pour l'ensemble des échantillons. Il a été mesuré par diffraction à rayons X et il vaut 35 %. C'est l'épaisseur d'AlGaN que l'on fait varier de 5 à 44 nm. La concentration du 2DEG a été mesurée par effet Hall alors que la hauteur de barrière a été déduite des transitoires induits sous illumination ultraviolette.

Dans cette étude, on observe encore que $N_{2\text{DEG}}$ croît avec l'épaisseur de la barrière. Cette remarque est prise aussi en compte par le modèle d'Ambacher. Cependant, en se focalisant sur les valeurs de la hauteur de barrière des sept dispositifs caractérisés, on s'aperçoit que celles-ci croissent aussi en fonction de l'épaisseur d'AlGaN de la même façon que $N_{2\text{DEG}}$. La dépendance entre Φ_B et $N_{2\text{DEG}}$ est alors linéaire. Cette expérience semble contredire le postulat d'Ibbetson d'un seul état donneur (figure 19.a). Koley [63] et Gordon [64] proposent alors une densité d'états donneurs de surface constante, notée n_0 et égale à $1,58 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{eV}^{-1}$. Ces états sont distribués sur une gamme d'énergie se trouvant sous un niveau E_d de la bande interdite (figure 19.b).

D'après les travaux de Gordon [64] se basant essentiellement sur des simulations de type Poisson-Schrödinger, les variations de Φ_B en fonction de l'épaisseur d'AlGaN sont directement liées à la densité d'états n_0 . Plus n_0 est faible, plus les variations de Φ_B seront importantes. A l'inverse, si la densité d'états donneurs de surface n_0 est suffisamment élevée, l'ionisation des états donneurs de surface n'aura qu'une faible incidence sur la hauteur de la barrière de surface.

On notera aussi que dans ce modèle comme dans celui d'Ibbetson, on ne s'intéresse qu'au gaz 2D à l'interface de l'hétérojonction AlGaN/GaN qui n'est pas contrôlé par une grille, ce qui revient à une condition limite à champ nul. D'autre part, se pose toujours la question

de la passivation de la barrière et de son impact sur le taux des états d'interface et la concentration du gaz 2D.

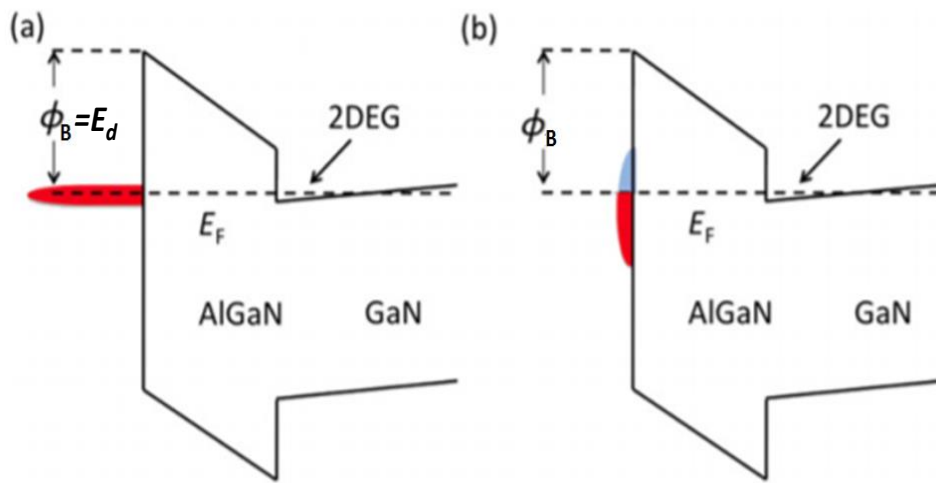


Figure 19 : Schéma du diagramme de bande montrant la formation du 2DEG dont les électrons sont transférés depuis les états donneurs de surface. Deux types de distributions d'états de surface sont illustrés : a) Un seul état donneur avec une densité d'occupation très élevée. b) états de surface distribués sur un intervalle d'énergie avec une faible densité d'états donneurs [64].

5.3.3 D'autres modèles avec états de surface distribués

Ibbetson [62] et Koley [63] ne sont pas les seuls à proposer des modèles sur l'origine des électrons dans le gaz 2D. En effet, J. Osvaldo [65] propose un modèle avec un continuum d'états de surface qui est constant et possédant un niveau de neutralité de charges E_{CNL} situé exactement au milieu du gap de l'AlGaN (voir figure 20.a). Le travail présenté par J. Osvaldo repose sur une simulation classique des caractéristiques C-V relatives à l'empilement de grille $Al_2O_3/AlGaN/GaN$ ressemblant à celui de nos dispositifs. Il est important de noter que ce papier n'étudie plus une simple hétérojonction AlGaN/GaN sans grille, mais un empilement réaliste possédant un métal et un diélectrique de grille.

M. Miczek et C. Mizue [66] ont eux, proposé un continuum d'états de surface sous forme de U avec un $E_{CNL}=1,6$ eV a été proposé par (voir figure 20.b). Dans cette étude, il s'agit toujours d'observer l'influence des différentes densités et distributions d'états d'interface sur le comportement de la courbe C-V. Miczek a simulé un empilement de grille $SiN_x/Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN$ avec des épaisseurs de SiN_x et d'AlGaN différentes et pour des

températures allant de 25 à 500°C. M Miczek et al, ont comparé ensuite leurs résultats de simulation avec ceux obtenus expérimentalement en effectuant des mesures C-V sur un dispositif qui a l'empilement de grille $\text{SiN}_x/\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaIn}/\text{GaN}$. Le but de cette étude était de quantifier la quantité de défauts dans un MIS-HEMT en s'appuyant sur des mesures et des simulations C-V.

Un autre type de distribution d'états d'interface a été simulé par Hasegawa et al [67] combinant à la fois la distribution précédente sous forme de U et celle d'Ibbetson avec un seul état donneur relatif aux lacunes de l'Azote, sous forme de pic Gaussien situé 0.37 eV en-dessous de la bande de conduction comme le montre la figure 20.c. Hasegawa a réalisé des mesures I-V statiques et pulsées à la fois sur deux types de structures de test, d'une part, une diode qui possède un empilement de grille de type Schottky et d'autre part une deuxième structure sans grille, passivée, avec deux contacts ohmiques de part et d'autre de cette zone 2DEG. Dans ce deuxième cas la caractéristique I-V est réalisée entre ces deux contacts ohmiques. Hasegawa a comparé ces résultats expérimentaux, notamment ceux obtenus sur la diode Schottky, à sa simulation basée sur un solveur classique de l'équation de Poisson. Le but de son article est plus général, il ne discute pas de l'origine des électrons dans le canal mais essaie de clarifier les sources et les origines des mécanismes de piégeage qui induisent le phénomène d'effondrement du courant dans les HEMT à base de GaN. En se basant sur sa simulation, il a observé que la distribution des pièges illustrée dans la figure 20.c rend compte à la fois des courants de fuite dans la grille et de l'effondrement du courant de drain dans les HEMT qu'il a caractérisé.

Rappelons-le, tous ces modèles ont un point commun. En fait, ils évoquent tous les états donneurs à la surface de la barrière AlGaIn comme étant des acteurs essentiels dans la formation du 2DEG. De plus, tous ces modèles donnent des concentrations très élevées d'états donneurs (entre $\approx 10^{13}$ et 10^{15} cm^{-2}) pour assurer un blocage du niveau de Fermi (un « *pinning* ») quelle que soit l'épaisseur de la barrière. La charge due aux défauts dans cette couche est forcément positive pour contrecarrer la forte charge de polarisation du GaN, qui

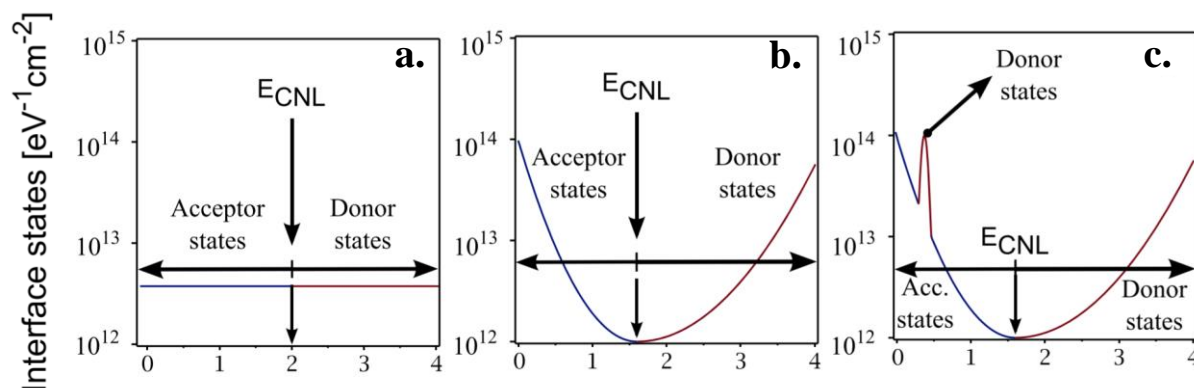


Figure 20 : Aperçu de quelques distributions d'états de surface, a) Sous forme de continuum d'états de surface constant avec un E_{CNL} situé au milieu du gap de la couche barrière [65], b) Sous forme de U avec un $E_{\text{CNL}}=1,6$ eV [66] et enfin, c) une combinant à la fois la distribution précédente sous forme U et celle d'Ibbetson avec un seul état donneur sous forme de pic Gaussien situé 0.37 eV en-dessous de la bande de conduction [67].

est négative et rayonne jusqu'à la surface d'AlGaIn. Le modèle que nous proposons dans le chapitre 5 nous permettra d'approfondir cette question.

Les valeurs élevées de densité d'états d'interface obtenues à l'aide des différentes simulations citées dans ce paragraphe et celui qui le précède, sont beaucoup trop élevées selon B. Bakeroot et al [68]. Elles sont loin de refléter la bonne qualité du dépôt du film de passivation Si_3N_4 obtenu récemment avec la technique de dépôt in-situ [69]. En effet, celle-ci consiste à venir déposer ce film de passivation juste après le dépôt MOCVD de l'hétérojonction AlGaIn/GaN au sein du même bâti d'épitaxie.

Pour pallier cette difficulté, B. Bakeroot et al [68] introduisent un nouveau type de défauts associé à la couche de passivation Si_3N_4 qui n'est pas à l'interface entre la couche de passivation et la barrière AlGaIn, mais cette fois-ci, au sein même du film Si_3N_4 . En effet, comme rapporté dans la référence [70], le film de passivation Si_3N_4 déposé in-situ se compose de 2 types de structures cristallographiques ; les premières nano-couches (quelques nanomètres) sont purement cristallines ensuite, l'épaisseur restante de ce film est amorphe comme le montre la figure 21.a. Ces deux types de Si_3N_4 sont séparés par une région de transition où les liaisons pendantes de type $\text{N}_3\equiv\text{Si}$ sont abondantes, elles sont aussi nommées les centres-K (ou *K-centers*). Bakeroot les considère comme étant des « *deep border traps* » car ils sont éloignés de l'interface et ne communiquent électriquement que

faiblement et d'une manière lente avec le réservoir des porteurs dans le semi-conducteur [71] et [69]. La figure 21.b schématise les états d'interface dans $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaIn}$ qui sont utilisés en plus des « *border trap* » à savoir, une distribution sous forme U associée à un niveau discret de donneur à 0.37 eV du minimum de la bande de conduction.

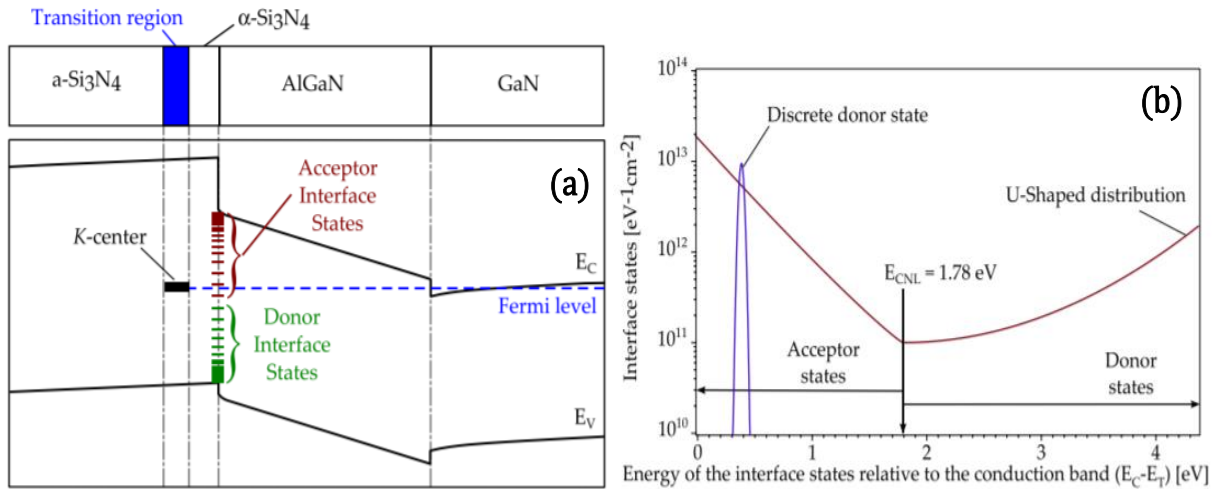


Figure 21 : a) Schéma du modèle alternatif de B. Bakeroot et al [68] montrant le blocage du niveau de Fermi à cause des K-centres au sein de Si_3N_4 . b) La distribution des états d'interface définie par Bakeroot dans ces simulations TCAD intégrant son modèle alternatif incluant un niveau discret de donneur à 0.37 eV de la bande de conduction en combinaison avec une distribution sous forme de U. La densité d'états accepteurs a été fixée à $5,76 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ tandis que la densité des états donneurs est égale à $5,81 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$. Ces états d'interface sont simulés au même temps que les *deep border trap*.

Pour conclure ce paragraphe, précisons que dans le cas où la passivation est de mauvaise qualité, les liaisons pendantes à l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaIn}$ sont abondantes et donc la densité des états de surface est plus élevée. Ainsi, le blocage du niveau de Fermi est plus probablement dicté par ces états de surfaces que par les « *border trap* ». Inversement, dans le cas d'un film de bonne qualité, selon B. Bakeroot et al, l'explication du blocage du niveau de Fermi passe par l'introduction des « *border trap* » pour compenser la faible densité d'états de surface à l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaIn}$ associée à la maîtrise du dépôt in-situ du film Si_3N_4 .

Dans tous les cas, la forte charge négative induite par le phénomène de polarisation dans le GaN doit être nécessairement compensée par une charge positive, qu'elle soit à la surface de la barrière ou au volume même du diélectrique couvrant la couche AlGaIn comme le précise Bakeroot.

6 Conclusion

Dans ce chapitre d'introduction, la description du matériau GaN et de ses propriétés cristallographiques nécessaire à la suite de cette étude a été proposée. Les notions de polarisations spontanée et piézoélectrique associées à la structure wurtzite du GaN ont été passées en revue. On a essayé de comparer les différents modèles avec en particulier la notion de non-linéarité. Par ailleurs, on a présenté le MOS-HEMT à base de GaN et les différentes couches qui le constituent, en se focalisant en particulier sur le gaz 2D d'électrons qui se crée naturellement à l'interface AlGaN/GaN. Ces notions seront d'une grande utilité notamment au chapitre 5 où nous serons amenés à modéliser l'empilement de grille en se basant sur le modèle de polarisation proposé par Ambacher [29].

Nous avons également énuméré différentes techniques théoriques et expérimentales permettant la mesure de la concentration des porteurs du gaz 2D. Enfin, en s'appuyant sur les modèles d'Ambacher, d'Ibbetson, de Gordon et de Koley, on a mis en évidence le lien qui existe entre les charges de polarisation et le gaz 2D. De plus, l'enseignement commun de l'ensemble de ces modèles est l'importance de prendre en considération, une charge positive à la surface d'AlGaN pour rendre compte de la forte charge de polarisation qui est elle, négative. Cette question sera approfondie dans le chapitre 5.

7 BIBLIOGRAPHIE

[1] O. Ambacher J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger et J. Hilsenbeck, « Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures », *J. Appl. Phys.*, vol. 85, n° 6, p. 3222, 1999.

[2] B. Gil, *Physics of Wurtzite Nitrides and Oxides*. Springer, 2014.

[3] F. A. Ponce, D. P. Bour, W. T. Young, M. Saunders et J. W. Steeds, « Determination of lattice polarity for growth of GaN bulk single crystals and epitaxial layers », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, n° 3, p. 337-339, juill. 1996.

[4] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices: principles and simulation*. John Wiley & Sons, 2007.

[5] N. Baron, « Optimisation de l'épitaxie sous jets moléculaires d'hétérostructures à base de GaN : application aux transistors à haute mobilité d'électrons sur substrat silicium », thèse, Université Nice Sophia Antipolis, 2009.

[6] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff et L. F. Eastman, « Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures », *J. Appl. Phys.*, vol. 87, n° 1, p. 334, 2000.

[7] 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.

[8] A. R. West, « Solid electrolytes and mixed ionic–electronic conductors: an applications overview », *J. Mater. Chem.*, vol. 1, n° 2, p. 157–162, 1991.

[9] I. Vurgaftman, J. R. Meyer et R. Ram-Mohan, « Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys », *J. Appl. Phys.*, vol. 89, n° 11, p. 5815-5875, juin 2001.

[10] H. Angerer, D. Brunner, F. Freudenberg et O. Ambacher, « Determination of the Al mole fraction and the band gap bowing of epitaxial Al_xGa_{1-x}N films », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, n° 11, p. 1504-1506, sept. 1997.

[11] B. Gil, *Group III nitride semiconductor compounds: physics and applications*. Oxford [England: Clarendon Press, 1998.

[12] « NSM Archive - Gallium Nitride (Ga_N) - Band structure ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/bandstr.html>. [

[13] J.-C. Moreno, « Etude de la croissance et des propriétés de films minces d'AlN épitaxiés par jets moléculaires sur substrat silicium: application aux résonateurs acoustiques et perspectives d'hétérostructures intégrées sur silicium », Université Nice Sophia Antipolis, 2009.

[14] A. Bazergui, *Résistance des matériaux*. Presses inter Polytechnique, 2002.

[15] A. F. Wright, « Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN », *J. Appl. Phys.*, vol. 82, n° 6, p. 2833-2839, sept. 1997.

[16] E. T. Yu, X. Z. Dang, P. M. Asbeck, S. S. Lau et G. J. Sullivan, « Spontaneous and piezoelectric polarization effects in III–V nitride heterostructures », *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, vol. 17, n° 4, p. 1742–1749, 1999.

[17] K. Kim, W. R. L. Lambrecht et B. Segall, « Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN », *Phys. Rev. B*, vol. 53, n° 24, p. 16310-16326, juin 1996.

[18] K. Tsubouchi, K. Sugai et N. Mikoshiba, « AlN Material Constants Evaluation and SAW Properties on AlN/Al₂O₃ and AlN/Si », in *1981 Ultrasonics Symposium*, 1981, p. 375-380.

[19] L. E. McNeil, M. Grimsditch et R. H. French, « Vibrational Spectroscopy of Aluminum Nitride », *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 76, n° 5, p. 1132-1136, mai 1993.

[20] A. Polian, M. Grimsditch et I. Grzegory, « Elastic constants of gallium nitride », *J. Appl. Phys.*, vol. 79, n° 6, p. 3343-3344, mars 1996.

[21] Y. Takagi, M. Ahart, T. Azuhata, T. Sota, K. Suzuki et S. Nakamura, « Brillouin scattering study in the GaN epitaxial layer », *Phys. B Condens. Matter*, vol. 219, p. 547-549, avr. 1996.

[22] S. Bécu, « Etude des non-linéarités de permittivité de diélectriques utilisés en microélectronique. Application aux capacités MIM », *Complet. Novemb.*, vol. 23, 2006.

[23] D. Gignoux et J.-C. Peuzin, *Physique des diélectriques*. EDP Sciences, 2012.

[24] D. Vanderbilt et R. D. King-Smith, « Electric polarization as a bulk quantity and its relation to surface charge », *Phys. Rev. B*, vol. 48, n° 7, p. 4442-4455, août 1993.

[25] F. Bernardini et V. Fiorentini, « Spontaneous vs. piezoelectric polarization in III-V nitrides: conceptual aspects and practical consequences », *ArXiv Prepr. Cond-Mat9908087*, 1999.

[26] V. Fiorentini, F. Bernardini et O. Ambacher, « Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 80, n° 7, p. 1204-1206, 2002.

[27] F. Bernardini et V. Fiorentini, « Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys », *Phys. Rev. B*, vol. 64, n° 8, p. 085207, 2001.

[28] F. Bernardini, V. Fiorentini et D. Vanderbilt, « Accurate calculation of polarization-related quantities in semiconductors », *Phys. Rev. B*, vol. 63, n° 19, p. 193201, 2001.

[29] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff et L. F. Eastman, « Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures », *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 14, n° 13, p. 3399-3434, avr. 2002.

[30] P.-Y. Prodhomme, A. Beya-Wakata et G. Bester, « Nonlinear piezoelectricity in wurtzite semiconductors », *Phys. Rev. B*, vol. 88, n° 12, p. 121304, sept. 2013.

[31] R. G. Parr, « Density functional theory of atoms and molecules », in *Horizons of Quantum Chemistry*, Springer, 1980, p. 5-15.

[32] F. Bernardini et V. Fiorentini, « Macroscopic polarization and band offsets at nitride heterojunctions », *Phys. Rev. B*, vol. 57, n° 16, p. R9427-R9430, avr. 1998.

[33] J. P. Perdew, P. Ziesche et H. Eschrig, *Electronic structure of solids' 91*, vol. 11. Akademie Verlag, Berlin, 1991.

[34] R. Juza, A. Neuber et H. Hahn, « Zur Kenntnis des Zinknitrides Metallamide und Metallnitride. IV. Mitteilung », *Z. Für Anorg. Allg. Chem.*, vol. 239, n° 3, p. 273-281, oct. 1938.

- [35] 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 », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 48, n° 5, p. 353–355, 1986.
- [36] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu et I. Akasaki, « P-type conduction in Mg-doped GaN treated with low-energy electron beam irradiation (LEEBI) », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 28, n° 12A, p. L2112, 1989.
- [37] M. Asif Khan, J. Van Hove, J. Kuznia et D. Olson, « High electron mobility GaN/Al_xGa_{1-x}N heterostructures grown by low-pressure metalorganic chemical vapor deposition », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 58, n° 21, p. 2408–2410, 1991.
- [38] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, A. R. Bhattarai et D. T. Olson, « Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 62, n° 15, p. 1786–1787, 1993.
- [39] M. Asif Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm et M. S. Shur, « Microwave performance of a 0.25 μm gate AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistor », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, n° 9, p. 1121–1123, 1994.
- [40] S. Nakamura, M. Senoh et T. Mukai, « P-GaN/N-InGa_N/N-GaN double-heterostructure blue-light-emitting diodes », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 32, n° 1A, p. L8, 1993.
- [41] « Yole Développement Press - Compound Semiconductors ». [En ligne]. Disponible sur: <http://www.yole.fr/2014-galery-CS.aspx#I0002f667>.
- [42] M. A. Khan *et al.*, « AlGa_N/Ga_N metal-oxide-semiconductor heterostructure field-effect transistors on SiC substrates », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 9, p. 1339–1341, 2000.
- [43] X. Hu, A. Koudymov, G. Simin, J. Yang et M. Asif Khan « Si₃N₄/AlGa_N/Ga_N-metal-insulator-semiconductor heterostructure field-effect transistors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 79, n° 17, p. 2832–2834, 2001.
- [44] T. Hashizume, S. Ootomo et H. Hasegawa, « Suppression of current collapse in insulated gate AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors using ultrathin Al₂O₃ dielectric », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 83, n° 14, p. 2952–2954, 2003.
- [45] C. M. Jeon et J.-L. Lee, « Effects of tensile stress induced by silicon nitride passivation on electrical characteristics of AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, n° 17, p. 172101, 2005.
- [46] Nadine Szabó, Andre Wachowiaka, Annett Winzer, Johannes Ocker, Jan Gärtner, and Rico Hentschel, « High-k/GaN interface engineering toward AlGa_N/Ga_N MIS-HEMT with improved V_{th} stability », *J. Vac. Sci. Technol. B Nanotechnol. Microelectron. Mater. Process. Meas. Phenom.*, vol. 35, n° 1, p. 01A102, 2017.
- [47] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek et T. Hashizume, « Capacitance-Voltage Characteristics of Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N Structures and State Density Distribution at Al₂O₃/AlGa_N Interface », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 2, p. 1001, 2011.

- [48] S. Arulkumaran, T. Egawa et H. Ishikawa, « Characterization of different-Al-content $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ heterostructures and high-electron-mobility transistors on sapphire », *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, vol. 21, n° 2, p. 888-894, mars 2003.
- [49] A. Fischer, H. Kühne et H. Richter, « New Approach in Equilibrium Theory for Strained Layer Relaxation », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 73, n° 20, p. 2712-2715, nov. 1994.
- [50] I. P. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, « AlN/GaN and $(\text{Al,Ga})\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy », *J. Appl. Phys.*, vol. 90, n° 10, p. 5196, 2001.
- [51] L. Shen, S. Heikman, B. Moran, R. Coffie, N.-Q. Zhang, D. Buttari, I.P. Smorchkova, S. Keller, S.P. DenBaars et U.K. Mishra « $\text{AlGaIn}/\text{AlN}/\text{GaN}$ high-power microwave HEMT », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 22, n° 10, p. 457-459, oct. 2001.
- [52] S. Rennesson, « Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques », Université Nice Sophia Antipolis, 2013.
- [53] A. Watanabe, T. Takeuchi, K. Hirokawa, H. Amano, K. Hiramatsu et I. Akasaki, « The growth of single crystalline GaN on a Si substrate using AlN as an intermediate layer », *J. Cryst. Growth*, vol. 128, n° 1-4, p. 391-396, 1993.
- [54] D. Christy, A. Watanabe et T. Egawa, « Influence of strain induced by AlN nucleation layer on the electrical properties of AlGaIn/GaN heterostructures on Si(111) substrate », *AIP Adv.*, vol. 4, n° 10, p. 107104, oct. 2014.
- [55] J. J. Freedman, A. Watanabe, Y. Yamaoka, T. Kubo et T. Egawa, « Influence of AlN nucleation layer on vertical breakdown characteristics for GaN-on-Si », *Phys. Status Solidi A*, vol. 213, n° 2, p. 424-428, févr. 2016.
- [56] F. A. Ponce, « Homoepitaxy of GaN on polished bulk single crystals by metalorganic chemical vapor deposition », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, n° 7, p. 917-919, févr. 1996.
- [57] L. Yu, D. Quiao, Q. Xing, S. Lau et K. Boutros, « Ni and Ti Schottky barriers on n- AlGaIn grown on SiC substrates », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, n° 2, p. 238-240, juill. 1998.
- [58] J. Coignus, « Etude de la conduction électrique dans les diélectriques à forte permittivité utilisés en microélectronique », thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2010.
- [59] E. H. Nicollian, J. R. Brews et E. H. Nicollian, *MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology*, vol. 1987. Wiley New York et al., 1982.
- [60] L. J. van der Pauw, « A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape », *Philips Res Rep*, vol. 13, p. 1-9, 1958.

- [61] G. Chicot, « Effet de champs dans le diamant dopé au bore », thèse, Grenoble, 2013.
- [62] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck et U. K. Mishra, « Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 2, p. 250–252, 2000.
- [63] G. Koley et M. G. Spencer, « On the origin of the two-dimensional electron gas at the Al Ga N/ Ga N heterostructure interface », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, n° 4, p. 042107, 2005.
- [64] L. Gordon, M.-S. Miao, S. Chowdhury, M. Higashiwaki, U. K. Mishra et C. G. Van de Walle, « Distributed surface donor states and the two-dimensional electron gas at AlGa_N/Ga_N heterojunctions », *J. Phys. Appl. Phys.*, vol. 43, n° 50, p. 505501, 2010.
- [65] J. Osvald, « Simulation of the influence of interface states on capacitance characteristics of insulator/AlGa_N/Ga_N heterojunctions », *Phys. Status Solidi A*, vol. 210, n° 7, p. 1340-1344, juill. 2013.
- [66] M. Miczek, C. Mizue, T. Hashizume et B. Adamowicz, « Effects of interface states and temperature on the CV behavior of metal/insulator/AlGa_N/Ga_N heterostructure capacitors », *J. Appl. Phys.*, vol. 103, n° 10, p. 104510, 2008.
- [67] H. Hasegawa, T. Inagaki, S. Ootomo, et T. Hashizume, « Mechanisms of current collapse and gate leakage currents in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors », *J. Vac. Sci. Technol. B Microelectron. Nanometer Struct. Process. Meas. Phenom.*, vol. 21, n° 4, p. 1844–1855, 2003.
- [68] B. Bakeroot, S. You, T.-L. Wu, J. Hu, M. Van Hove, B. De Jaeger, K. Geens, S. Stoffels et S. Decoutere « On the origin of the two-dimensional electron gas at AlGa_N/Ga_N heterojunctions and its influence on recessed-gate metal-insulator-semiconductor high electron mobility transistors », *J. Appl. Phys.*, 2014.
- [69] J. Derluyna, S. Boeykens, K. Cheng, R. Vandersmissen, J. Das, W. Ruythooren, S. Degroote, M. R. Leys, M. Germain et G. Borghs « Improvement of AlGa_N/ Ga_N high electron mobility transistor structures by in situ deposition of a Si₃N₄ surface layer », *J. Appl. Phys.*, vol. 98, n° 5, p. 054501, 2005.
- [70] M. V. Hove, « Fabrication and Performance of Au-Free AlGa_N/Ga_N-on-Silicon Power Devices With Al_2O_3 and $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{Al}_2\text{O}_3$ Gate Dielectrics », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, n° 10, p. 3071-3078, oct. 2013.
- [71] D. M. Fleetwood, P. S. Winokur, R. A. Reber Jr., T. L. Meisenheimer, J. R. Schwank, M. R. Shaneyfelt et L. C. Riewe « Effects of oxide traps, interface traps, and “border traps” on metal-oxide-semiconductor devices », *J. Appl. Phys.*, vol. 73, n° 10, p. 5058–5074, 1993.
- [72] X. Liu, J. Kim, R. Yeluri, S. Lal, H. Li et J. Lu, « Fixed charge and trap states of in situ Al₂O₃ on Ga-face Ga_N metal-oxide-semiconductor capacitors grown by metalorganic chemical vapor deposition », *J. Appl. Phys.*, vol. 114, n° 16, p. 164507, oct. 2013.

Chapitre 2 : Caractérisation du dopage résiduel de la couche GaN

1 Introduction

Le contrôle du dopage des semi-conducteurs est crucial pour l'industrie des dispositifs micro et optoélectroniques. Le dopage est souvent réalisé par diffusion ou par implantation ionique et consiste à introduire des atomes de valences différentes dans un matériau semi-conducteur intrinsèque afin de modifier ses propriétés de conduction électrique. Un élément chimique de la colonne V, par exemple, ayant un excédent d'un électron (dopant) peut fournir cet électron à un semi-conducteur de la colonne IV. Cette opération va transformer le semi-conducteur d'un état intrinsèque vers un état dopé N. Inversement, un élément chimique dopant de la colonne III souffrant d'un manque d'un électron (ou trou) dans sa couche de valence (ou couche périphérique) introduit dans un semi-conducteur de la colonne IV, a tendance à créer des trous (ou un manque d'électrons) en son sein. Dans ce cas, on dit que le semi-conducteur est de type P.

Comme n'importe quel semi-conducteur, les propriétés électriques des nitrures III-N sont directement liées à la concentration des porteurs libres, à leur mobilité et aux défauts structuraux étendus ou ponctuels présents dans le matériau. La concentration des porteurs libres est au meilleur des cas fixée par le dopage intentionnel du semi-conducteur. Néanmoins, en ce qui concerne les nitrures III-N, en particulier pour le GaN, un dopage résiduel non contrôlé existe. Ce dopage est dit non intentionnel car il est causé par la présence d'impuretés et de défauts structuraux dans le matériau.

Dans ce chapitre, on va se focaliser en particulier sur le dopage de la couche GaN active (chapitre 1, section 4.2.4). Une nouvelle méthode d'extraction du dopage résiduel sera présentée et appliquée à plusieurs types d'échantillons fabriqués au LETI. Notre méthode est basée sur des mesures capacité-tension (C-V). Deux nouvelles configurations de mesures

C-V réalisées pour la première fois sur une technologie GaN-MOS-HEMT seront présentées et exploitées dans le but d'obtenir un profil de dopage de la couche GaN. La validité de l'extraction sera établie par le biais de simulations PS. Dans le but de caractériser un échantillon sans métallisation (sans grille et sans source/drain), la mesure C-V avec goutte de mercure sera employée. Cette technique sera décrite en soulignant quelques précautions à prendre en compte pour garantir une caractérisation électrique fiable.

2 Généralité sur le dopage de la couche GaN

Nous voulons commencer cette section avec quelques notions générales liées au dopage. C'est une étape technologique très importante qui influence fortement les performances du dispositif électronique. Elle est délicate et encore plus compliquée pour les GaN-MOS-HEMT. En effet, comme on l'a évoqué précédemment, la couche GaN active est non intentionnellement dopée n, à cause des défauts structuraux qui peuvent s'y former lors de sa croissance MOCVD. Pourtant, un niveau de dopage intrinsèque est nécessaire afin de minimiser les chemins de conduction et de diminuer les courants de fuite. L'obtention d'une couche de GaN intrinsèque est donc essentielle pour les applications de puissance. Actuellement, les croissances MOCVD communément utilisées pour le dépôt des hétérostructures AlGaIn/GaN, induisent un dopage résiduel de type n de l'ordre de 10^{16} à 10^{18} atomes/cm³ [1] ce qui représente un dopage important. Dans ce chapitre, on va montrer que la valeur du dopage résiduel de nos couches actives de GaN est moins élevée que celles rapportées dans la littérature.

2.1 Définitions et explications associées au dopage

En général, le dopage d'un semi-conducteur dépend de l'énergie nécessaire à apporter pour que l'atome dopant puisse se substituer à un atome du semi-conducteur que l'on veut doper. La densité volumique des atomes dopants incorporés D alors, est liée à leur énergie de formation $E_{\text{formation}}$ et de la température de croissance T_{cr} imposée par la relation suivante [2] [3] :

$$D = \frac{N_{sites}}{2} \cdot \exp\left(-\frac{E_{formation}}{k_B \cdot T_{cr}}\right) \quad \text{Équation 1}$$

Où N_{sites} est le nombre de sites substitutionnels disponibles pour incorporer des dopants dans le GaN wurtzite, et k_B est la constante de Boltzmann. N_{sites} peut être estimée directement par la formule suivante :

$$N_{sites} = \frac{\rho_{GaN} \times N_A}{M_{GaN}} = \frac{6,15 \times 6,02 \times 10^{23}}{83,78} = 4,4 \times 10^{22} \text{ atomes/cm}^3$$

ρ_{GaN} est la masse volumique de GaN, M_{GaN} sa masse molaire et N_A est la constante d'Avogadro.

Ainsi, une énergie de formation plus élevée et une température de croissance plus faible conduisent à une diminution du nombre de dopants substitutionnels incorporés dans une matrice GaN. Inversement, une énergie de formation plus faible et une température de croissance élevée en favorise l'incorporation. Le tableau suivant liste les énergies de formation de quelques dopants utilisés pour le dopage de GaN.

Dopants substitutionnels	Energies de formation en eV selon les conditions de croissance	
	Riche en Ga	Riche en N
Si_{Ga}	-0,002
C_{Ga}	6,5	4,6
C_N	2,6	4,5
O_N	-2,6	-0,7
Mg_{Ga}	1	0,6

Be_{Ga}	2,29	2,83
-----------	------	------

Tableau 1 : Energies de formation de quelques dopants substitutionnels dans le GaN [2] [3] [4] et [5]

Ce tableau nous permet d'identifier les dopants substitutionnels qui ont le plus de probabilité de s'incorporer dans un site hôte de GaN. En effet, il suffit de choisir le dopant qui se forme à moindre énergie de formation en prenant soin d'imposer un flux de gaz adéquat lors de la croissance, qui privilégie un excès en atome Gallium ou Azote selon le dopant utilisé.

Il est à préciser que l'intégration des atomes dopants de type interstitiel est très peu probable dans le GaN voire impossible, notamment pour les dopants de grande taille, à cause de la quantité d'énergie élevée qu'il faut apporter pour les stabiliser. Ce qui minimise les chances d'une telle incorporation est la différence de taille entre l'anion Azote ($r_N = 0,75 \text{ \AA}$) et le cation Gallium ($r_{Ga} = 1,26 \text{ \AA}$) [6].

En revanche, pour les dopants substitutionnels, la situation est favorable à l'incorporation dans le cas d'un rayon covalent proche de celui de l'atome qu'ils vont remplacer. Par exemple, le dopant Magnésium avec un rayon covalent « grand » égal à $1,36 \text{ \AA}$, voit son incorporation en site Gallium limitée, et de même en site Azote ou en site interstitiel. Tandis que le Silicium, avec un rayon covalent de $1,17 \text{ \AA}$ peut être incorporé en site Gallium très probable. Cela a été démontré expérimentalement dans la littérature [6].

Par ailleurs, pour qu'un dopant soit électriquement actif, il est recommandé qu'il ait une énergie d'ionisation faible pour que l'activation thermique soit effective à température ambiante. Les porteurs libres générés par cette ionisation permettront le transport du courant électrique dans le GaN. A l'inverse, une énergie d'ionisation élevée limitera le dopage effectif. Quand on introduit dans un semi-conducteur des dopants qui ont, dans leur couche périphérique, un excédent d'un électron (donneurs), ces derniers ne sont pas tous nécessairement ionisés. Ce processus d'ionisation dépend d'une part, de la température T dans le réseau cristallin du semi-conducteur que l'on veut doper et d'autre part, du niveau d'énergie E_D introduit par l'impureté dans la bande d'énergie interdite par rapport au niveau

de Fermi E_F . Pour un dopage de type N, l'énergie d'ionisation vaut $E_C - E_D$ (E_C est le minimum de la bande de conduction) et la concentration des donneurs ionisés est donnée par l'équation 2 [7]:

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D \cdot e^{\frac{E_F - E_D}{k_B \cdot T}}} \quad \text{Équation 2}$$

Où g_D est la dégénérescence du niveau donneur d'impureté, égale à 2 car un niveau donneur peut accepter un électron avec deux spins et k_B est la constante de Boltzmann.

Avant de nous intéresser plus précisément au dopage intentionnel du GaN, considérons d'autres éléments pouvant en limiter l'efficacité.

Lors de la croissance de l'hétérojonction AlGaIn/GaN, des défauts ponctuels peuvent être formés. Ces défauts perturbent l'incorporation des dopants, donnant lieu à des complexes défaut-dopant et des lacunes. Le tableau suivant liste quelques défauts détectés lors de la croissance du GaN avec leurs énergies de formation.

Défauts	Energies de formation en eV selon les conditions de croissance	
	Riche en Ga	Riche en N
Mg-O	-4,9	-3,5
Mg-V _N	0,9	2,3
V _N	2,7	4,6
V _{Ga}	8,2	6,3
Ga _N	6,7	10,5

N_{Ga}	9,7	5,8
----------	-----	-----

Tableau 2 : Energies de formation de quelques défauts lors de la croissance du GaN [2] [3] [4] et [5].

D'abord, nous écartons le cas des défauts de type anti-sites GaN et N_{Ga} . En effet, leurs énergies de formation étant trop élevées, leur présence ne peut être que peu probable.

La densité des lacunes est contrôlée par la stœchiométrie des flux des constituants, c'est-à-dire par le rapport Ga/N. Un écart par rapport à l'unité implique la formation des lacunes. Les lacunes de N et Ga (V_N et V_{Ga} respectivement) dépendent fortement des conditions de croissance et possèdent des énergies de formation relativement basses surtout pour les V_N comme mentionné dans tableau 2. Par contre, un milieu riche en N, favorise l'existence des lacunes de Ga et facilite l'incorporation des impuretés substitutionnelles dans ces sites (Ga). Ce type de milieu est notamment recommandé pour les dopants Si (N) et le Mg (P) (tableau 1). Une croissance riche en Azote est utilisée pour la fabrication des GaN-MOS-HEMT caractérisés dans cette thèse.

Ces notions autour du dopage vont nous guider à choisir le dopant adéquat pour réaliser des dopages de type n ou p dans un matériau GaN. De plus, elles nous permettront de mieux comprendre la raison pour laquelle le dopage résiduel (non intentionnel) dans la couche GaN active est de type n.

2.2 Dopage intentionnel du GaN

2.2.1 Dopage de type N

Le Silicium est l'atome le plus utilisé [8] [9]. Les raisons de ce choix peuvent s'expliquer par la faible énergie de formation (-0,002 eV) nécessaire pour substituer le site Galium. Dans un GaN riche en Azote, l'Oxygène est également un bon candidat pour un dopage N, son énergie de formation de -0,7 eV lui confère une forte solubilité dans le GaN. Malheureusement, le contrôle du dopage n à base d'atome d'Oxygène n'est pas encore maîtrisé.

Les dopants donneurs dans le GaN tel le Silicium, l'Oxygène et le Carbone possèdent une énergie d'ionisation faible de l'ordre de 30 meV [10]. Par conséquent, l'activation thermique de ces donneurs est bien en dessous de la température ambiante (équation 2). Le phénomène de gel des porteurs n'est pas à prendre en compte.

2.2.2 Dopage de type P

Le dopage de type P des nitrures est problématique. Néanmoins celui-ci peut être effectué grâce aux atomes Carbone, Magnésium, Béryllium et Zinc. Selon le tableau 1, une faible énergie de formation de ces atomes (sauf le Carbone) est obtenue dans des conditions de croissance riche en Azote. Le Carbone possède un comportement amphotère, il peut jouer le rôle d'un atome donneur ou d'un accepteur. Néanmoins, dans des conditions de croissance riche en Azote (celle utilisée pour nos dispositifs), le Carbone a plus de chance d'être un atome accepteur que donneur.

A part le Magnésium, on n'a pas pu réaliser expérimentalement un dopage P avec les atomes Carbone, Béryllium et Zinc. Birkle et al. [11] ont montré expérimentalement que l'introduction d'une concentration en atomes Carbone entre 10^{16} et 10^{20} atomes/cm³ réduit le dopage résiduel de type N d'un ordre de grandeur seulement, et la couche GaN reste toujours de type N.

Le Béryllium par son faible rayon covalent $r_{\text{Be}}=0,9 \text{ \AA}$ a tendance à privilégier les sites interstitiels, et alors son incorporation en sites Gallium et interstitiel induit une forte auto-compensation et donc le dopage sera probablement électriquement inactif.

Le Zn possédant un rayon covalent très proche de celui de Ga ($r_{\text{Zn}}=1,25 \text{ \AA}$), en prenant sa place, il devient un choix tout à fait légitime pour réaliser un dopage P. En revanche Neugebauer et al. [2] ont montré que les liaisons de Zn avec ses plus proches voisins sont très faibles, réduisant ainsi son taux d'incorporation dans le GaN.

Le Magnésium quant à lui, génère un niveau accepteur -200 ± 30 meV au-dessus du maximum de la bande de valence [12]. Malgré cette énergie relativement élevée, Mg reste

l'atome le plus utilisé pour obtenir un dopage p [13]. D'ailleurs le dopage P avec Mg a ouvert les portes à l'élaboration des homo-jonctions P-N et des LED bleues à base de GaN.

2.3 Dopage non intentionnel du GaN

Pour les applications de puissance, l'obtention d'une couche GaN active intrinsèque est hautement recommandée. Celle-ci permet de réduire les chemins de conduction au sein de cette couche et ainsi de minimiser les courants de fuites. Malheureusement, même les meilleurs échantillons de GaN souffrent d'une densité de défauts très élevée qui serait probablement à l'origine du fort dopage résiduel de type N évalué entre 10^{16} et 10^{18} cm⁻³ [1]. Plusieurs théories font intervenir les défauts structuraux afin d'expliquer ce dopage résiduel. On peut classer ces défauts au moins en trois sous-groupes [14]:

- Atomes en sites interstitiels : les sites interstitiels des atomes Azote et Gallium nécessitent une énergie de formation très élevée ce qui rend leur contribution dans le dopage résiduel négligeable.
- Impuretés en sites substitutionnels : comme on l'a évoqué au chapitre 1, les atomes Silicium, Oxygène et Carbone sont les espèces chimiques contaminants majoritaires dans une couche GaN épitaxiée par MOCVD. Le Silicium et l'Oxygène sont des atomes donneurs (peu profonds, ils ont une énergie d'ionisation extrêmement faible) tandis que le Carbone est un accepteur profond. Des mesures SIMS ont montré que la concentration de l'Oxygène est largement supérieure à celle du Carbone [15]. Pour toutes ces raisons les impuretés en sites substitutionnels sont des acteurs tout à fait légitimes pour expliquer le dopage résiduel N du GaN.
- Les lacunes d'azote V_N : selon le tableau 2, des conditions de croissance riche en Ga favorisent la présence de V_N à cause de sa relative faible énergie de formation (2,6 eV). Cependant, cette énergie est importante notamment en conditions de croissance riche en Azote où elle est de 4,6 eV. Ainsi, à température ambiante, leur présence théorique est peu probable. Malgré cela,

certain auteurs affirment que ce type de défaut donneur [16] [17] contribue également au dopage résiduel de type N.

Par conséquent, il semblerait que ce dopage résiduel de type N résulte plutôt de la contamination, probablement à l'Oxygène ou au Silicium qui ont des niveaux donneurs peu profonds [18]. Les lacunes d'Azotes, par leur caractère donneur, peuvent elles aussi justifier la présence du dopage N. Néanmoins, il n'y a pas consensus autour de cette question, elle nécessite encore plus de recherche.

Dans cette 1^{ère} partie de ce chapitre, on a passé en revue des notions liées au dopage dans le semi-conducteur et on a fait la distinction entre les dopages intentionnel et non intentionnel des films GaN. A la lumière de ces définitions, la 2^{ème} partie de ce chapitre va être consacrée à la description de notre méthodologie d'extraction du dopage résiduel dans les couches GaN actives de nos dispositifs MOS-HEMT produits au LETI. C'est une méthode qui nous permettra d'évaluer avec précision le dopage résiduel actif électriquement ce qui n'est pas possible avec d'autres types de caractérisations physico-chimiques.

3 Mesures capacité-tension sur une structure MOS-HEMT



Figure 1 : Vue en coupe du MOS-HEMT à base de GaN étudié ici

Dans la section 5.2.1 du 1^{er} chapitre, on a décrit le fonctionnement de l'analyseur d'impédance (capacimètre). On a également montré comment cet outil permet d'effectuer des mesures C-V. Par ailleurs, nous avons vu que la concentration des électrons du gaz 2D peut être extraite à partir d'une simple mesure C-V. Dans cette partie, nous allons explorer les trois configurations expérimentales C-V (montage expérimental) utilisées dans cette thèse, l'utilité et les limites de chacune ainsi que la manière dont elles sont obtenues et la façon avec laquelle

nous allons les exploiter afin d'extraire le niveau de dopage N_{DOP} dans la couche GaN active. La figure 1 illustre l'empilement MOS-HEMT standard qui va être caractérisé dans cette étude.

3.1 Capacité grille-canal (C_{GC})

C'est une mesure C-V qui consiste à polariser la grille via le « High » et mesurer le courant généré via le « low » connecté à la source/ le drain comme l'illustre la figure 2.a. De cette façon, la réponse capacitive du 2DEG peut être mesurée directement. La plupart des dispositifs caractérisés dans cette thèse sont de type « Normally-on », c'est pour cette raison que la tension de seuil est négative. La figure 2.b représente la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ de 0 à -8V montrant que la tension de seuil est autour de -7 V. Cette mesure a été réalisée sur une structure de type « capacité MOS » avec $L_g \times W_g = 200 \mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$. Nous avons choisi une structure de test avec une longueur de grille suffisamment grande pour éviter les effets des canaux courts et pour réduire les capacités parasites lors de la mesure C-V.

La capacité maximale extraite de cette caractéristique est habituellement appelée capacité de l'empilement oxyde C_{OX} . Pour notre MOS-HEMT, cet empilement est constitué des couches $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{AlN}$. Par ailleurs, précisons que dès que la tension de grille se rapproche de la tension de seuil, la capacité grille-canal tend vers 0 F.

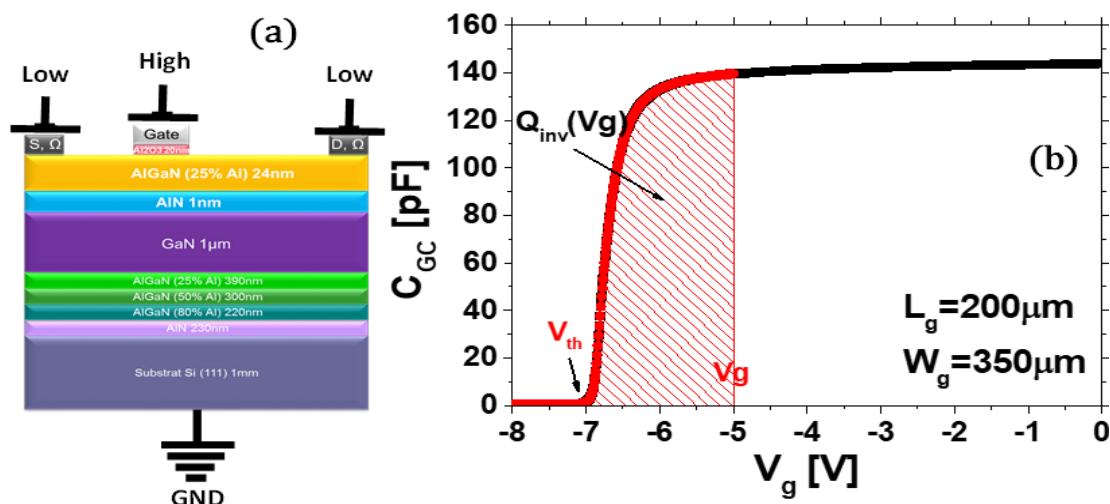


Figure 2 : (a) : Vue en coupe du MOS-HEMT étudié ici avec la configuration expérimentale habituelle grille-canal (b) : Caractéristique habituelle $C_{GC}(V_g)$ effectuée sur une structure MOS avec $L_g \times W_g = 200 \mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$.

Ce type de configuration expérimentale C-V est largement utilisé dans la littérature de GaN [19] [20] et [21]. De plus, la charge du 2DEG dans l'hétérojonction AlGaIn/GaN est obtenue par intégration de la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ (figure 2.b) [22] [23].

En ce qui concerne le dopage, Nicollan et al. [24], démontrent que le dopage d'un semi-conducteur est calculé en considérant la capacité de déplétion C_{DEP} , minimum de la fonction C_{GC} . Or dans notre cas, la capacité de déplétion obtenue par la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ est extrêmement faible (de l'ordre de ≈ 10 fF). Cette valeur si faible, nous a poussé à douter de la validité de l'extraction basée sur la caractéristique $C_{GC}(V_g)$.

Pour accéder au dopage de la couche GaN, il faut tout d'abord obtenir une capacité de déplétion associée à cette couche. La configuration expérimentale actuelle C_{GC} , par construction, ne permet pas d'accéder à une telle extraction. En fait, le « Low » connecté aux diffusions source et drain ne permet pas comme nous allons le voir de mesurer la capacité de déplétion qui se crée dans la couche GaN active sous la grille.

C'est pour cette raison que l'on présente pour la première fois dans le cadre des MOS-HEMT à base de l'hétérojonction AlGaIn/GaN, deux nouvelles configurations expérimentales C-V, capables de fournir un profil de dopage de la couche GaN active. Il s'agit de la capacité grille-bulk (substrat) C_{GB} et de la capacité totale C_{TOT} .

3.2 Capacité grille-substrat (C_{GB})

La mesure C_{GB} consiste à polariser la grille et à mesurer le courant capacitif vertical « grille-substrat » en connectant le « low » au substrat. Source et drain sont mis à la masse (voir figure 3.b). Ce type de mesure existe déjà en technologie « Silicium bulk » [25], cependant, celle-ci n'est plus évidente et pose quelques problèmes au niveau expérimental pour les dispositifs GaN-HEMT. En effet, l'empilement MOS-HEMT est très résistif et la résistance série entre la couche GaN active et le substrat est très élevée. Par ailleurs, on pourrait penser que seule la configuration C_{GC} sollicitant une réponse capacitive au travers des contacts source et drain, qui sont ohmiques et connectés au 2DEG, permet d'obtenir la réponse capacitive entière de l'empilement, manifestement ce n'est pas le cas. Par contre, la

figure 3.a montre qu'une mesure C_{GB} est possible à condition de descendre suffisamment bas en fréquence. L'abaissement de la fréquence de la mesure C-V permet de s'affranchir de la forte résistance série « verticale » [26].

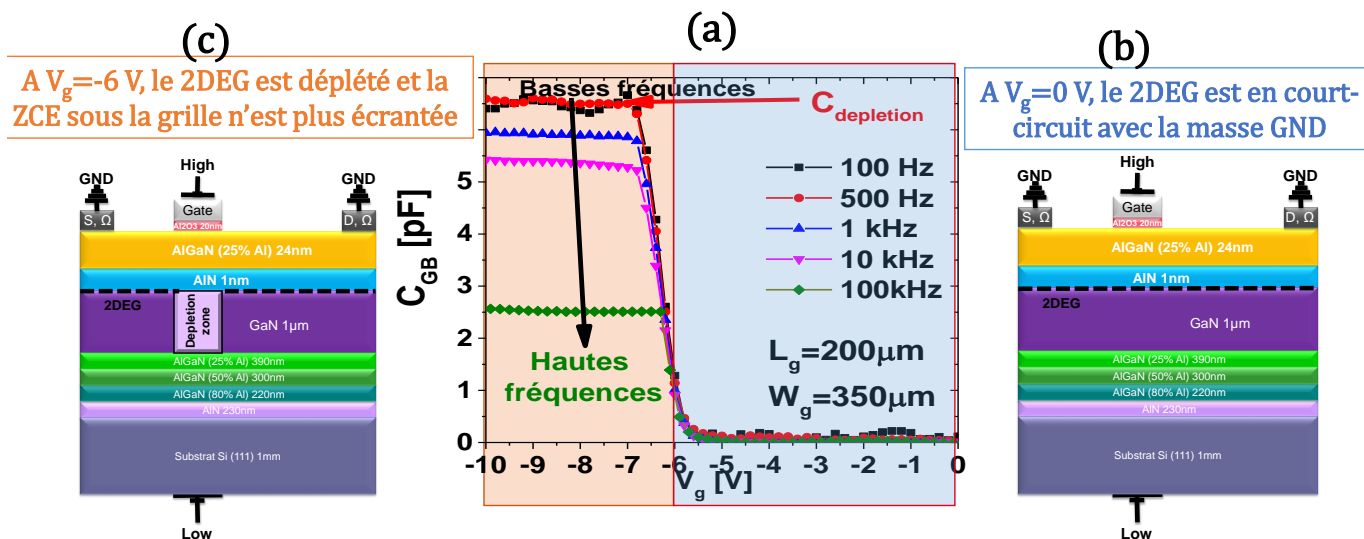


Figure 3 : (a) : Caractéristique $C_{GB}(V_g)$ effectuée sur une structure MOS avec $L_g \times W_g = 200 \mu m \times 350 \mu m$ pour différentes fréquences. (b) : Vue en coupe du MOS-HEMT testé ici avec la configuration expérimentale C_{GB} , cas où le 2DEG est déjà formé est court-circuité avec la masse. (c) : Idem mais dans le cas où le 2DEG est déplété et quand le signal capacitif de la ZCE est mesurable.

Expliquons maintenant l'allure de la caractéristique obtenue et illustrée sur la figure 3.a. La zone bleue de cette figure (de $V_g = 0$ à -6 V) correspond à une plage de tension où le gaz 2D est déjà formé, c'est un dispositif Normally-On. Toutefois, il est court-circuité avec la masse via la source et le drain. Dans ce cas, les fluctuations induites depuis la grille ne peuvent affecter la zone de charge d'espace (ZCE) car elles sont complètement écrantées par le 2DEG comme précisé en figure 3.b. C'est pour cela que la capacité mesurée est nulle. A partir de $V_g = -6$ V, au fur et à mesure que V_g diminue (partie orange de la figure 3.a), le gaz 2D se déplete sous la grille, laissant place à la formation d'une ZCE comme le montre la figure 3.c. Le signal mesuré à partir de $V_g = -6$ V en mode C_{GB} diminue fortement quand la fréquence augmente. Cette diminution rapide de la capacité avec la fréquence est un effet bien connu et dû à la résistance en série avec la capacité. Pour cette mesure, la résistance série correspond aux couches « buffer » entre le Silicium et la couche GaN active, sa valeur est importante ce pourquoi la chute avec la fréquence est rapide dès 1 kHz. Pour une fréquence ≤ 500 Hz, la

capacité de déplétion sature. C'est à partir de cette capacité de déplétion jugée fiable, que l'on peut extraire le dopage résiduel de la couche GaN active.

La méthode d'extraction du dopage résiduel de la couche GaN sera basée sur l'utilisation de cette mesure de déplétion C_{DEP} qui correspond à la mesure d'une réponse capacitive de la ZCE. Précisons que la valeur de C_{DEP} extraite avec la caractéristique $C_{GB}(V_g)$ vaut ≈ 6 pF et elle est beaucoup plus élevée que la valeur extraite par la mesure $C_{GC}(V_g)$. Cette remarque confirme notre hypothèse concernant la non validité de l'extraction du dopage résiduel à partir de la caractéristique $C_{GC}(V_g)$.

3.3 Capacité totale C_{TOT}

Comme l'indique son nom, cette configuration expérimentale de C-V a pour vocation de collecter à la fois, la réponse capacitive du 2DEG ainsi que celle de la ZCE. La façon la plus logique pour réaliser cette expérience est de polariser la grille avec le « High » et de mesurer un courant capacitif via la source/le drain mais aussi le substrat comme illustré dans la figure 4.a.

La figure 4.b présente la caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ obtenue en utilisant le montage expérimental décrit dans le paragraphe précédent. L'avantage de cette courbe est qu'elle nous fournit toutes les informations nécessaires à l'extraction du niveau de dopage de la couche GaN.

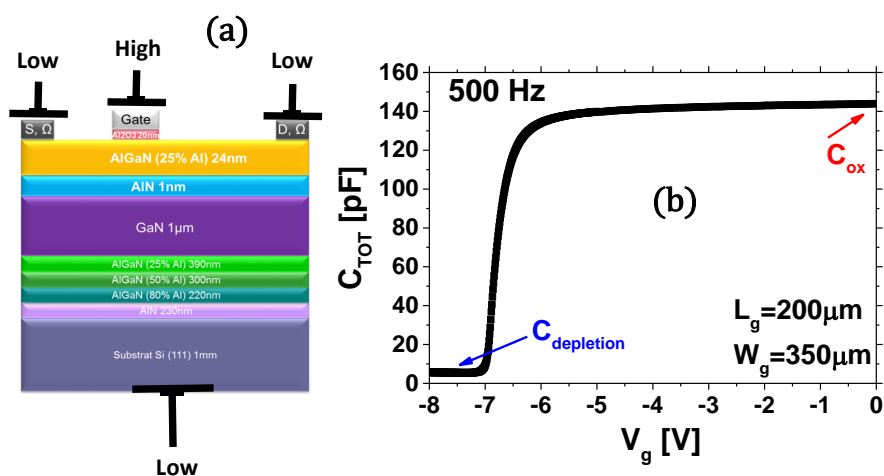


Figure 4 : a) : Vue en coupe du MOS-HEMT étudié ici avec la configuration expérimentale de la capacité totale C_{TOT} (b) : Caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ effectuée sur une structure MOS avec $L_g \times W_g = 200 \mu m \times 350 \mu m$.

Du point de vue expérimental, il faut s'assurer que l'on utilise une fréquence suffisamment basse pour s'affranchir de l'effet de la résistance série. Cette fréquence, comme celle utilisée pour la mesure de C_{GB} rapportée en figure 3 est inférieure ou égale à 500 Hz. D'autre part, comme cela se voit sur la figure 5, il faut prendre soin de bien choisir un pas de mesure assez fin notamment quand la ZCE commence à se former.

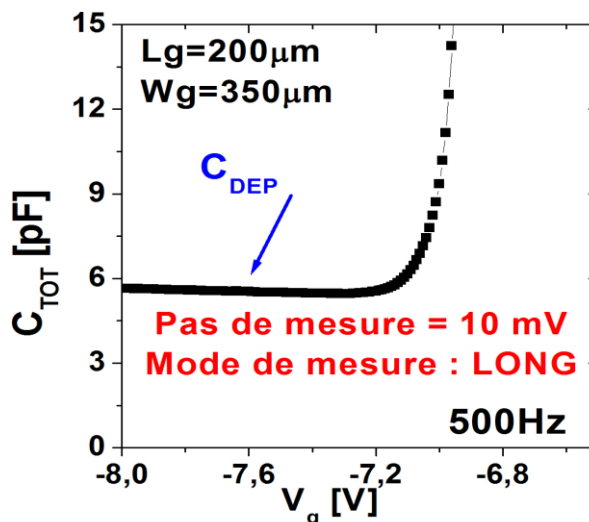


Figure 5 : Zoom sur la figure 4.a autour de la capacité de déplétion, montrant quelques précautions expérimentales nécessaires pour réussir une mesure C_{TOT} .

Dans le cas de la caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ de la figure 5, un pas de mesure égal à 10 mV a été choisi à partir de $V_g = -6,5$ V, en mode d'intégration « long ». C'est cette partie de la caractéristique qui va nous permettre d'extraire le niveau du dopage attendu.

La figure 6 synthétise les trois caractéristiques $C_{GC}(V_g)$, $C_{GB}(V_g)$ et $C_{TOT}(V_g)$. Elle prouve que $C_{TOT}(V_g)$ est bien la somme de $C_{GC}(V_g)$ et de $C_{GB}(V_g)$ ce qui confirme que la courbe $C_{TOT}(V_g)$ est propice pour l'extraction à la fois de C_{OX} et de C_{DEP} .

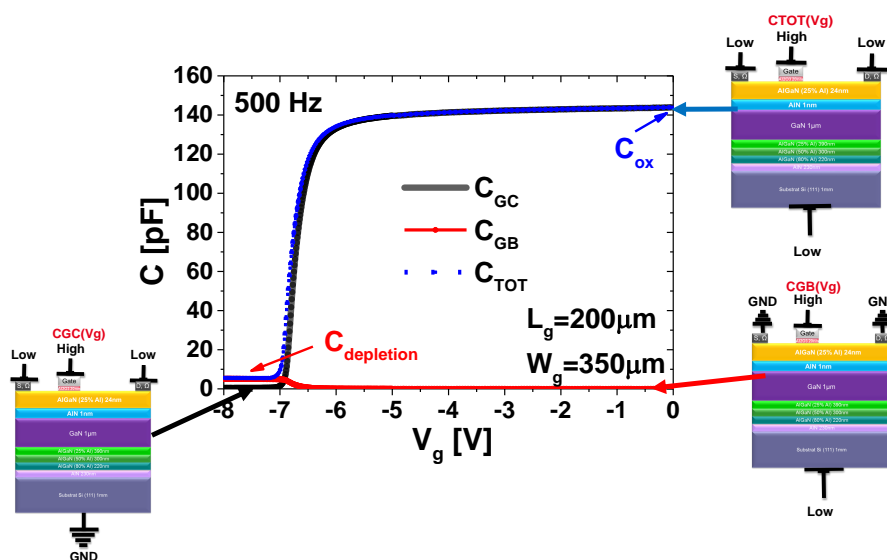


Figure 6 : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$, $C_{GB}(V_g)$ et $C_{TOT}(V_g)$, effectuées sur une structure MOS avec $L_g \times W_g = 200 \mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$ avec une fréquence de 500 Hz.

Après cette partie purement expérimentale, nous allons présenter la méthodologie de l'extraction du niveau du dopage de la couche GaN active à partir de la caractéristique $C_{TOT}(V_g)$. On va d'abord montrer comment on détermine la largeur de la ZCE, puis, on identifiera une concentration de porteurs en utilisant la fonction de Maserjian. Ceci nous permettra d'obtenir un profil de dopage en fonction de la profondeur. Cette extraction sera validée enfin à l'aide d'une simulation PS.

4 Méthodologie d'extraction du dopage résiduel actif électriquement du GaN

4.1 Extraction de la largeur de la zone d'espace (EZCE)

Pour une capacité MOS classique Métal/SiO₂/Si, la caractéristique C-V peut être modélisée comme la mise en série de deux capacités : l'oxyde et le semi-conducteur [23]. Ainsi on peut écrire :

$$\frac{1}{C_{TOT}(V_g)} = \frac{1}{C_{OX}} + \frac{1}{C_{SC}(V_g)} \quad \text{Équation 3}$$

Où $C_{TOT}(V_g)$ est la capacité de l'empilement MOS et $C_{SC}(V_g)$ la capacité du semi-conducteur et C_{OX} la capacité équivalente d'oxyde de grille.

Pour les MOS-HEMT construits autour de l'hétérostructure AlGa_xN/GaN, la même approche est applicable, on a toujours une capacité du semi-conducteur GaN en série avec celle d'un oxyde comme illustré en figure 7. En effet, l'oxyde dans notre cas n'est pas constitué d'une seule couche comme pour le MOS sur le Silicium massif, mais d'un empilement de couches (Al₂O₃/AlN/Al_xGa_{1-x}N). Al₂O₃ est un diélectrique high-k avec une permittivité diélectrique qui peut prendre des valeurs entre 9 et 11 (selon la technique de dépôt). AlN et Al_xGa_{1-x}N quant à eux, sont des semi-conducteurs à large gap. Ils sont assimilables à un diélectrique, dans la mesure où le niveau de Fermi est loin des bandes de conduction et de valence. Ces remarques justifient l'assimilation des trois couches en séries à un oxyde de grille. On écrit donc :

$$\frac{1}{C_{OX}} = \frac{1}{C_{Al_2O_3}} + \frac{1}{C_{AlN}} + \frac{1}{C_{Al_xGa_{1-x}N}} \quad \text{Équation 4}$$

Le but de cette section est la détermination de la largeur de la ZCE, celle-ci est directe en se rappelant qu'une capacité est inversement proportionnelle à une épaisseur. L'équation 5 traduit le lien entre les deux :

$$C = \frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon_r \cdot A}{t} \quad \text{Équation 5}$$

Où ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, ϵ_r la permittivité diélectrique relative du matériau étudié (le GaN dans notre cas), A l'aire de l'ouverture de grille et t l'épaisseur de la couche GaN que l'on considère.

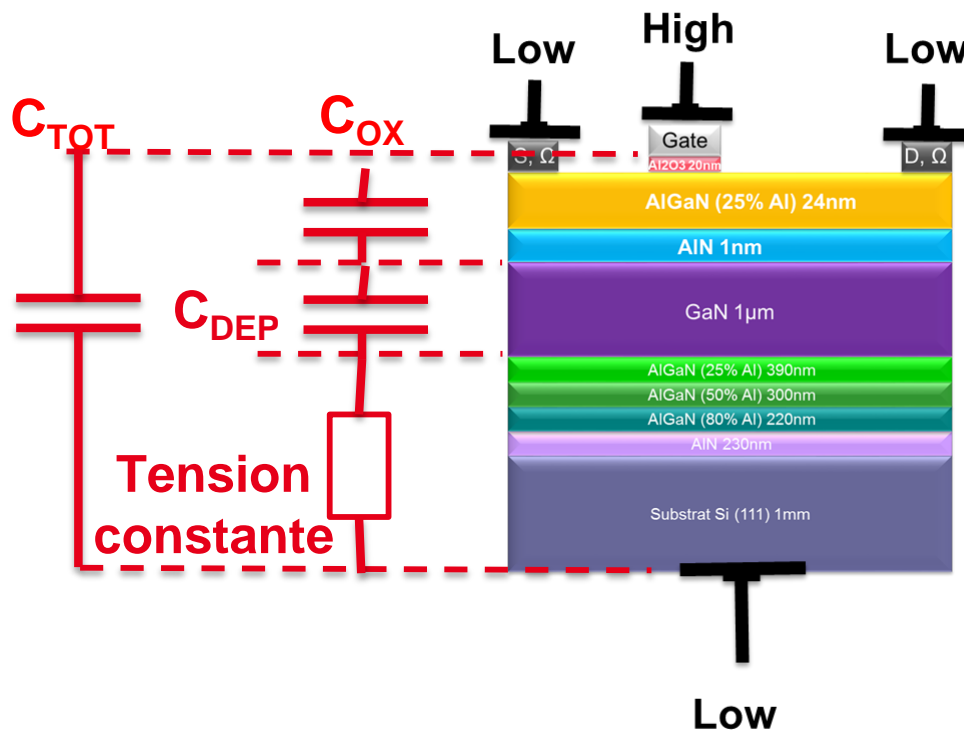


Figure 7 : Modèle C-V simplifié du MOS-HEMT étudié ici, expliquant l'extraction de la largeur de la ZCE.

Pour extraire la largeur de la ZCE, il faut se placer en régime de déplétion où $C_{sc}(V_g)$ est égale à $C_{DEP}(V_g)$, le paramètre t (équation 5) que l'on extrait de la $C_{DEP}(V_g)$ donne alors la

largeur de la ZCE, que l'on note $EZCE(V_g)$. En combinant les équations 3 et 5, on peut établir la largeur de la ZCE :

$$EZCE(V_g) = \varepsilon_0 \cdot \varepsilon_{\text{GaN}} \cdot \left(\frac{1}{C_{TOT}(V_g)} - \frac{1}{C_{OX}} \right) \quad \text{Équation 6}$$

4.2 Fonction de Maserjian

La fonction de Maserjian [27] va nous permettre d'extraire une grandeur homogène à un dopage dont on verra sous certaines conditions qu'elle en est l'égal.

La fonction de Maserjian est définie par :

$$Y(V_g) = \frac{1}{C_{TOT}(V_g)^3} \times \frac{dC_{TOT}(V_g)}{dV_g} \quad \text{Équation 7}$$

La fonction de Maserjian possède la particularité d'être indépendante de l'EOT (*Equivalent Oxide Thickness*). Dans la suite de cette analyse, on va se placer en régime de désertion car c'est dans cet intervalle de variation de V_g que l'extraction du dopage est possible [24]. Dans ce cas, nous avons: $C_{SC}(V_g) = C_{DEP}(V_g)$. Ces remarques et l'équation 3 nous permettent d'écrire successivement :

$$Y(V_g) = \frac{-1}{C_{TOT}(V_g)} \frac{d\left(\frac{1}{C_{TOT}(V_g)}\right)}{dV_g} = \frac{-1}{C_{TOT}(V_g)} \frac{d\left(\frac{1}{C_{DEP}(V_g)}\right)}{dV_g} \quad \text{Équation 8}$$

$$Y(V_g) = \frac{C_{DEP}(V_g) + C_{OX}}{C_{DEP}(V_g)^3 \cdot C_{OX}} \frac{d\left(C_{DEP}(V_g)\right)}{dV_g} \quad \text{Équation 9}$$

Par ailleurs, l'équation de Poisson, permet de remonter à l'expression de ψ_s (le potentiel de surface du semi-conducteur) en fonction de V_g et de C_{OX} [24] :

$$V_g = V_{FB} + \Psi_s - \frac{Q_{SC}}{C_{OX}} \quad \text{Équation 10}$$

V_{FB} est la tension de bandes plates (tension pour laquelle le potentiel de surface du semi-conducteur et sa charge sont nuls) et Q_{SC} est la charge dans le semi-conducteur.

On peut en effet démontrer qu' Y ne dépend que de C_{SC} ($=C_{DEP}$ dans notre cas) et de ψ_S (le potentiel de surface). En introduisant la dérivation en fonction de ψ_S et en utilisant l'équation 10, on peut réécrire l'équation 9. On obtient alors :

$$Y(V_g) = \frac{C_{DEP}(V_g) + C_{OX}}{C_{DEP}(V_g)^3 \cdot C_{OX}} \frac{d(C_{DEP}(V_g))}{d\psi_S} \cdot \frac{d\psi_S}{dV_g} = \frac{1}{C_{DEP}(V_g)^3} \frac{d(C_{DEP}(V_g))}{d\psi_S} \quad \text{Équation 11}$$

Pour remonter à la relation qui lie la fonction de Maserjian au dopage, il suffit d'injecter l'expression de la capacité du semi-conducteur en régime de déplétion (équation 12) dans l'équation 11. Pour simplifier cette expression, on va supposer que la couche GaN possède un dopage constant N_{DOP} , ce qui nous permet d'écrire [24] :

$$C_{DEP}(V_g) = \sqrt{\frac{q}{2 \cdot \psi_S(V_g)} \cdot N_{DOP} \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{GaN}} \quad \text{Équation 12}$$

$$N_{DOP} = \frac{1}{q \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{GaN} \cdot Y_{MAX}} \quad \text{Équation 13}$$

ϵ_0 est la permittivité diélectrique du vide, ϵ_{GaN} est la permittivité diélectrique de GaN, q est la charge élémentaire e de l'électron, N_{DOP} est le dopage constant de GaN et Y_{MAX} est le maximum de la fonction de Maserjian.

En général, $Y(V_g)$ est homogène à une constante près, à l'inverse d'une concentration de porteurs, et on peut définir $N(V_g)$:

$$N(V_g) = \frac{1}{q \cdot \epsilon_0 \cdot \epsilon_{GaN} \cdot Y(V_g)} \quad \text{Équation 14}$$

$N(V_g)$ est homogène à une concentration volumique de porteurs. Pour $V_g \in [0, V_{FB}]$, $N(V_g)$ ne peut être identifiée à un dopage de GaN, la réponse capacitive de la zone déplétée

est écrantée par le fort signal de la capacité du 2DEG. Quand V_g est supérieur à V_{FB} le 2DEG se déplete sous la grille laissant apparaître la ZCE de la couche GaN. Ainsi, à partir de cette tension, $N(V_g)$ est assimilable au véritable dopage du semi-conducteur (figure 11 et 12) [28] ($N(V_g) = N_{DOP}(V_g)$).

Par conséquent, on peut à partir des équations 6 et 14 déduire un profil de dopage. Pour vérifier la fiabilité de cette méthode, une simulation PS sur la couche GaN est effectuée dans le but de simuler ce profil de dopage. Les deux profils expérimental et simulé seront comparés.

4.3 Simulation PS de la couche GaN

La simulation auto-cohérente des équations Poisson et Schrödinger a été appliquée sur une boîte rectangulaire de GaN comme illustré dans la figure 8.a. Les paramètres matériau du GaN wurtzite nécessaires à cette simulation, à savoir l'énergie du gap, les densités effectives d'états de bandes de conduction et de valence et les masses effectives des électrons et trous sont tous pris dans la littérature [29]. La largeur de la couche simulée de GaN est de $6 \mu\text{m}$. En effet, on s'attend à obtenir une ZCE profonde, au vu du dopage résiduel très faible attendu. Le paramètre d'entrée du solveur PS est le niveau de dopage. On a simulé des profils de dopage uniformes de la couche GaN active variant de 10^{12} à 10^{17} atomes/cm³. Pour chaque

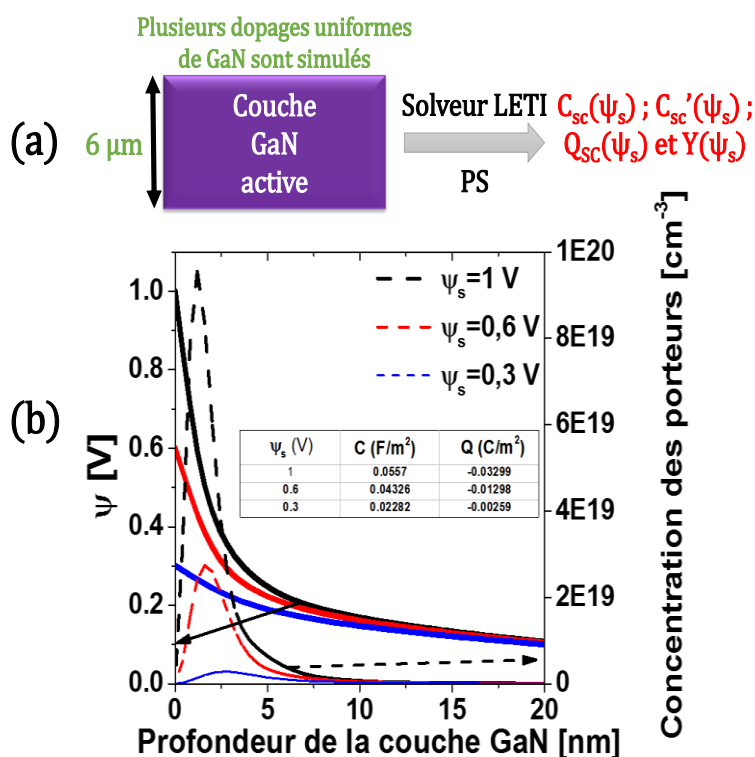


Figure 8 : Comparaison des caractéristiques $C_{TOT}(V_g)$ associées aux dopages $1,5 \cdot 10^{14}$, 10^{15} et 10^{16} atomes/cm³ avec celle obtenue expérimentalement sur notre MOS-HEMT caractérisé précédemment

profil de dopage uniforme, on a comme paramètres de sortie : C_{SC} , sa dérivée, la charge dans le GaN et la fonction de Maserjian tous en fonction du potentiel de surface ψ_s .

La figure 8.b est un exemple d'une telle simulation. Le potentiel ainsi que la concentration des électrons du canal sont reportés en fonction de la profondeur dans la couche GaN. Ces courbes sont données pour un dopage uniforme égal à $1,5 \cdot 10^{14}$ atome/cm³ pour les potentiels de surface $\psi_s=0.3$; 0.6 et 1 V (de la faible vers la forte accumulation). Le tableau inséré dans cette figure donne les valeurs typiques de capacité et de charge volumique dans GaN pour ces trois valeurs de potentiel.

On note que pour l'instant, seules les caractéristiques $C_{TOT}(\psi_s)$ peuvent être simulées tandis que pour aboutir aux caractéristiques $C_{TOT}(V_g)$, il est obligatoire de retrouver la relation $V_g(\psi_s)$. Pour ce faire, il faut comptabiliser toutes les chutes de tensions associées à chaque couche de l'empilement de grille en prenant bien soin de ne pas oublier les contributions des charges interfaciales fixes dues aux polarisations spontanée et piézoélectrique. Ce point sera approfondi au chapitre 5.

La figure 9 compare les caractéristiques $C_{TOT}(V_g)$ associées aux dopages $1,5 \cdot 10^{14}$, 10^{15} et 10^{16} atomes/cm³ avec la courbe expérimentalement mesurée sur notre MOS-HEMT. Un très bon accord est obtenu pour un dopage de $1,5 \cdot 10^{14}$ atomes/cm³

La simulation PS nous a permis d'identifier le dopage de la couche GaN active du dispositif testé. En utilisant les équations 6,

7 et 14, on peut obtenir la courbe de la concentration de porteurs en fonction d'EZCE.

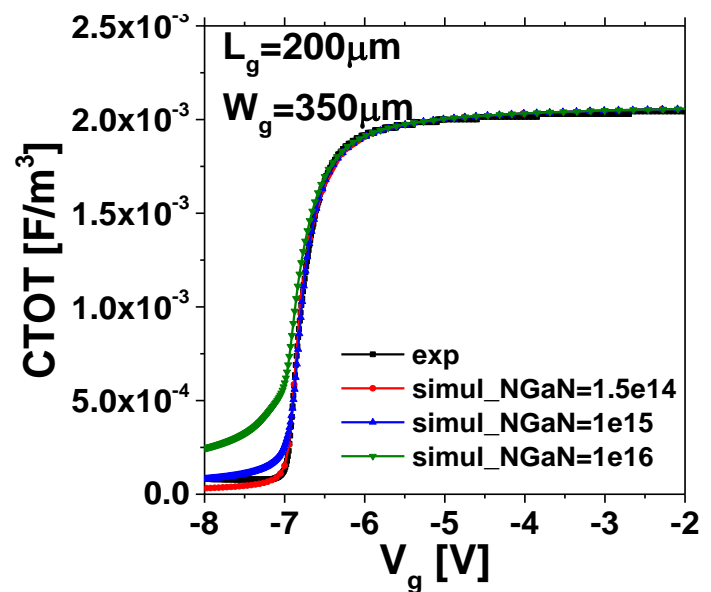


Figure 9 : (a) : Schéma simplifié de la simulation PS réalisée sur la couche tampon GaN. (b) : Exemple de simulation PS. Pour des potentiels de surface différents ($\psi_s=0.3$; 0.6 et 1 V), le potentiel ainsi que la concentration des porteurs dans les 20 premiers nanomètres de la couche tampon GaN sont tracés en fonction de la profondeur du GaN.

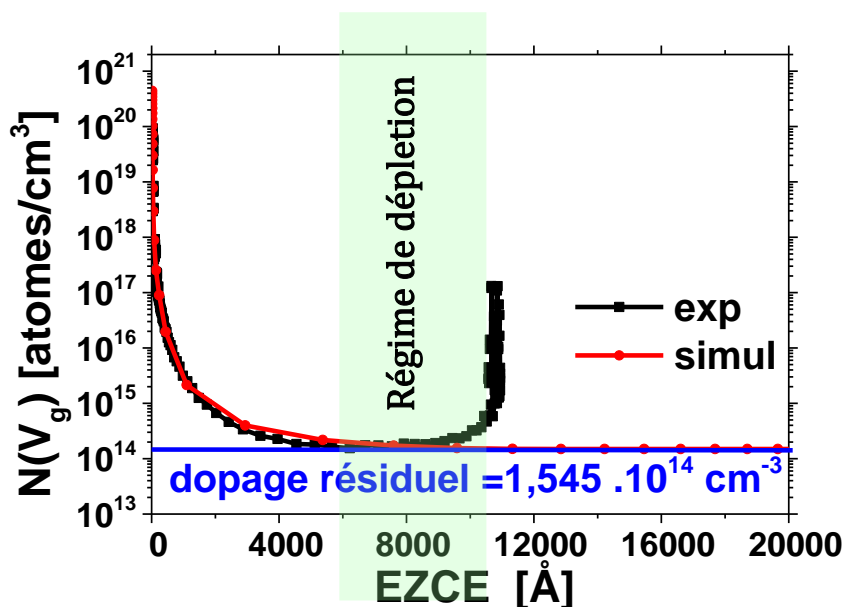


Figure 10 : Comparaison des caractéristiques $C_{TOT}(V_g)$ associées aux dopages $1,5 \cdot 10^{14}$, 10^{15} et 10^{16} atomes/ cm^3 avec celle obtenue expérimentalement sur notre MOS-HEMT caractérisé précédemment

La figure 10 compare les profils des concentrations de porteurs $N(V_g)$ expérimental et simulé (toujours en prenant le dopage $1,5 \cdot 10^{14}$ atomes/ cm^3). En trait bleu, on représente le dopage résiduel utilisé dans le solveur PS tandis qu'en trait rouge, on représente le profil de concentration de porteurs extrait de la courbe $C_{TOT}(V_g)$ simulée (équation 14). Enfin en trait noir, le même profil est illustré mais cette fois, en utilisant la caractéristique expérimentale $C_{TOT}(V_g)$.

Un excellent accord est retrouvé de $EZCE=0$ à $\approx 1 \mu m$ de la couche GaN entre l'expérience et la simulation (courbes noire et rouge). Cependant, la courbe bleue (le dopage réel) ne rejoint les deux précédentes qu'à partir d' $EZCE \approx 500$ nm. Cela veut dire que le véritable dopage résiduel N_{DOP} n'est obtenu qu'à seulement à partir de cette profondeur, quand le régime de déplétion est atteint comme le montre la figure 10. Au contraire, pour $EZCE < 500$ nm, il y a une augmentation de $N(V_g)$ due au début de la formation du gaz 2D et le $N(V_g)$ dans cet intervalle d'épaisseur ne peut pas être identifiée comme étant le niveau de dopage N_{DOP} . La forte présence d'électrons à l'interface supérieure de GaN écrante la réponse capacitive de la ZCE ainsi le dopage résiduel qui ne peut être extrait pour des $0 < EZCE < 500$ nm.

L'augmentation de $N(EZCE)$ observée expérimentalement à $EZCE \approx 1 \mu\text{m}$ peut être expliquée par une accumulation de porteurs à l'interface entre la couche GaN, qui fait justement $1 \mu\text{m}$ de large, et les couches de transition. Une telle augmentation n'est pas observée sur la courbe rouge puisqu'on a simulé uniquement la couche GaN et pas l'empilement GaN/couches de transitions. On voit plutôt une courbe qui va rester constante de 500 nm jusqu'à atteindre la largeur théorique de la ZCE associée au dopage de $1,5 \cdot 10^{14} \text{ atome/cm}^3$ qui vaut approximativement $4,4 \mu\text{m}$.

4.4 Comparaison entre $NDOP_{CGC}(EZCE_{CGC})$ et $NDOP_{CTOT}(EZCE_{CTOT})$

A l'inverse de $C_{TOT}(V_g)$, $C_{GC}(V_g)$ ne permet pas d'identifier le profil de dopage. En effet, la figure 11 compare les concentrations expérimentales des porteurs en fonction de DZT extraites à partir de $C_{GC}(V_g)$ (courbe en trait rouge) et de $C_{TOT}(V_g)$ (courbe en trait noir). Le niveau de dopage extrait de $C_{GC}(V_g)$ ($NDOP_{CGC}$) est égal à $\approx 10^{12} \text{ atomes/cm}^3$ à $9 \mu\text{m}$ de l'interface supérieure de la couche GaN, or l'épaisseur physique de cette dernière ne dépasse pas $1 \mu\text{m}$. Par conséquent, l'extraction qu'on effectue souvent à l'aide de la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ s'avère incorrecte pour décrire la largeur de la ZCE et le niveau de dopage du « buffer ».

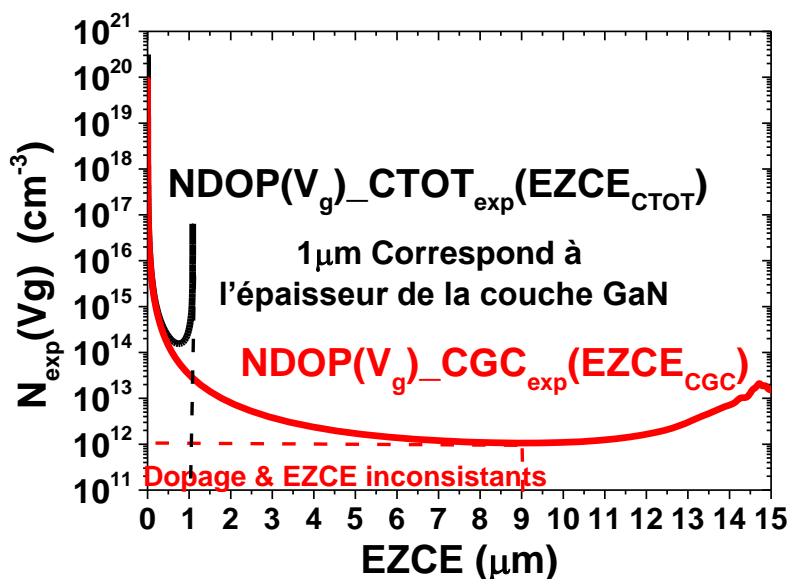


Figure 11 : Comparaison entre profils de concentration des porteurs expérimentaux extraits à partir des caractéristiques $C_{TOT}(V_g)$ et $C_{GC}(V_g)$.

En revanche, l'extraction basée sur la caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ est tout à fait cohérente avec l'épaisseur physique de la couche GaN. En effet, au bout de $1 \mu\text{m}$, le niveau de dopage résiduel déjà validé par la simulation PS est atteint et il vaut $1,5 \cdot 10^{14}$ atomes/cm³.

Les dopages équivalents obtenus à partir des courbes C_{TOT} et C_{GC} sont totalement différents, qu'en est-il de l'épaisseur de la zone déplétée ?

4.5 Courbe EZCE(V_g)

Pour conclure ce paragraphe décrivant la méthodologie d'extraction du niveau de dopage résiduel de la couche GaN active il nous reste à préciser la valeur ajoutée apportée par la nouvelle configuration expérimentale C_{TOT} à l'extraction de la largeur de la ZCE. La figure 12 compare les courbes EZCE(V_g) extraites à partir des caractéristiques expérimentales $C_{TOT}(V_g)$ et $C_{GC}(V_g)$. De $V_g=0$ à -6 V les deux courbes sont parfaitement identiques. C'est à partir de $V_g \approx -6$ V qu'on observe une différence. A -7 V, la valeur obtenue avec la C_{GC} excède de 300% celle associée à C_{TOT} (figure 12). C'est seulement la valeur mesurée avec C_{TOT} qui correspond à l'épaisseur physique de la couche GaN active.

Cette utilisation de la capacité pour remonter à l'épaisseur de la zone de déplétion pour une polarisation donnée est importante pour plusieurs mesures, en particulier celles de la spectroscopie transitoire de niveaux profonds (DLTS) (*Deep-Level transient Spectroscopy*) [30].

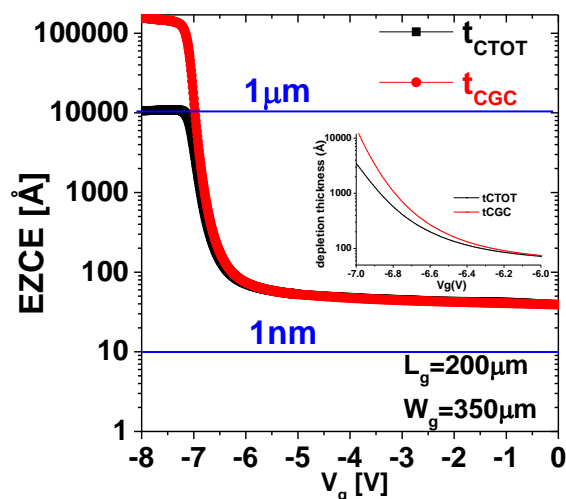


Figure 12 : Comparaison des courbes EZCE(V_g) extraits expérimentalement à partir des caractéristiques $C_{TOT}(V_g)$ et $C_{GC}(V_g)$. La figure insérée ci-dessus est un zoom sur les courbes EZCE(V_g) de $V_g = -6$ à -7 V.

5 Extraction du dopage résiduel de la couche tampon d'autres types d'échantillons

Les nouvelles configurations expérimentales C-V (C_{GB} et C_{TOT}) sur MOS-HEMT à base de l'hétérostructure AlGaN/GaN ainsi que la méthodologie d'extraction du niveau du dopage résiduel de la couche GaN ont été présentées dans les parties 2 et 3 respectivement. On va désormais utiliser notre technique sur différents d'échantillons. On va tout d'abord prouver qu'elle reste toujours valable sur des échantillons dépourvus de tous procédés de fabrication de grille ou de dépôt de contacts métalliques (source/drain). Ce type d'échantillons possède uniquement un empilement $Si_3N_4/AlGaN/AlN/GaN$ sur sa face avant. Dans ce cas, la mesure C-V avec sonde à mercure est exploitée.

Par ailleurs, on a déjà mesuré dans la partie 3, le niveau de dopage résiduel de la couche GaN réalisée à partir d'une épitaxie LETI de première génération. Le niveau de dopage résiduel obtenu par la deuxième génération d'épitaxie sera également mesuré et présenté dans cette partie.

5.1 Mesures capacité-tension avec sonde à goutte de mercure

5.1.1 Description de l'expérience et précautions à prendre

Pour optimiser les paramètres d'épitaxie qui interviennent dans l'élaboration de la couche GaN active, il est utile de pouvoir mesurer directement et avant tout autre procédé technologique, les substrats GaN. A cet effet, on utilise un équipement avec sonde à goutte de mercure [31] qui nous permet de réaliser une électrode de mercure directement sur l'empilement $Si_3N_4/AlGaN/AlN/GaN$. La mesure C-V peut alors être effectuée à l'aide d'un analyseur d'impédance classique de type HP 4284A.

La figure 13 décrit le fonctionnement de la sonde à goutte de mercure. Le rôle du levier (en haut à droite de cette figure) est d'actionner le contact avec la face arrière de l'échantillon et de commander le vide dans le capillaire. Celui-ci aspire le mercure qui vient alors former une électrode sur la face avant.

La fiabilité et la reproductivité de la mesure C-V avec sonde à mercure ont été étudiées et détaillées par X. Garros dans son manuscrit de thèse [31]. La reproductivité de la mesure a été alors analysée en comparant l'épaisseur de l'oxyde équivalent EOT (*Equivalent Oxide*

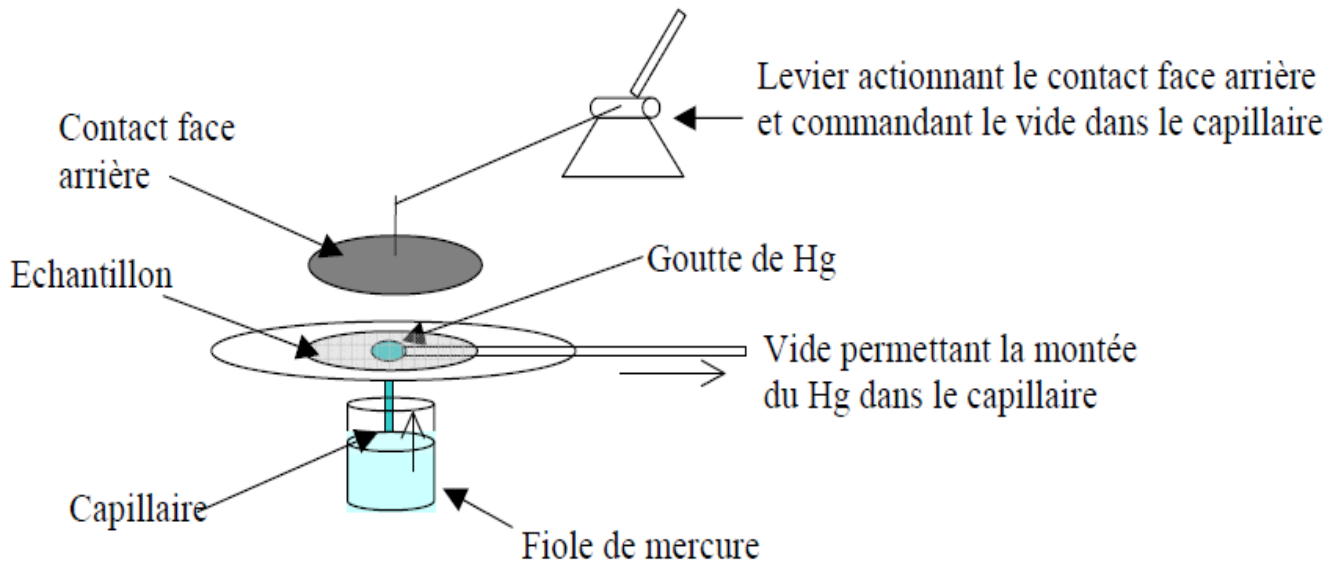


Figure 14 : Principe de fonctionnement de la sonde à goutte de mercure. Sous l'action du vide, le mercure monte dans le capillaire et entre en contact avec l'empilement $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaIn}/\text{AlN}/\text{GaIn}$. Avec un analyseur d'impédance, on peut alors mesurer la capacité de l'empilement entre l'électrode de grille en mercure et la face arrière du substrat [30].

Thickness) extraite de la zone d'accumulation de chaque mesure C-V. L'erreur sur la mesure de l'EOT ne dépassait pas 2% ($<1\text{\AA}$ pour un oxyde SiO_2 très mince de 3.5nm).

Un deuxième paramètre crucial influençant inévitablement la mesure est la surface du contact créé par la goutte de mercure. Ce contact va jouer le rôle de la grille. En observant le schéma de cette sonde (figure 13) on comprend rapidement que la surface de la goutte est principalement contrôlée par la pression imposée. X. Garros, via des mesures C-V sur un échantillon étalon, (son épaisseur d'oxyde est connue à l'avance) trouve que la variation relative de la surface du contact est quasi-linéaire avec la pression imposée. Ainsi pour une pression appliquée on peut en déduire une surface de contact. Cependant, il est à proscrire de fixer des pressions trop basses ou élevées par crainte d'un mauvais contrôle sur la surface du contact. En pratique, avant chaque mesure, une mesure C-V étalon sur un échantillon calibré est à réaliser dans le but de déterminer la surface exacte de notre grille à base de mercure.

La figure 14 montre une mesure C-V avec sonde à mercure réalisée sur un échantillon étalon SiO_2/Si (l'épaisseur de SiO_2 vaut 20 nm) pour des fréquences allant de 0,1 à 10 kHz. Une dispersion en fréquence est obtenue notamment pour le paramètre C_{ox} . Néanmoins, la

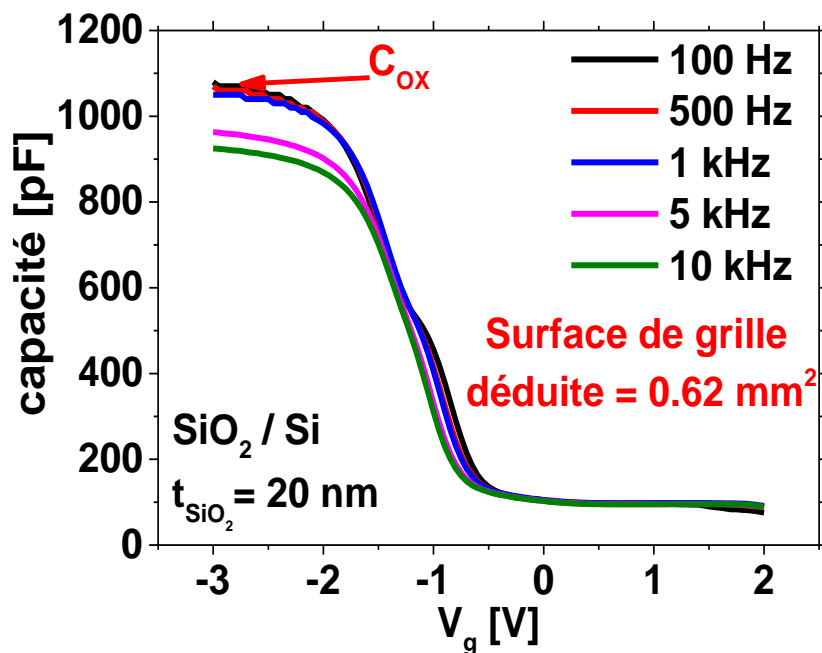


Figure 15 : Mesure C-V sur un échantillon étalon pour différentes fréquences. L'échantillon est un empilement de SiO_2/Si , l'épaisseur de l'oxyde est de 20 nm. L'extraction de la surface du contact mercure est obtenue à basse fréquence, elle vaut $0,62$ mm² dans notre cas.

caractéristique se stabilise aux basses fréquences ≤ 500 Hz. Cette diminution du C_{ox} avec l'augmentation de la fréquence n'est pas seulement due à une résistance en série avec l'impédance de l'empilement SiO_2/Si . X. Garros et al. [32] ont proposé un modèle basé sur un circuit équivalent tenant compte d'une couche interfaciale entre l'électrode du mercure et l'empilement SiO_2/Si . Cette couche interfaciale peut correspondre à des contaminations organiques ou même la formation d'un oxyde de mercure conducteur.

Pour notre application, il n'est pas nécessaire d'utiliser ce modèle [31] si on se restreint à des fréquences suffisamment basses.

Dans le paragraphe suivant, on va appliquer toutes ces précautions et remarques à la mesure d'une plaque ayant comme face avant l'empilement $Si_3N_4/AlGaIn/AlN/GaN$.

5.1.2 Extraction du dopage résiduel d'un échantillon sans métallisation

Précisons d'abord que la plaque caractérisée ici, appartient à la seconde génération d'épitaxie LETI de GaN. En plus de la modification apportée sur les conditions de croissance

de l'hétérojonction AlGaIn/GaN, la couche tampon fait désormais 2 μm au lieu de 1 μm d'épaisseur pour la première génération. Les couches de transition ont été également améliorées et optimisées pour limiter les courants de fuite et augmenter la tenue en tension des MOS-HEMT.

La caractéristique $C_{\text{TOT}}(V_g)$ a été obtenue en mesurant un empilement HEMT brut, dépourvu de la grille de la source et du drain. La figure 15.a montre cette caractéristique pour des fréquences variant de 0,02 à 100 kHz. Comme observé précédemment, notre dispositif à base de GaN montre aussi des dispersions en fréquence.

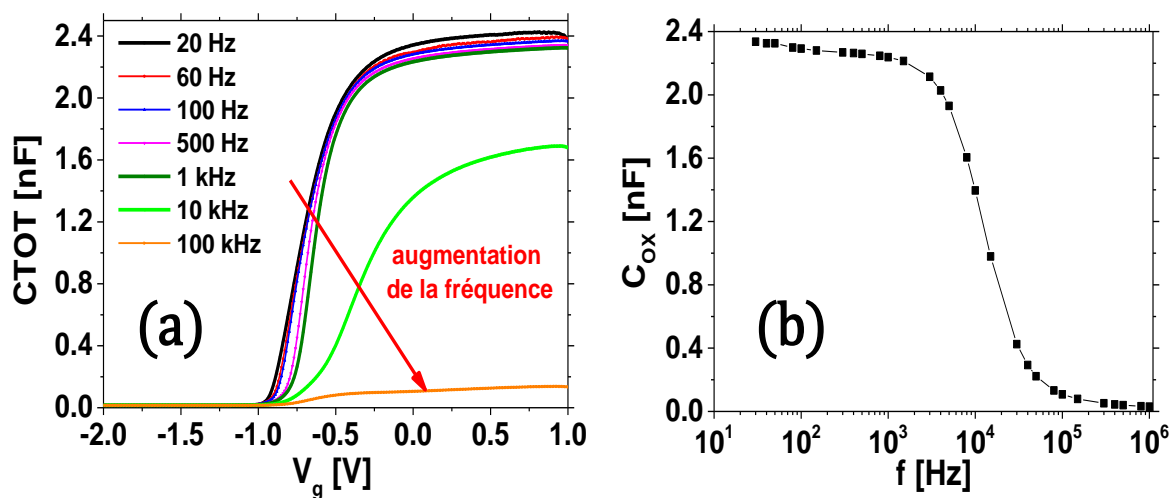


Figure 16 : (a) caractéristiques $C_{\text{TOT}}(V_g)$ d'un échantillon brut sans métallisation pour différentes fréquences. (b) C_{ox} en fonction de la fréquence de la mesure, C_{ox} diminue avec l'augmentation de la fréquence.

Le tracé de C_{ox} en fonction de la fréquence (figure 15.b) montre bien ces dispersions, C_{ox} diminue avec la fréquence comme vues précédemment. Néanmoins, une saturation de C_{ox} est obtenue pour les basses fréquences. Une légère augmentation de C_{ox} est notable pour les « très basses » fréquences ≤ 100 Hz. Ce phénomène, même s'il reflète une réalité physique, ne va en rien influencer notre extraction du dopage résiduel. On a vu que la fonction de Maserjian ne dépendait pas de C_{ox} et quand le régime de déplétion est atteint au voisinage de $V_g = -1$ V comme le montre la figure 15.a, les caractéristiques $C_{\text{TOT}}(V_g)$ pour les basses fréquences sont quasi-identiques.

Le plateau observé autour de la fréquence 1 kHz (figure 15.b) semble décrire la valeur exacte de C_{OX} . L'extraction du profil de dopage sera effectuée pour une caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ à 1 kHz.

La figure 16 présente le profil de concentration des porteurs $N_{exp}(V_g)$ de la couche GaN en fonction de la largeur de la zone d'espace. On a suivi le même protocole d'extraction décrit en section 3. Le dopage résiduel de $2.10^{13} \text{ cm}^{-3}$ est obtenu à 2 μm de l'interface supérieure de la couche GaN. Ce dopage est un ordre de grandeur moins important que celui trouvé pour l'épitaxie de première génération (du LETI). On note que le profil de dopage extrait va au-delà de l'épaisseur physique de la couche GaN ($\geq 2 \mu\text{m}$). Il augmente subitement quand $DZT \approx 3,5 \mu\text{m}$. Ainsi on obtient le dopage résiduel des premières couches de transitions qui ont des propriétés de matériau assez proches de la couche GaN. En fait, les couches de transition pour nos MOS-HEMT sont des couches $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec x de plus en plus grand dans le but de gérer le désaccord de maille entre les couches déposées.

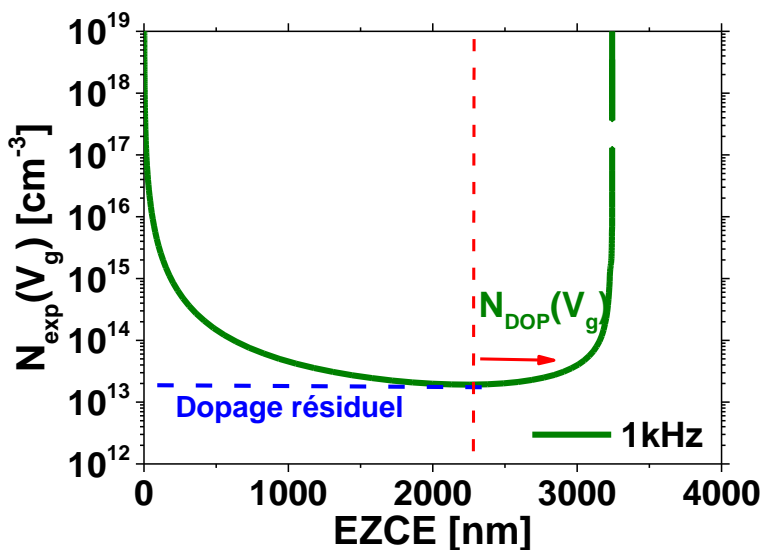


Figure 17 : Le profil de concentration des porteurs en fonction de la largeur de la zone de charge d'espace de notre échantillon MOS-HEMT sans métallisation.

5.2 Comparaison des niveaux de dopage résiduel entre échantillons issus de la 1^{ère} et la 2^{ème} génération d'épitaxie LETI de GaN

La figure 17 présente les concentrations des porteurs au sein de la couche GaN en fonction de DZT pour trois échantillons différents. Le premier appartient à la 1^{ère} génération d'épitaxie du LETI de GaN. C'est un échantillon qui a vu un procédé technologique complet, possédant une grille, une source et un drain (courbe en trait continu vert). Le deuxième échantillon possède également une grille, une source et un drain mais celui-ci fait partie de la 2^{ème} génération (courbe en bleu). Enfin le dernier échantillon appartient aussi à la 2^{ème} génération d'épitaxie de GaN ; cependant il n'est pas métallisé ne possédant ni grille ni source ni drain (courbe en orange).

La figure 17 nous conduit à deux observations. Le niveau du dopage résiduel (en

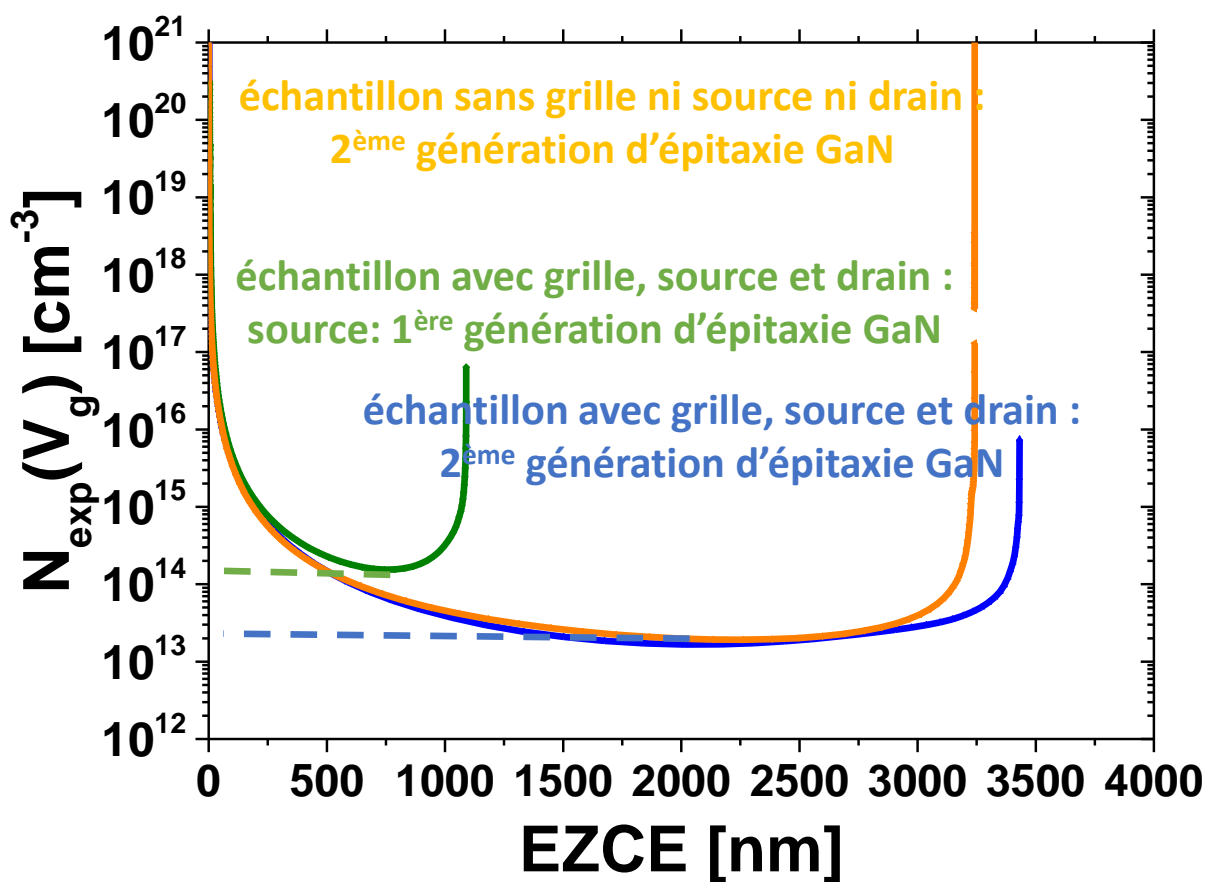


Figure 18 : Comparaison des profils de concentration des porteurs en fonction de la largeur de la zone de charge d'espace de 3 échantillons différents.

pointillé sur la figure 17), nous permet d'identifier clairement deux générations différentes d'épitaxie, la 2^{ème} génération donne un niveau de dopage résiduel un ordre de grandeur en-

dessous de celui de la 1^{ère} génération. Cela peut probablement être expliqué par le dopage important en Carbone (dopage de type P) utilisé lors de la croissance de GaN de la seconde génération. On l'a vu en section 1, le Carbone a tendance à compenser le dopage résiduel de type N.

Concernant la seconde observation, notre méthodologie d'extraction reste valable quel que soit le type de l'échantillon testé. En effet, pour deux plaques appartenant à la 2^{ème} génération d'épitaxie LETI de GaN, l'une qui a vu l'ensemble du procédé de fabrication (en bleu) et l'autre que l'on a arrêtée à l'étape passivation de la barrière AlGaIn (et donc n'a pas de métallisation) (en orange), le niveau de dopage résiduel obtenu est le même. On confirme de ce fait que l'extraction basée sur la caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ avec sonde à goutte de mercure est fiable et nous permet d'obtenir un résultat similaire à celui obtenu sur une plaque qui a vu l'ensemble du procédé technologique à condition de prendre en compte toutes les précautions expérimentales mentionnées précédemment.

6 Conclusion

Le début de ce chapitre a été consacré à l'introduction de la notion de dopage dans le semi-conducteur et en particulier dans le GaN. On a vu que ce dernier est non intentionnellement dopé de type N. Nous avons introduit deux nouvelles configurations expérimentales C_{GB} et C_{TOT} qui permettent l'extraction du niveau de dopage résiduel dans la couche GaN active. Les valeurs obtenues sont relativement faibles variant entre 10^{14} atomes/cm³ pour la 1^{ère} génération d'épitaxie LETI et 10^{13} atomes/cm³ pour la 2^{ème}. Ces valeurs de dopage résiduel qu'on ne pouvait pas obtenir avec des techniques de caractérisation physico-chimique habituelles, sont désormais accessibles grâce à la méthodologie d'extraction développée dans cette thèse. De plus, on a prouvé qu'une mesure C-V avec sonde à mercure destinée à effectuer des mesures capacitives sur des plaques ne possédant ni grille, ni source/drain, permet elle aussi d'aboutir à une caractéristique $C_{TOT}(V_g)$ tout à fait fiable et donc à un profil de dopage à condition de prendre en compte les préconisations expérimentales nécessaires qui ont été précisées dans ce chapitre.

Après avoir caractérisé le dopage résiduel de la couche GaN du MOS-HEMT, on va se focaliser désormais sur l'interface supérieure de cette couche où réside le gaz 2D. Ce dernier constitue le canal de conduction du transistor. Ses propriétés de transport seront caractérisées et évaluées successivement, à l'aide de la technique split-CV dans le chapitre 3 et par la mesure à effet Hall au chapitre 4. Une étude de mobilité électronique plus approfondie en fonction de plusieurs variantes d'empilement de grille sera réalisée dans le chapitre 5 dans le but d'optimiser le MOS-HEMT. En plus de la caractérisation électrique de la mobilité du 2DEG, en chapitre 5, une modélisation analytique des phénomènes de diffusion limitant cette mobilité sera effectuée.

7 BIBLIOGRAPHIE

- [1] K. H. Ploog et O. Brandt, "Doping of group III nitrides," *J. Vac. Sci. Technol. Vac. Surf. Films*, vol. 16, no. 3, pp. 1609–1614, 1998.
- [2] J. Neugebauer et C. G. Van de Walle, "Role of hydrogen in doping of GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 68, no. 13, pp. 1829–1831, 1996.
- [3] C. G. van de Walle, C. Stampfl et J. Neugebauer, "Theory of Doping and Defects in III-V Nitrides," *J. Cryst. Growth*, vol. 189–190, pp. 505–510, Jun. 1998.
- [4] G. Svane, I. Gorczyca, A. Svane et N. E. Christensen, "Theory of point defects in GaN, AlN and BN: Relaxation and pressure effects.," 1999.
- [5] F. Bernardini, V. Fiorentini et A. Bosin, "Theoretical evidence for efficient p-type doping of GaN using beryllium," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 70, no. 22, pp. 2990–2992, Jun. 1997.
- [6] H. Kobayashi et W. M. Gibson, "Lattice location of Si in ion implanted GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, no. 10, pp. 1406–1408, 1998.
- [7] S. M. Sze et Kwok K. Ng, *Physics of semiconductor devices*, Third Edition. A JOHN WILEY & SONS, JNC., PUBLICATION, 2007.
- [8] J. G. Kim, A. C. Frenkel, H. Liu et R. M. Park, "Growth by molecular beam epitaxy and electrical characterization of Si-doped zinc blende GaN films deposited on β -SiC coated (001) Si substrates," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 65, no. 1, pp. 91–93, 1994.
- [9] D. J. As, "P- and N-type doping of MBE grown cubic GaN/GaAs epilayers," *Mater. Res. Soc. Internet J. Nitride Semicond. Res.*, vol. 4, no. S1, pp. 233–238, 1999.
- [10] H. Wang et A.-B. Chen, "Calculation of shallow donor levels in GaN," *J. Appl. Phys.*, vol. 87, no. 11, pp. 7859–7863, 2000.

- [11] U. Birkle, "Studies on Carbon as Alternative P-Type Dopant for Gallium Nitride," *Mater. Res. Soc. Internet J. Nitride Semicond. Res.*, vol. 4, no. S1, pp. 526–531, Jan. 1999.
- [12] W. Götz, R. S. Kern, C. H. Chen, H. Liu, D. A. Steigerwald et R. M. Fletcher, "Hall-effect characterization of III–V nitride semiconductors for high efficiency light emitting diodes," *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 59, no. 1–3, pp. 211–217, May 1999.
- [13] E. Martinez-Guerrero, "Elaboration en épitaxie par jets moléculaires des nitrures d'éléments III en phase cubique, thèse," Villeurbanne, INSA, 2002.
- [14] T. Baghdadli, *Etude des propriétés structurales et électroniques de nouveaux matériaux à base d'alliages III-N pour l'optoélectronique*, thèse, Metz, 2009.
- [15] S. Rennesson, "Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques," , thèse, Université Nice Sophia Antipolis, 2013.
- [16] J. I. Pankove, S. Bloom et G. Harbeke, "OPTICAL PROPERTIES OF GaN." *RCA Rev.*, vol. 36, no. 1, pp. 163–176, 1975.
- [17] Y. Cordier, "GaN films and GaN/AlGaN quantum wells grown by plasma assisted molecular beam epitaxy using a high density radical source," *J. Cryst. Growth*, vol. 433, pp. 165–171, Jan. 2016.
- [18] G. Astre, "Fiabilité des dispositifs HEMT en technologie GaN," , thèse, Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2012.
- [19] J. J. Freedman, A. Watanabe et T. Egawa, "Enhanced carrier transport properties of In_{0.18}Al_{0.82}N/GaN MOS-HEMTs on silicon with atomic layer deposited Al₂O₃," in *2015 73rd Annual Device Research Conference (DRC)*, pp. 55–56, 2015.
- [20] Z.-Q. Fang, B. Claflin, D. C. Look, D. S. Green et R. Vetury, "Deep traps in AlGaN/GaN heterostructures studied by deep level transient spectroscopy: Effect of carbon concentration in GaN Buffer layers," *J. Appl. Phys.*, vol. 108, no. 6, p. 063706, 2010.
- [21] Y.-C. Lee, "Observation on Slow Carrier Trapping in AlGaN/GaN Schottky Barrier Diodes and MIS Capacitors," *Small*, vol. 900, p. 2, 2014.
- [22] M. Charfeddine, M. Gassoumi, H. Mosbahi, C. Gaquière, M. A. Zaidi et H. Maaref, "Electrical Characterization of Traps in AlGaN/GaN FAT-HEMT's on Silicon Substrate by C-V and DLTS Measurements," *J. Mod. Phys.*, vol. 2011, Oct. 2011.
- [23] Z.-Q. Fang, D. C. Look, D. H. Kim et I. Adesida, "Traps in AlGaN/ GaN/ SiC heterostructures studied by deep level transient spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 87, no. 18, p. 182115, 2005.
- [24] E. H. Nicollian, J. R. Brews et E. H. Nicollian, *MOS (metal oxide semiconductor) physics and technology*, vol. 1987. Wiley New York et al., 1982.

- [25] J. Koomen, "Investigation of the MOST channel conductance in weak inversion," *Solid-State Electron.*, vol. 16, no. 7, pp. 801–810, 1973.
- [26] K. J. Yang et C. Hu, "MOS capacitance measurements for high-leakage thin dielectrics," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, no. 7, pp. 1500–1501, 1999.
- [27] J. Maserjian, G. Petersson et C. Svensson, "Saturation capacitance of thin oxide MOS structures and the effective surface density of states of silicon," *Solid-State Electron.*, vol. 17, no. 4, pp. 335–339, Apr. 1974.
- [28] G. Ghibaudo, S. Bruyere, T. Devoivre, B. DeSalvo et E. Vincent, "Improved method for the oxide thickness extraction in MOS structures with ultrathin gate dielectrics," *IEEE Trans. Semicond. Manuf.*, vol. 13, no. 2, pp. 152–158, May 2000.
- [29] "Wiley: Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe - Michael E. Levinshtein, Sergey L. Rumyantsev, Michael S. Shur." [Online]. Available: <http://www.wiley.com/WileyCDA/WileyTitle/productCd-0471358274.html>. [Accessed: 17-May-2017].
- [30] T. J. Tredwell et C. R. Viswanathan, "Determination of interface-state parameters in a MOS capacitor by DLTS," *Solid-State Electron.*, vol. 23, no. 11, pp. 1171–1178, Nov. 1980.
- [31] X. Garros, "Caractérisation et modélisation de l'oxyde d'hafnium comme alternative à la silice pour les futures technologies CMOS submicroniques," thèse, Aix-Marseille 1, 2004.
- [32] X. Garros, C. Leroux et J.-L. Autran, "An Efficient Model for Accurate Capacitance-Voltage Characterization of High-k Gate Dielectrics Using a Mercury Probe," *Electrochem. Solid-State Lett.*, vol. 5, no. 3, pp. F4–F6, Mar. 2002.

Chapitre 3 : Caractérisation électrique du 2DEG par split-CV

1 Introduction

Après avoir étudié et analysé le dopage résiduel dans la couche GaN active, nous allons désormais nous focaliser sur l'interface supérieure de cette couche où réside le canal de conduction du MOS-HEMT. Dans le cas des transistors MOS-HEMT, ce canal est un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG). Sa caractérisation électrique constitue un défi considérable à cause de multiples phénomènes parasites [1]–[4]. Nous allons les mettre en évidence en montrant leurs influences sur les caractéristiques $I_d(V_g)$ et $C_{GC}(V_g)$.

Nous cherchons à extraire plus précisément la mobilité effective du 2DEG (μ_{eff}) avec la technique classique du split-CV [5], technique très peu utilisée dans la filière GaN en raison de la complexité qu'elle apporte au niveau expérimental des caractéristiques. Dans le but d'obtenir des données fiables, nous proposons un protocole expérimental précis nous permettant de nous affranchir des effets parasites relatifs à la technologie MOS-HEMT à base de GaN.

Une fois le protocole expérimental établi, nous étudierons la mobilité effective du 2DEG pour des températures allant de 25 à 250 °C pour différentes variantes technologiques du process de grille. L'analyse en température des propriétés du transport électronique des MOS-HEMT est nécessaire pour identifier les phénomènes de collisions qui limitent le transport du 2DEG dans les conditions de fonctionnement des dispositifs à base de GaN que l'on destine aux applications de puissance [6]. Par ailleurs, l'influence des procédés de fabrication de la brique grille sur les valeurs de μ_{2DEG} va être analysée, elle sera comparée à celle observée sur les zones d'accès des transistors.

Ce chapitre présente surtout une analyse expérimentale. On cherche à sensibiliser aux difficultés de la caractérisation en identifiant les phénomènes qui peuvent rendre les

mesures électriques imprécises voire erronées. Le protocole que nous proposons ici nous permet de réduire et de prévenir l'impact des effets parasites sur la qualité des caractéristiques $I_d(V_g)$ et $C_{GC}(V_g)$.

2 Quelques difficultés rencontrées en caractérisation électrique du 2DEG

2.1 Présentation des dispositifs caractérisés électriquement

2.1.1 Extraction de la mobilité effective avec la technique split-CV

Il s'agit de la technique d'extraction de la mobilité effective qui est la plus utilisée encore aujourd'hui pour les transistors longs et larges à base de Silicium. Les articles de référence de cette technique sont [7] et [8]. Elle a été améliorée pour les transistors avec effets de canaux courts [9]. Elle consiste en des mesures capacitatives couplées à une mesure de courant traversant le canal de conduction. Cette méthode est valide sous l'hypothèse d'un transport purement de dérive (drift). De plus, la distribution du potentiel doit rester également uniforme tout au long du canal. Sous ces conditions, la mobilité effective du 2DEG est définie simplement par :

$$\mu_{\text{eff}}(V_g) = \frac{1}{q \cdot R_{2\text{DEG}}(V_g) \cdot N_{2\text{DEG}}(V_g)} \quad \text{Équation 1}$$

Où q est la charge élémentaire de l'électron, $R_{2\text{DEG}}$ la résistance par carré du 2DEG et $N_{2\text{DEG}}$ est sa concentration.

Dans le but d'extraire $\mu_{2\text{DEG}}(V_g)$, il est donc obligatoire de déterminer précisément les valeurs de $R_{2\text{DEG}}$ et de $N_{2\text{DEG}}$ pour tout V_g . La concentration du 2DEG est obtenue directement par intégration de la caractéristique $C_{GC}(V_g)$, ce qui veut dire que la fiabilité de la caractéristique $N_{2\text{DEG}}(V_g)$ est nécessairement liée à celle de $C_{GC}(V_g)$. Elle est donnée par l'équation 2 :

$$N_{2\text{DEG}}(V_g) = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{V_g} C_{GC}(V) dV \quad \text{Équation 2}$$

La caractéristique $R_{2DEG}(V_g)$ quant à elle, est obtenue à partir de la mesure de la caractéristique de transfert $I_d(V_g)$ à très faible tension de drain $V_{ds}=50$ mV (régime linéaire) afin de garantir l'uniformité du potentiel dans le canal.

2.1.2 Description de la structure de test

La structure de test que nous avons choisie pour cette étude est la barre de Hall. La figure 1.a illustre une vue en coupe de l'empilement MOS-HEMT qui a été caractérisé alors que la figure 1.b présente l'architecture de cette structure.

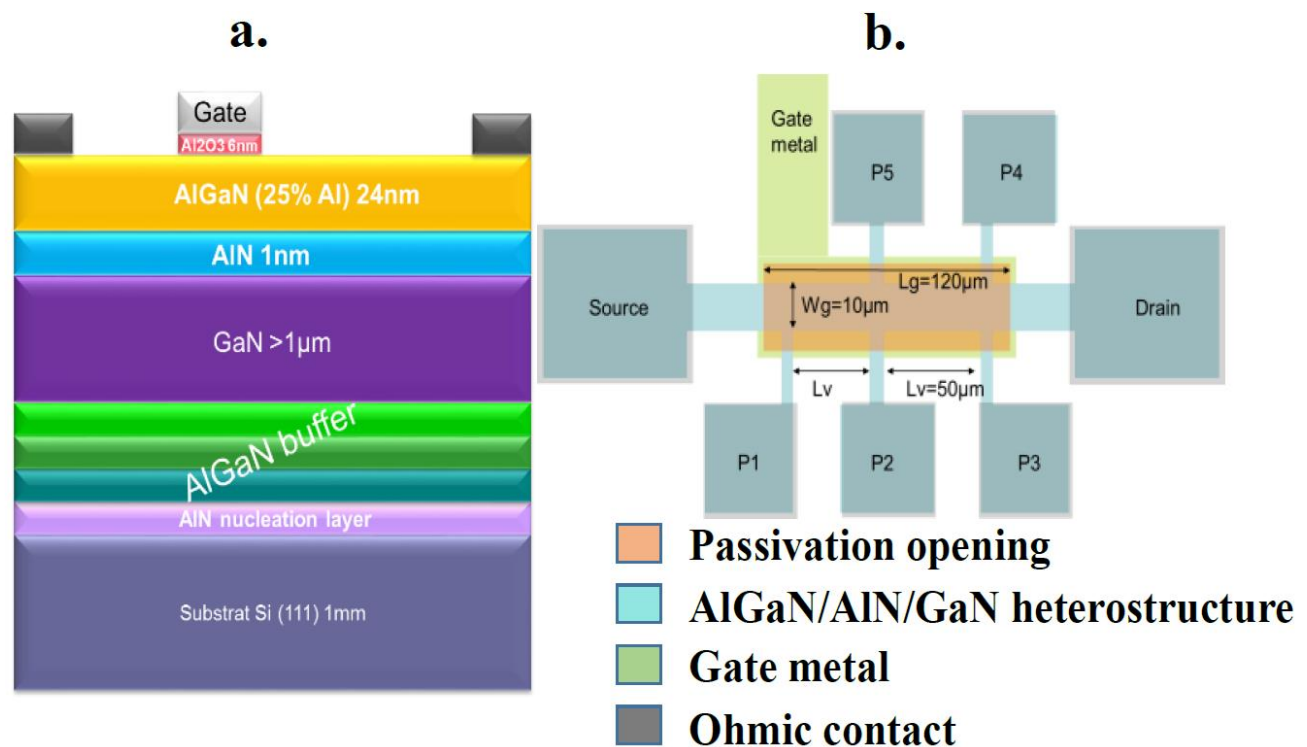


Figure 1 : a : vue en coupe d'un empilement MOS-HEMT classique $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/AlN/GaN$. b : Schéma de la barre de Hall avec grille possédant les dimensions $L_g \times W_g = 120\mu\text{m} \times 10\mu\text{m}$.

La structure que nous testons a l'avantage de posséder une grille longue ($L_g=120\mu\text{m}$) ce qui nous permet de nous affranchir des effets de canaux courts [10]. De plus, la barre de Hall est un transistor spécifique ayant des prises de tensions au bord de canal (contacts ohmiques) : $P_i \in \{1,2..5\}$ espacés ici de $50\mu\text{m}$ l'un de l'autre (figure 1.b). Grâce à une mesure de type 4 pointes [11], il est possible de mesurer directement la résistance du canal.

2.1.3 Dispositifs étudiés

Le tableau 1 regroupe l'ensemble des échantillons que nous avons testés en suivant un protocole de mesure qu'on va présenter dans les paragraphes qui suivent. Nous avons cherché à obtenir des caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ fiables pour des températures allant de 25 à 250 °C. Les 8 plaques caractérisées se répartissent selon 3 groupes. Elles visent l'étude de trois paramètres de process différents en suivant leur influence sur $\mu_{2\text{DEG}}$. Nous étudions en particulier l'influence sur les propriétés de transport du 2DEG de l'épaisseur de la barrière AlGaN (plaques A, B et C), du procédé de gravure de la couche de passivation Si_3N_4 (D, E et F) et enfin du type d'architecture de la grille (Normally-On (G) / Off (H)). Le tableau suivant illustre les paramètres technologiques des différentes plaques étudiées.

nom du Split	Nom de la plaque	Epaisseur de Al_2O_3 (nm)	Epaisseur de AlGaN (nm)	Epaisseur de AlN (nm)	Epaisseur de GaN (μm)	type de gravure de Si_3N_4	type du MOS-HEMT
Epaisseur de la couche barrière AlGaN	A	20	24	1	1	ICP	Normally-On
	B	20	17	1	1	ICP	Normally-On
	C	20	10	1	1	ICP	Normally-On
Procédé de gravure de la couche de passivation Si_3N_4 sous la grille	D	6	24	1	1	ICP	Normally-On
	E	6	24	1	1	RIE	Normally-On
	F	6	24	1	1	ICP+ sur-gravure chlorée de 10nm	Normally-On
MOS-HEMT Normally-On VS Normally-Off	G	30	14 (recess partiel de 10 nm de la barrière AlGaN)	1	2	ICP	Normally-On
	H	30	0 (recess total + gravure de 10nm de la couche GaN)	1	2	ICP	Normally-Off

Tableau 1 : Description des splits étudiés

2.2 Caractéristiques $I_d(V_g)$ et $R_{\text{sh}}(V_g)$ d'un empilement MOS-HEMT

Pour garantir la fiabilité des caractéristiques $\mu_{2\text{DEG}}(V_g)$, nous devons d'abord déterminer les intervalles de validité de chacune des caractéristiques $R_{2\text{DEG}}(V_g)$ et $N_{2\text{DEG}}(V_g)$. Dans ce paragraphe, nous allons montrer comment on mesure $R_{2\text{DEG}}(V_g)$ et à partir de quelle valeur de tension V_g celle-ci est valable.

Considérant le schéma de la figure 1.b et en utilisant les contacts source drain et grille pour polariser le MOS-HEMT et les contacts P₁ et P₂ pour remonter à la résistance du canal. R_{2DEG} est calculé via l'équation suivante :

$$R_{2DEG}(V_g) = \frac{W_g}{L_v} \frac{|V_{P1}(V_g) - V_{P2}(V_g)|}{I_d(V_g)} \quad \text{Équation 3}$$

Où W_g est la largeur de l'ouverture de grille, I_d est le courant qui passe entre le drain et la source et V_{P1} et V_{P2} sont les tensions mesurées aux bornes des contacts ohmiques P1 et P2 par rapport à la source qui est mise à la masse. L_v comme reporté dans la figure 1.b est la distance entre les deux prises de contacts ohmiques (L_v=50 μm). Il est à noter que nous avons imposé une tension constante de 50 mV sur le drain pour garantir une uniformité du potentiel au sein du canal alors que nous avons appliqué une tension V_g statique que nous faisons varier afin d'obtenir la caractéristique I_d(V_g).

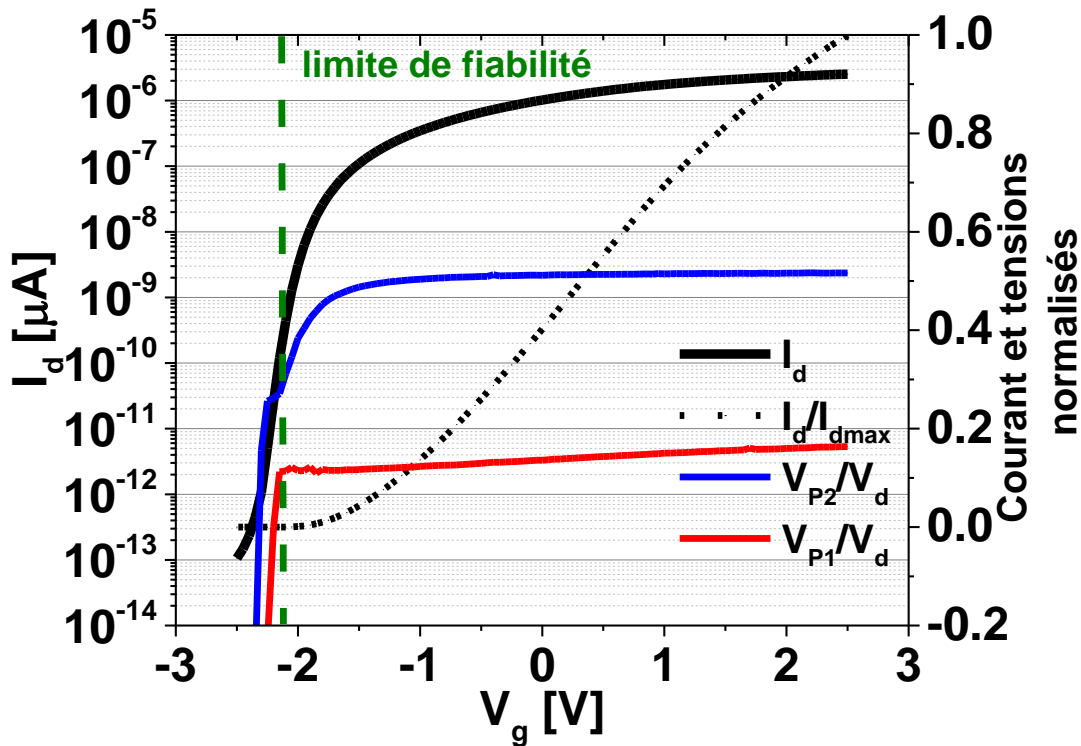


Figure 2 : Dans le 1^{er} axe des Y, nous reportons la caractéristique I_d(V_g) réalisée sur la barre de Hall avec grille de l'échantillon C à 25 °C. Elle est représentée avec une échelle logarithmique. Dans le second axe des Y, les caractéristiques I_d(V_g)/I_{dmax}, V_{P1}(V_g)/V_d et V_{P2}(V_g)/V_d sont obtenues sur le même dispositif de la plaque C. Nous montrons également en vert la limite de validité des courbes V_{P1}(V_g) et V_{P2}(V_g).

Pour étudier la qualité de la caractéristique $R_{2\text{DEG}}(V_g)$, nous sommes obligés d'analyser les mesures des trois caractéristiques $I_d(V_g)$, $V_{P1}(V_g)$ et $V_{P2}(V_g)$ (équation 3). La figure 2 présente les mesures obtenues sur la plaque C à 25 °C (le choix de la plaque C est arbitraire, nous pouvons choisir n'importe quelle autre plaque d'étude). Nous n'avons pas observé d'anomalie concernant la courbe $I_d(V_g)$. Elle est représentée dans la figure 2 en échelle linéaire et logarithmique montrant que les mesures du courant de drain sont valables sur une large gamme de courant (sept décades).

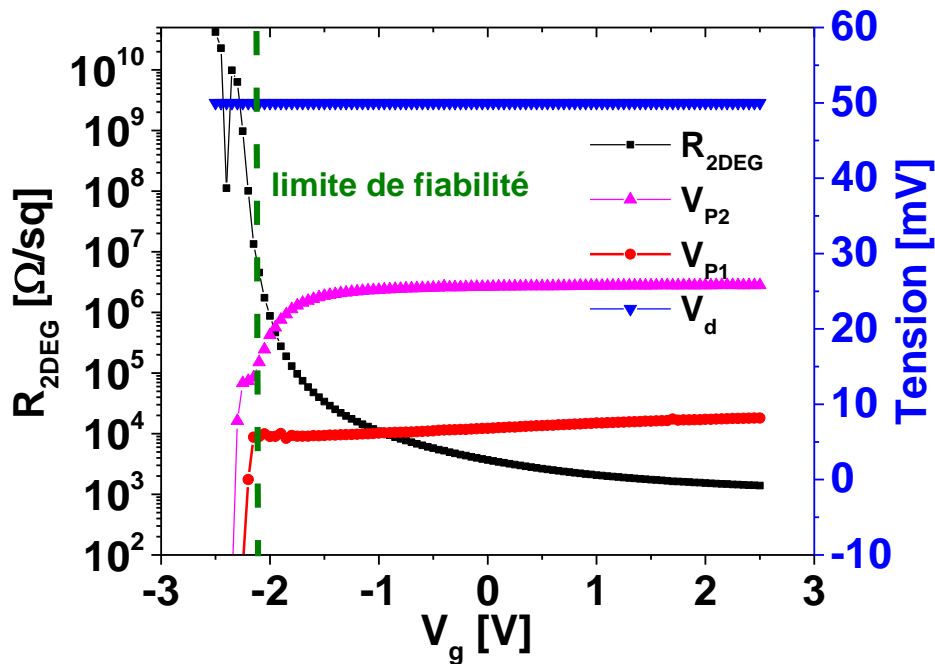


Figure 3 : Dans le 1^{er} axe des Y, nous reportons la caractéristique $R_{2\text{DEG}}(V_g)$ réalisée sur la barre de Hall avec grille de l'échantillon C à 25 °C. Elle est représentée avec une échelle logarithmique. Dans le second axe des Y, les caractéristiques $V_d(V_g)$, $V_{P1}(V_g)$ et $V_{P2}(V_g)$ sont obtenues sur le même dispositif de la plaque C. Nous montrons également en vert la limite de validité des courbes $V_{P1}(V_g)$ et $V_{P2}(V_g)$.

Quand on rejoint le régime de désertion ($V_g \approx -2$ V), les évolutions des caractéristiques $V_{P1}(V_g)$ et $V_{P2}(V_g)$ montrent les problèmes rencontrés et la difficulté à obtenir alors une mesure fiable de $R_{2\text{DEG}}(V_g)$. Tout d'abord, on s'attend à ce que V_{P2} soit égale à $V_D/2$ mais dès $-1,5$ V, cette valeur diminue montrant que la chute de tension au long du canal n'est alors plus linéaire. La seconde moitié du canal devient plus résistive car plus déplétée en porteurs. D'autre part, vers $V_g \approx -2$ Volts, on obtient d'abord sur V_{P1} puis sur V_{P2} des valeurs négatives. Ceci veut dire que les prises de tension ne sont plus opérationnelles du fait de la déplétion de

leur canal. On a tracé en vert la limite de validité de la mesure. La même analyse peut être faite pour tous les dispositifs.

2.3 Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ d'un empilement MOS-HEMT

2.3.1 Exemple de caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ sur technologies Normally-On et Normally-Off

La figure 4.a illustre les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ obtenues sur les plaques G et H possédant respectivement une architecture de grille Normally-On et Normally-Off. La mesure a été réalisée sur une structure Van Der Pauw avec grille (le schéma de la structure de test est inséré dans la figure 4.a).

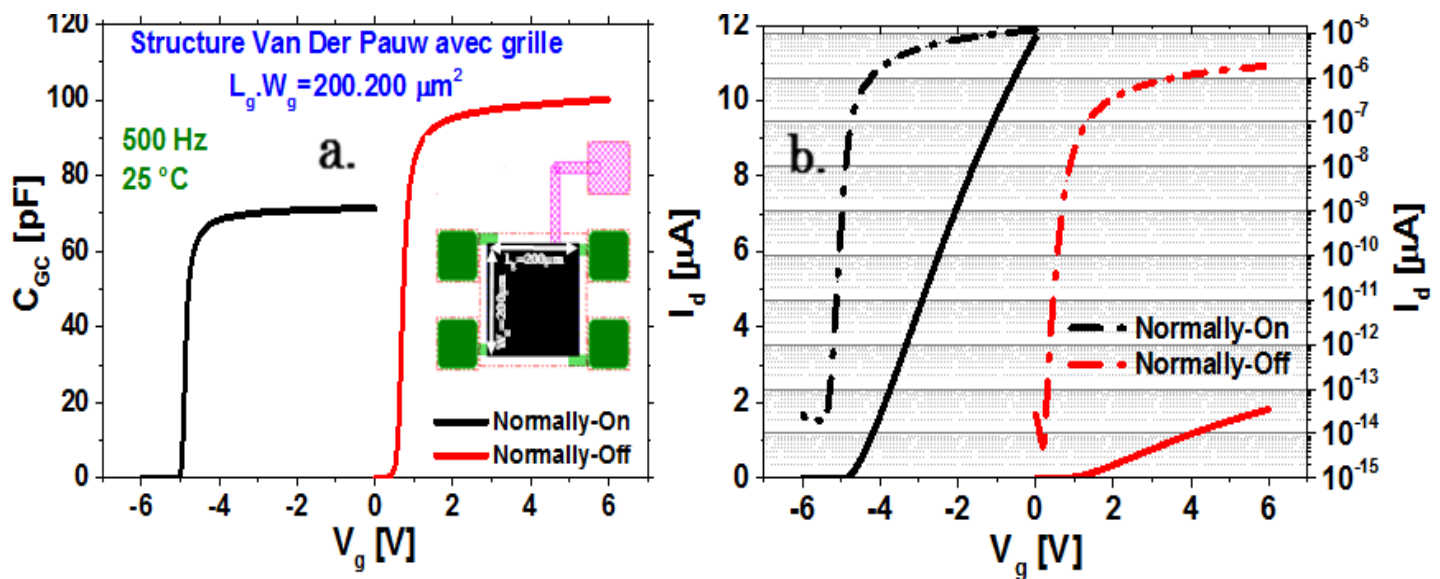


Figure 4 : a) Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ pour un empilement MOS-HEMT Normally-On / Off (plaque G et H) réalisé sur la structure de test Van Der Pauw avec grille $L_g \times W_g = 200 \mu m \times 200 \mu m$ b) : Caractéristiques $I_d(V_g)$ pour un empilement MOS-HEMT Normally-On / Off réalisé sur la même structure de test Van Der Pauw avec grille $L_g \times W_g = 200 \mu m \times 200 \mu m$.

Les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ sont obtenues en utilisant une fréquence de 500 Hz pour des raisons que nous allons expliquer par la suite. La valeur de la capacité effective de l'oxyde C_{ox} de l'empilement Normally-On est inférieure à celle observée pour la technologie Normally-Off. Ceci s'explique par le fait qu'on a gravé les couches AlGaIn et AlN dans le cas du Normally-Off et la différence ΔC_{ox} observée entre les deux mesures permet de remonter d'une façon précise à l'épaisseur gravée que nous estimons dans ce cas égale à 14,2 nm. La

tension de seuil quant à elle, est bien négative ≈ -5 V pour le MOS-HEMT Normally-On et positive $\approx 0,5$ V pour le Normally-Off.

La figure 4.b montre l'évolution des courants de drain avec la tension V_g appliquée sur la grille et mesurés sur les plaques G et H, obtenus sur les mêmes dispositifs caractérisés en C-V. Nous observons que nous retrouvons les mêmes tensions de seuil que celles observées via la mesure C_{GC} (figure 4.a). Par ailleurs, le courant du drain maximal mesuré pour l'empilement Normally-Off (sur une excursion de $(V_g - V_{th})$ de 6V) n'est que 15% du courant maximal obtenu pour l'empilement Normally-On sur la même plage de tension. Comme on s'attend, du fait de la capacité plus grande (figure 4.a), à plus de porteurs dans le canal, c'est donc que la mobilité est nettement plus faible.

2.3.2 Dépendance des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ avec la fréquence

Sur les nombreuses caractérisations C-V réalisées pendant cette thèse, nous avons observé une forte dépendance des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ avec la fréquence. D'après la littérature, ce phénomène physique est couramment associé à la présence abondante de pièges dans la couche GaN active et dans l'interface $Al_2O_3/AlGaN$ [12]. Cependant, nous proposons d'associer cette dépendance avec la fréquence plutôt à un effet de géométrie du MOS-HEMT testé. Pour distinguer l'influence des pièges des effets géométriques, nous avons caractérisé 4 structures de tests à 25 °C avec des longueurs de grille différentes. Les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ sont mesurées sur la plaque D avec des fréquences allant de basses fréquences (autour du kHz) aux hautes fréquences (1 MHz) (figure 5).

La figure 5.a décrit pour la structure barre de Hall possédant une longueur de grille de $L_g = 120 \mu m$, la dépendance de la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ vis-à-vis de la fréquence. Les trois autres capacités testées ont la forme d'une capacité MOS rectangulaire avec des dimensions d'ouverture de grille différentes. Les figures 5.b, 5.c et 5.d représentent les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ pour des dimensions $L_g \times W_g = 50 \mu m \times 100 \mu m$, $L_g \times W_g = 200 \mu m \times 350 \mu m$ et $L_g \times W_g = 1000 \mu m \times 350 \mu m$ respectivement.

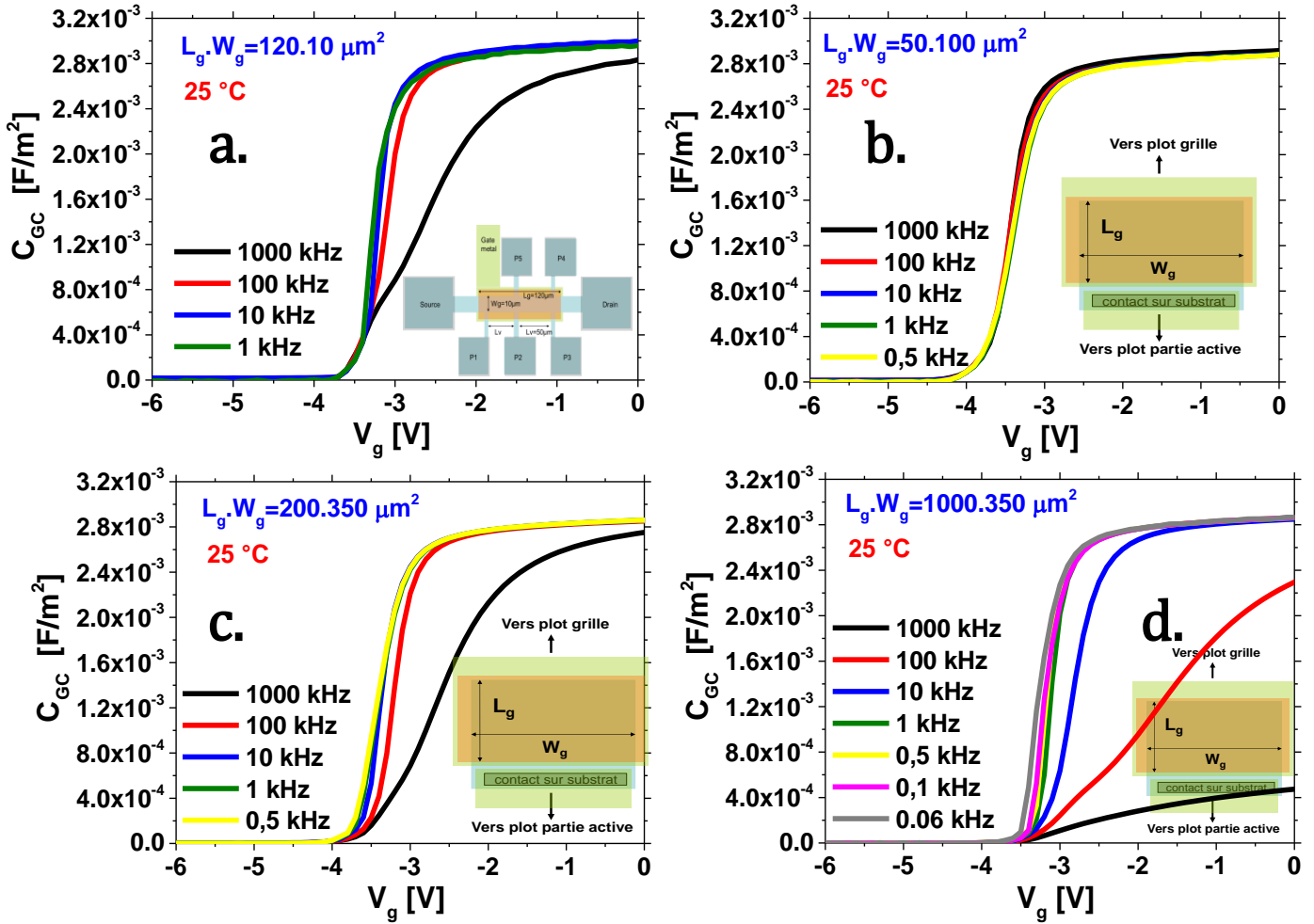


Figure 5 : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ normalisées par l'aire de l'ouverture de la grille réalisées à 25°C pour différentes fréquences sur 4 structures de test qui ont des longueurs de grille différentes de la plaque D. a : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ de la barre de Hall $L_g \times W_g = 120 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$. b : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ d'une capacité MOS rectangulaire $L_g \times W_g = 50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. c : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ d'une capacité MOS rectangulaire $L_g \times W_g = 200 \mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$. d : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ d'une capacité MOS rectangulaire $L_g \times W_g = 1000 \mu\text{m} \times 350 \mu\text{m}$

Quelles que soient les structures caractérisées, les figures 5a, 5.b, 5.c et 5.d montrent que les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ ne se stabilisent qu'en basses fréquences. Néanmoins, la fréquence de stabilisation diffère selon la longueur d'ouverture de grille. En fait, plus L_g est petite, plus la fréquence à laquelle se stabilise la caractéristique est élevée. Pour la capacité MOS rectangulaire ayant une $L_g = 50 \mu\text{m}$ (figure 5.b), la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ est la même pour toutes les fréquences allant de 500 Hz à 1 MHz. A l'inverse, quand $L_g = 1000 \mu\text{m}$ (figure 5.d), la stabilisation de la caractéristique commence à partir des fréquences strictement

inférieure à 100 Hz. Théoriquement, le temps de formation du canal τ_f varie selon l'équation 4 [13,14] :

$$\tau_f = \frac{L_g^2}{4 \cdot D_n} \quad \text{Équation 4}$$

Où D_n est le coefficient de diffusion d'électrons dans le GaN.

Le temps de formation du canal augmente donc quand L_g est plus grand. Ainsi, une fréquence de mesure suffisamment rapide rend la mesure C-V incorrecte comme l'illustre la figure 5. Il est à noter que le phénomène de dépolarisation du canal par le courant capacitif peut aussi expliquer l'allure des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ quand la fréquence augmente.

Ces mesures sont effectuées sur des structures possédant le même empilement MOS-HEMT avec des longueurs de grille distinctes. La dépendance des courbes $C_{GC}(V_g)$ avec la fréquence ne peut être exclusivement justifiée par un effet de pièges comme le rapporte la littérature [12]. Par ailleurs, l'enseignement principal tiré de cette expérience et qui va nous aider à établir notre protocole expérimental est que le choix de la fréquence à laquelle nous devons réaliser la mesure C-V n'est pas arbitraire. Une fréquence suffisamment basse est fortement recommandée. Dans le cas des structures qui nous intéressent, nous allons fixer une fréquence de 1 kHz pour la barre de Hall et 500 Hz pour la structure Van Der Pauw avec grille.

Sur un dispositif Normally-On, nous venons de voir l'influence de la fréquence sur l'évolution des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ pour des tensions de grille négatives, que se passe-t-il donc dans le cas où la mesure est effectuée pour des valeurs de V_g positives ?

Pour répondre à cette question, nous avons choisi parmi les structures testées précédemment celle qui varie le moins en fréquence. La structure capacité MOS rectangulaire de dimensions $L_g \times W_g = 50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ répond à ce besoin (figure 5.b). On a reporté sur la figure 6 les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ de cette structure, testées sur la plaque D pour des fréquences variant de 60 Hz à 1 MHz et des tensions de grille de -6 à 4 V.

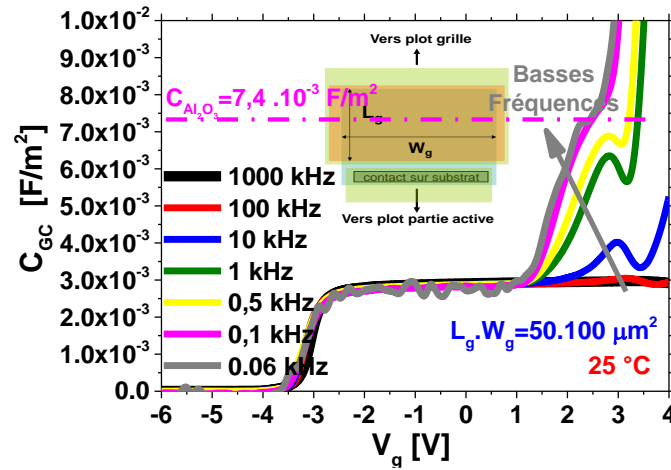


Figure 6 Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ réalisées sur une capacité MOS rectangulaire de la plaque D. Sa grille possède les dimensions $L_g \times W_g = 50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Cette caractéristique est donnée pour des tensions de grille positives.

De $V_g = -6$ à 1 V, nous retrouvons le résultat vu précédemment. Cependant, dès que la tension de grille dépasse 1 V, nous observons une dispersion des valeurs de la capacité mesurées en fonction de la fréquence. Les $C_{GC}(V_g > 1\text{V})$ se stabilisent pour des fréquences inférieures ou égales à 100 Hz comme le montre la figure 6 (courbes grise et rose). Inversement, les hautes fréquences supérieures ou égales à 100 kHz génèrent une sous-estimation des valeurs de la capacité de l'isolant $C_{Al_2O_3}$ (trait discontinu rose en figure 6). La valeur de $C_{Al_2O_3}$ est en fait relative à une épaisseur d' Al_2O_3 de 6 nm (plaque D, tableau 1). La ligne discontinu rose de la figure 6 correspond en effet à un début d'un 2^{ème} plateau de capacité, associé à l'isolant Al_2O_3 $C_{Al_2O_3}$ que nous n'avons pas pu obtenir expérimentalement. En revanche, en simulation, nous sommes en mesure de retrouver ce 2^{ème} plateau.

Il est important de noter que selon certains auteurs [1], [12] et [15], la dispersion des mesures de la capacité avec la fréquence lorsque V_g est supérieur à 1 V, est probablement due à des phénomènes de capture et d'émission d'électrons dans des états d'interface ($Al_2O_3/AlGaN$). Cependant, d'après ce qu'on vient de montrer à travers la figure 5 et l'équation 4, l'influence de la fréquence sur la mesure des capacités correspond plutôt à un effet géométrique indépendant de l'action des pièges.

Y. Hori et al. [1] et M. Miczek [15] proposent une simulation C-V de la caractéristique $C_{GC}(V_g)$, basée sur un modèle classique obtenue grâce à un solveur d'équation de Poisson. La

figure 7.a montre le résultat de cette simulation. En trait noir, nous observons la caractéristique idéale $C_{GC}(V_g)$ d'une structure MOS non impactée par les phénomènes d'émission et de capture d'électrons dans les états d'interface ($\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$). Selon Y. Hori [1] et M. Miczek [15], cette courbe peut être retrouvée expérimentalement en imposant des fréquences suffisamment rapides pour que l'émission et la capture des électrons par les états d'interface ne puissent pas suivre les fluctuations du signal AC de la mesure C-V. Pourtant, quand on effectue cette mesure à 1 MHz, la fréquence maximale qu'on peut appliquer (limite de l'appareil de mesure), on n'obtient pas le 2^{ème} plateau $C_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ mais une capacité identique à celle retrouvée pour V_g égal à 0 V. Ceci peut être expliqué, comme précédemment par un canal long (temps de formation de canal lent, phénomène de dépolarisation du canal). Précisons encore que nous n'avons pas pu obtenir ce second plateau relatif à l'oxyde Al_2O_3 dans cette thèse (malgré de multiples tentatives). Nous laisserons cette question en perspective pour un prochain travail.

Pour les tensions de grille supérieures ou égales à 3 V, les valeurs des capacités mesurées sont excessivement élevées. Elles sont manifestement aberrantes et ne reflètent aucune réalité physique. Nous soupçonnons que les courants de fuite générés au sein de la grille, devenant trop importants pour ces tensions ($V_g > 3$ V), sont à l'origine de cette augmentation brutale.

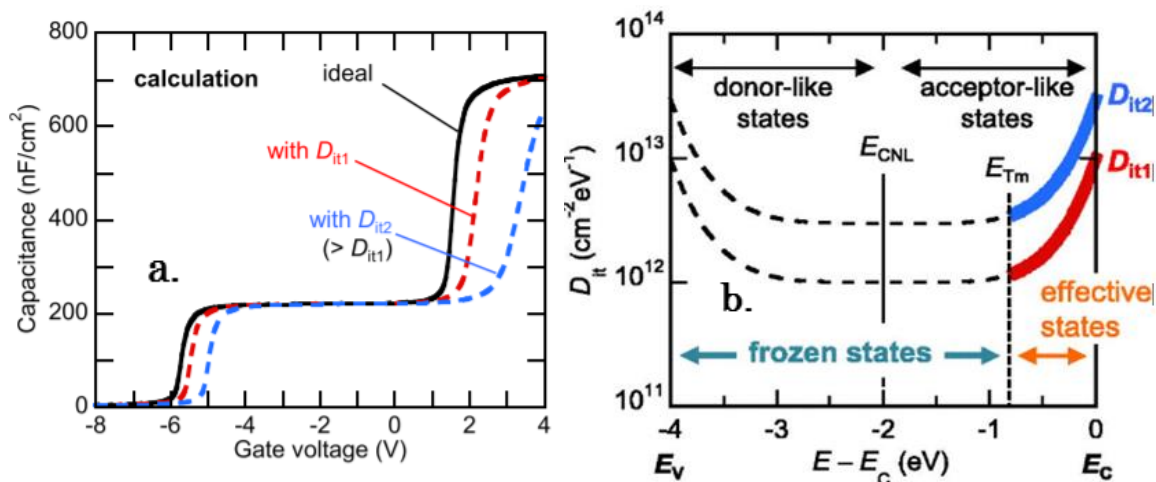


Figure 7 a : Caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ simulée pour un empilement MOS-HEMT. Sa grille possède les dimensions $L_g \times W_g = 3 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. b : Les distributions des densités d'interfaces supposées pour cette simulation. L'épaisseur de l' Al_2O_3 est 10 nm [1]

Il est important de noter que pour notre objectif principal, qui est l'établissement d'un protocole expérimental visant la caractérisation de la mobilité effective du 2DEG, nous allons nous restreindre pour les dispositifs Normally-On à des tensions de grille inférieures ou égales à 0 V. L'étude présentée ci-dessus décrivant la dispersion des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ avec la fréquence pour des V_g positives est proposée uniquement dans le but de comprendre l'influence de l'application d'une polarisation sur la grille sur l'évolution des dispositifs MOS-HEMT et ne sera pas utile pour obtenir les mobilités effectives du 2DEG.

2.3.3 Dépendance des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ avec la température

Le but de ce paragraphe est de mettre en exergue l'influence de la température sur les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$. Dans ce contexte, nous avons réalisé des mesures C-V pour des températures allant de 25 à 250 °C sur une capacité MOS rectangulaire ($L_g \times W_g = 50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$) de la plaque A. La figure 8.a rapporte l'ensemble des caractéristiques pour une même fréquence de 10 kHz. On observe un comportement original avec une augmentation de plateau de capacité maximale avec la température. Cette augmentation de C_{ox} s'accompagne d'un décalage à gauche de la tension de seuil V_{th} comme le montre la figure 8.a. De plus, après l'enchaînement des mesures de 25 à 250 °C puis retour à 25 °C, la caractéristique $C_{GC}(V_g)$ alors mesurée, correspond à la caractéristique initiale. Ceci prouve bien que nous sommes devant un phénomène réversible. Par ailleurs, nous avons cherché à observer l'effet de la fréquence sur les caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ pour une température élevée. Ce point est clarifié par la figure 8.b. En effet, pour une température égale à 250 °C, les caractéristiques réalisées avec la fréquence la plus basse possèdent le C_{ox} le plus élevé. Contrairement à cela, à 25°C l'effet de la fréquence est inexistant.

Ces remarques relatives aux comportements des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ vis-à-vis de la température et la fréquence sont communs à tous les échantillons listés dans le tableau 1. Nous n'avons pas pu aller jusqu'au bout de l'analyse et de son explication. Notre but était tout d'abord, de mettre en évidence ce phénomène propre aux MOS-HEMT à base de GaN.

Parmi les hypothèses qui nous semblent plausibles pour bien rendre compte de ce phénomène, nous privilégions le rôle que peut jouer la formation d'un second canal à

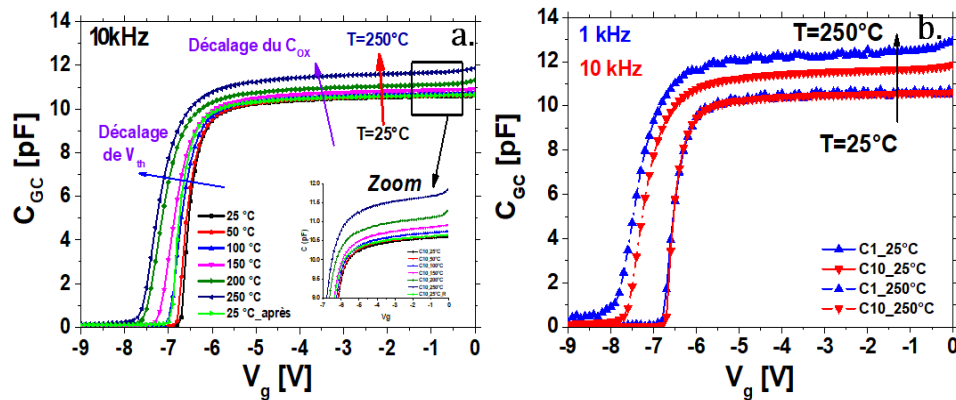


Figure 8 : Caractéristiques $C_{Gc}(V_g)$ réalisées sur une structure capacité MOS rectangulaire avec une grille possédant les dimensions $L_g \times W_g = 50 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$, a : pour différentes températures, b : pour les fréquences 1 et 10 kHz.

l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaIn}$. Un tel canal a été évoqué dans les études de Mizue [12] à l'ambiante à partir d'une certaine tension. Au chapitre 4, nous reviendrons sur la mise en évidence de ce canal, mais il semble qu'à plus haute température, il se forme dès le seuil. C'est aussi avec l'hypothèse d'un second canal qu'au chapitre 5 nous rendrons compte de la mesure de mobilité en température.

3 Caractérisation électrique de la mobilité effective du 2DEG par split-CV

3.1 Protocole de la mesure

La mesure split-CV nécessite de réaliser obligatoirement deux mesures distinctes ($C_{Gc}(V_g)$ et $I_d(V_g)$) avec deux appareils différents. Ces deux mesures traduisent toutes les deux d'une manière différente l'effet de la variation de la charge dans le canal due à une modulation de la tension de la grille. La caractéristique $C_{Gc}(V_g)$ ambitionne de remonter à la concentration et la mesure $I_d(V_g)$ à la conductance du canal. Le problème réside dans le fait que ces deux caractéristiques ne correspondent pas forcément pour une même et seule tension de grille notamment dans le régime de faible inversion, à la même quantité de charges de canal. Nous voyons ici deux raisons principales pouvant expliquer la non-validité de la mesure split-CV en faible inversion. La première est purement due à une limitation intrinsèque du capacimètre. En fait, ce dernier permet d'effectuer au mieux une C-V jusqu'à trois décades de capacité alors qu'un analyseur de semi-conducteur classique de type HP

4256 permet une mesure de courant extrêmement précise qui peut atteindre sept à huit décades de résolution sur le courant. La précision de la mesure du courant est donc préservée même en régime de faible inversion et de désertion, régime où le courant est extrêmement faible de l'ordre du femto-ampère tandis que la mesure de capacité n'est plus opérationnelle. La deuxième raison est liée aux phénomènes de piégeages inhérents dans les empilements MOS-HEMT à base de GaN. Ces mécanismes se manifestent concrètement soit par un décalage des caractéristiques comme on va le voir sur la figure 9.

Nous avons observé que les caractéristiques C-V se stabilisent après avoir été tracées un certain nombre de fois. La figure 9 présente une caractéristique C-V réalisée cinq fois de suite sur une barre de Hall de la plaque A à 25°C. La figure insérée dans la figure 9 est un agrandissement de celle-ci dans l'intervalle de tension de -5,8 à -6,5 V montrant que la caractéristique subit un décalage à gauche et celui-ci se réduit à partir de la troisième répétition.

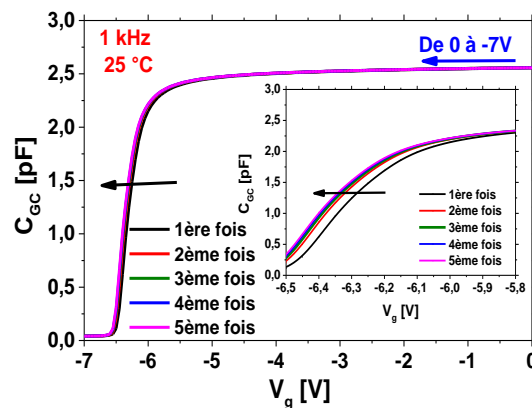


Figure 9 : Caractéristiques $C_{gg}(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall de la plaque A. Sa grille possède les dimensions $L_g \times W_g = 120 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$. Cette caractéristique est répétée 5 fois. La figure insérée est un agrandissement de ces 5 caractéristiques dans l'intervalle de tension de -5,8 à -6,5 V.

En revanche, nous avons constaté que la caractéristique $I_d(V_g)$ (ou $R_{2\text{DEG}}(V_g)$) est moins impactée par le piégeage que la $C_{gg}(V_g)$ notamment pour des dispositifs Normally-On comme l'indique la figure 10.a. En fait, cette dernière présente des caractéristiques $R_{2\text{DEG}}(V_g)$ (inversement proportionnelle à $I_d(V_g)$, comme le montre l'équation 1) réalisées sur une barre de Hall de la plaque A répétées i fois de 0 à $-i$ où $i=1\dots7$. Le but de cette expérience est d'observer l'influence d'une tension de grille négative sur l'évolution de $R_{2\text{DEG}}(V_g)$.

Par contre, dès qu'on sollicite des variations positives de la tension de grille (figure 10.b), les caractéristiques $R_{2\text{DEG}}(V_g)$ deviennent sensibles aux mécanismes de piégeage en particulier ceux à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ (ou $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{GaN}$ pour les dispositifs Normally-Off). Cette influence se manifeste par un décalage à droite comme le montre la figure 10.b.

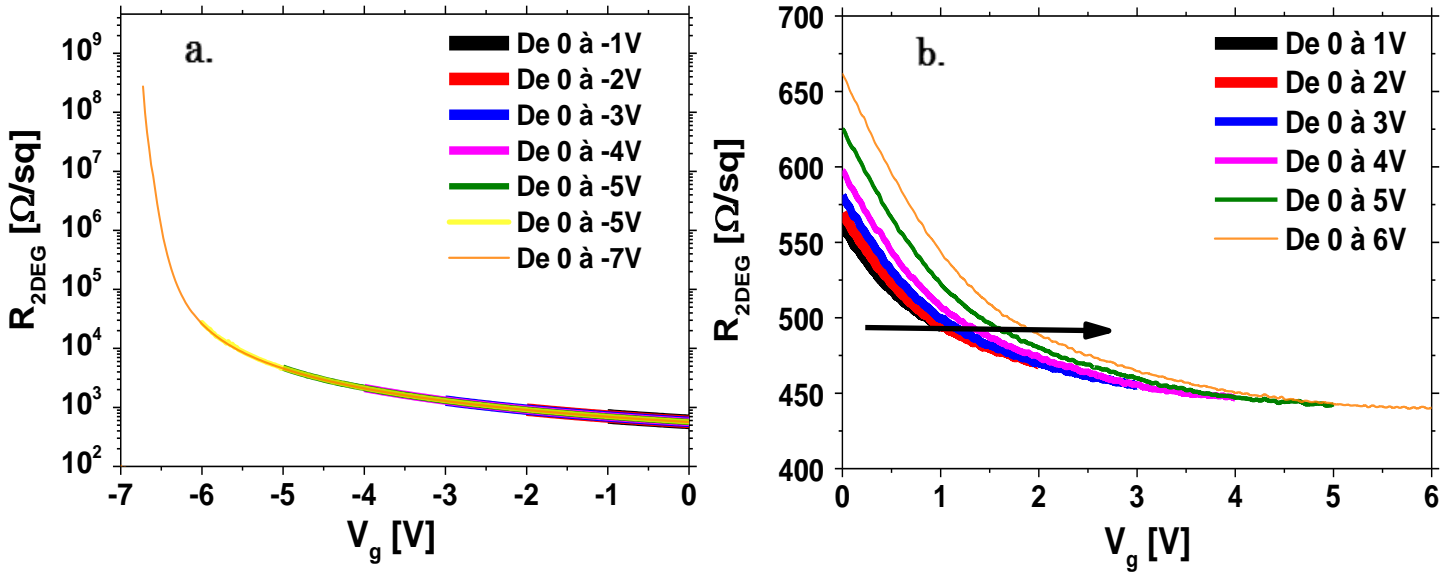


Figure 10 : Caractéristiques $R_{2\text{DEG}}(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall de la plaque A. Sa grille possède les dimensions $L_g \times W_g = 120 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$. Cette caractéristique est répétée de a) : 0 à -i où $i=1\dots7$, b) : 0 à j où $j=1\dots6$.

Toutes ces remarques nous ont conduits à élaborer un protocole expérimental nous permettant de nous affranchir au mieux des différents phénomènes parasites détériorant la qualité de notre mesure split-CV.

Pour effectuer une caractérisation fiable de la mobilité, nous commençons d'abord par effectuer une mesure C-V classique avec une fréquence suffisamment basse pour garantir la qualité de la caractéristique $C_{\text{GC}}(V_g)$ (paragraphe 2.3.2). L'excursion de la tension de grille doit être la moins large possible de peur de générer des pièges additionnels (paragraphe 2.3.3). Concernant les dispositifs Normally-On, V_g va être balayé à partir de 0 V vers une tension suffisamment négative pour observer toute la variation de la caractéristique $C_{\text{GC}}(V_g)$. D'autre part, la tension de grille va varier de 0 à 6 V dans le cas du dispositif Normally-Off (H dans le tableau 1). Nous enchaînons immédiatement par une mesure $I_d(V_g)$ tout en imposant une tension de drain de 50 mV. Ce premier cycle ($C_{\text{GC}}(V_g) + I_d(V_g)$) va être reproduit une 2^{ème}

fois suivi d'une dernière mesure C-V. Le but de cette démarche est de stabiliser la mesure capacitive comme nous venons de le voir ci-dessus dans le début de ce paragraphe. Ce protocole expérimental doit être respecté pour chaque température (25 à 250 °C). Certes, celui-ci est couteux en temps. Pour effectuer un ensemble de mesures sur un seul dispositif comme rapporté en figure 11.b, il ne faut pas moins de 4-5 heures ! En revanche, ce protocole permet d'aboutir à des caractéristiques cohérentes. La figure 11 met en exergue la valeur ajoutée de notre protocole expérimental apportée aux caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$. Cette figure présente une mesure split-CV réalisée sur un empilement MOS-HEMT de la plaque D pour des températures variant de 25 à 250 °C sans (figure 11.a) et avec (figure 11.b) notre protocole expérimental. En l'absence de celui-ci, les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ ne se suivent pas en fonction de la température. Nous obtenons même des valeurs aberrantes de mobilité à 25 et 50 °C qui restent nulles pour des concentrations de porteurs non négligeables ($\approx 2 \cdot 10^{12}$ électrons/cm²). Cependant, dans la figure 11.b, les courbes $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ s'enchainent parfaitement selon la succession des températures imposées. De plus, les valeurs de mobilité sont significatives jusqu'à des valeurs faibles de concentration de porteurs. Nous garantissons la validité de la mesure split-CV à partir d'une concentration de 2DEG au moins égale à $1 \cdot 10^{12}$ électrons/cm². La mesure à 25°C après l'exécution du cycle des températures de 25 à 250 °C (en vert clair) est parfaitement superposée sur la caractéristique initiale confirmant ainsi la validité de notre mesure.

3.2 Mobilité effective du 2DEG extraite par split-CV

3.2.1 Influence de l'épaisseur de la barrière AlGaN

Les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ pour les températures allant de 25 à 250 °C relatives à la variante technologique destinée à étudier l'influence de l'épaisseur de la barrière sur les propriétés de transport électronique du 2DEG sont représentées dans la figure 12.

Nous observons une faible décroissance des valeurs de la mobilité effective quand on passe d'une épaisseur de 24 à 17 nm et cela quelle que soit la température imposée. En revanche, pour une barrière épaisse de 10 nm une diminution drastique de la mobilité

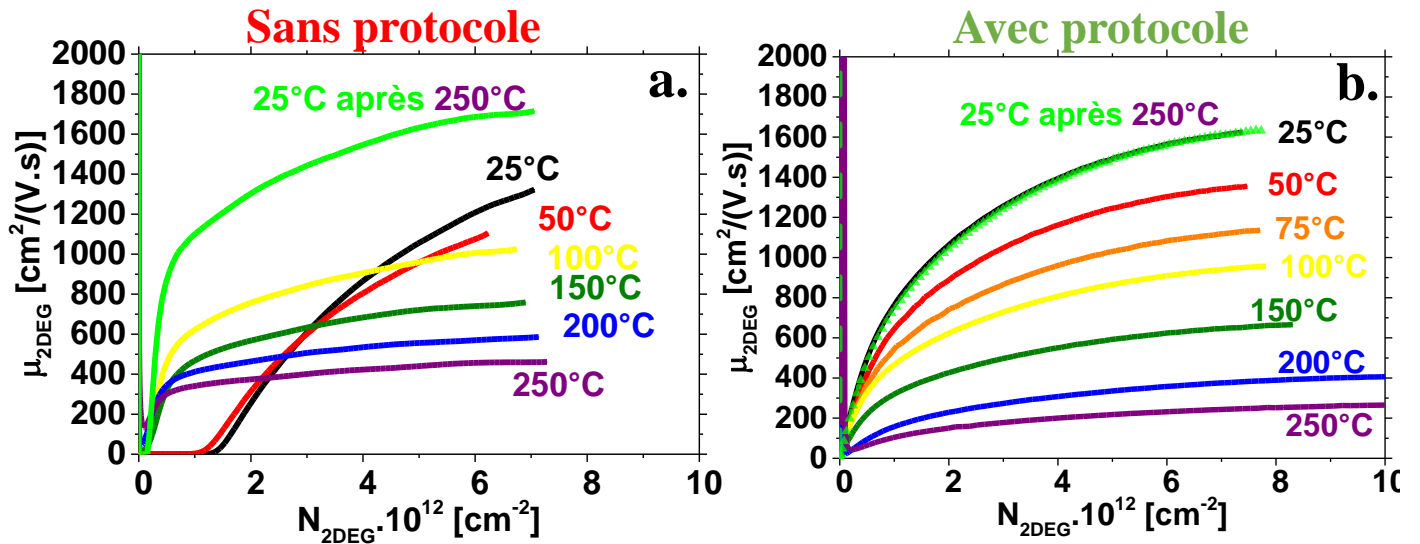


Figure 11 : Caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ réalisées sur un empilement MOS-HEMT de la plaque D pour des températures variant de 25 à 250 °C en utilisant, a : aucun protocole, b : le protocole développé dans cette thèse.

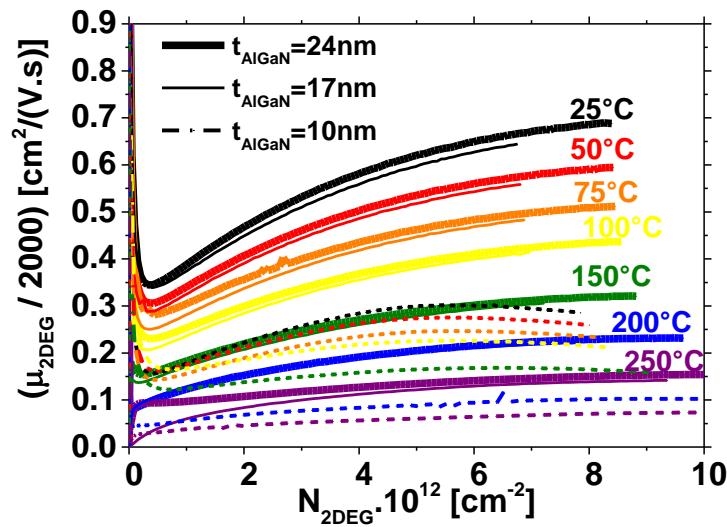


Figure 12 : Caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ pour des températures variant de 25 à 250 °C pour le lot d'étude destiné à l'analyse de l'influence de l'épaisseur de la barrière sur la mobilité effective du 2DEG.

effective du 2DEG est observée et la valeur mesurée en accumulation dans ce cas, à température ambiante, ne représente plus que 40 % de la valeur mesurée pour une barrière de 24 nm.

3.2.2 Influence de gravure de la couche de passivation Si_3N_4

Nous avons présenté et expliqué dans la section 4.2.1 du 1^{er} chapitre, les principes physiques qui sont utilisés dans les techniques de gravures ICP (*Inductive Coupled Plasma*) et RIE (*Reactive Ion Etching*) que nous utilisons souvent pour retirer la couche de passivation Si_3N_4 avant le dépôt de l'isolant Al_2O_3 . Pour comparer l'influence de ces procédés de gravure sur les propriétés de transport du 2DEG, les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ sont obtenues par split-CV pour les plaques D, E et F, pour des températures variant de 25 à 250 °C (figure 13).

A 25 °C, une sévère dégradation est observée pour l'échantillon fabriqué en utilisant

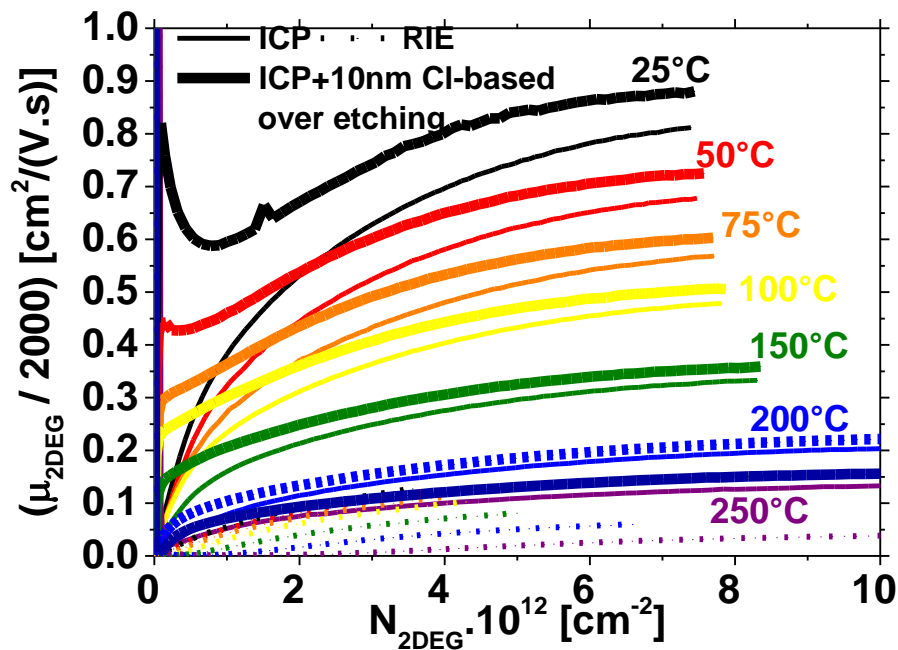


Figure 13 : Caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ pour des températures variant de 25 à 250 °C pour le lot d'étude destiné à l'analyse de l'influence du type du procédé de gravure utilisé pour graver la couche de passivation Si_3N_4 .

un procédé de gravure RIE. La mobilité effective du 2DEG chute à 200 $\text{cm}^2/(\text{V.s})$ alors que la valeur obtenue pour le dispositif ayant vu un procédé ICP suivi d'une sur-gravure chlorée (plaque F) atteint une valeur égale à 1800 $\text{cm}^2/(\text{V.s})$. Ce comportement peut être expliqué par le profil d'implantation du fluor associé à la technique de gravure RIE [16] et [17]. Plus d'analyses et d'explications seront fournies dans le chapitre 5.

3.2.3 Influence du choix de l'architecture (Normally-On / Off)

La différence de la mobilité effective du 2DEG entre les architectures Normally-On et Normally-Off est rapportée dans la figure 14. L'allure et les valeurs observées pour les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ des deux technologies sont complètement différentes, c'est pourquoi on a utilisé une échelle logarithmique.

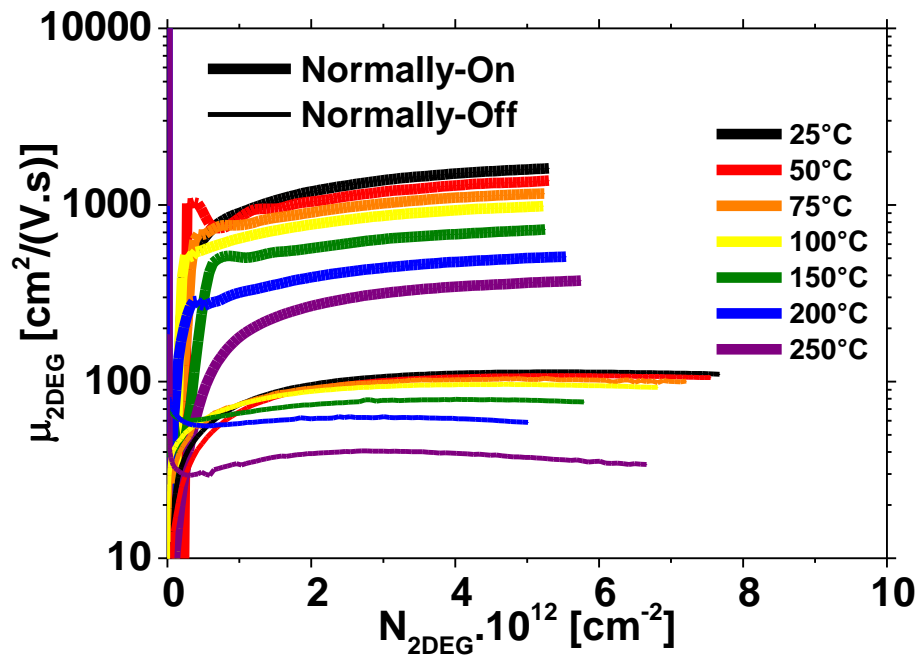


Figure 14 : Caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ pour des températures variant de 25 à 250 °C pour le lot d'étude destiné à l'analyse de l'influence du type technologie utilisée pour la bricole de grille (Normally-On / -Off).

En effet, pour le dispositif Normally-Off (dispositif H), le canal n'est plus un gaz bidimensionnel d'électrons, il n'est plus formé naturellement à une hétérojonction et nécessite une tension de grille positive pour pousser les électrons à s'accumuler sous le diélectrique de grille. La mobilité effective du 2DEG dans ce cas, est la mobilité la plus dégradée parmi tous les autres dispositifs testés (voir le tableau 1). Concernant l'empilement Normally-On (plaque G), la mobilité effective du 2DEG a une allure et des valeurs similaires aux autres échantillons Normally On.

3.2.4 Mobilité effective du 2DEG sur un dispositif sans procédé de grille

Le jeu de masque avec lequel sont conçues les plaques de test, nous permet de tester un empilement HEMT constitué du métal de grille suivi directement des couches

$\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaIn}/\text{AlN}/\text{GaN}$ (figure 15.a). Cela signifie que ce type d'empilement n'intègre pas de brique de grille et permet alors de caractériser uniquement les zones d'accès du transistor. Cela est utile pour notre étude. En effet, afin de caractériser la mobilité effective du 2DEG exonérée de l'impact du procédé de fabrication de la grille, nous réemployons notre protocole expérimental décrit dans le paragraphe 3.1 et nous l'appliquons sur une structure de test de la plaque G illustrée dans la figure 15.b.

La figure 16 présente les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ obtenues expérimentalement pour des températures variant de 25 à 250°C sur un tel dispositif. Les valeurs mesurées

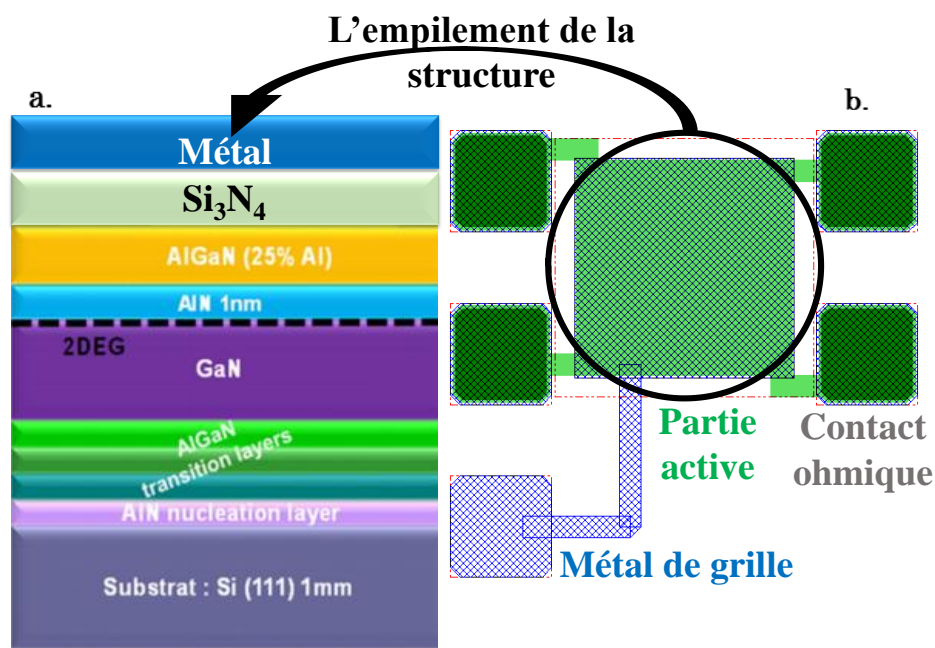


Figure 15 : Vue en coupe d'un empilement HEMT classique $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ sans grille. b : Schéma de la structure Van Der Pauw sans ouverture de grille possédant les dimensions $L \times W = 200 \mu\text{m} \times 200 \mu\text{m}$.

dépassent légèrement $2000 \text{ cm}^2 / (\text{V.s})$ à 25°C ce qui est équivalent aux valeurs théoriques de mobilité attendues pour un gaz 2D d'électrons à base d'hétérojonction AlGaIn/GaN. De plus, cette valeur est la plus élevée ce qui confirme alors que le procédé de cette dernière détermine fortement les propriétés de transport des MOS-HEMT à base de GaN.

4 Conclusion

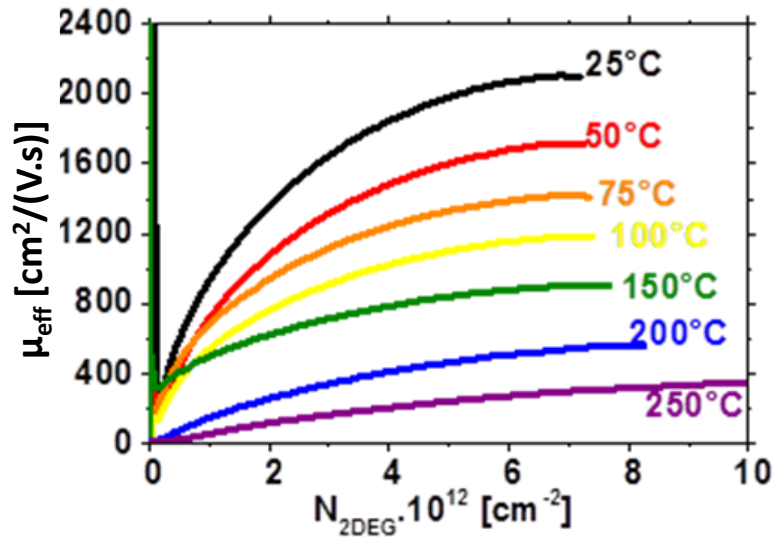


Figure 16 : Caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ pour des températures variant de 25 à 250 °C réalisées sur un dispositif sans grille de la plaque G.

Dans ce chapitre, nous avons mis en évidence plusieurs phénomènes parasites qui peuvent dégrader la qualité de la mesure split-CV. Nous avons montré l'effet de la modulation de la tension de grille sur la génération des pièges qui se manifeste sur les caractéristiques $C_{\text{GC}}(V_g)$ et $I_d(V_g)$ par un décalage à gauche quand V_g est négative et à droite quand la grille est polarisée avec une tension positive. D'autre part, nous avons vu que la caractéristique $C_{\text{GC}}(V_g)$ se révèle beaucoup plus sensible aux différents paramètres de test (fréquence, tensions et température). Nous avons proposé quelques explications à cela en nous appuyant sur la littérature.

Ces observations qualitatives nous ont conduit à élaborer un protocole expérimental précis permettant de réduire au mieux l'influence négative des différents phénomènes parasites évoqués au fil de ce chapitre. Le protocole a été appliqué sur un ensemble cohérent de huit plaques. La comparaison entre les différentes valeurs de mobilité effective du 2DEG nous confirme que le procédé de fabrication de la grille dégrade inévitablement la qualité du transport électronique du 2DEG. Dans le chapitre 5 nous allons proposer une simulation de la mobilité effective du 2DEG basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood. Cette approche nous aidera à mieux appréhender les différents phénomènes de collisions qui limitent la mobilité.

Le chapitre 4 quant à lui, va être également purement expérimental. Il est dédié à la caractérisation du 2DEG par effet Hall. Ce type d'expérience est extrêmement utile pour une mesure de la mobilité complémentaire de celle obtenue par split-CV.

5 BIBLIOGRAPHIE

- [1] Y. Hori, Z. Yatabe et T. Hashizume, « Characterization of interface states in Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N structures for improved performance of high-electron-mobility transistors », *J. Appl. Phys.*, vol. 114, n° 24, p. 244503, 2013.
- [2] H. Kim, R. M. Thompson, V. Tilak, T. R. Prunty, J. R. Shealy et L. F. Eastman, « Effects of SiN passivation and high-electric field on AlGa_N-Ga_N HFET degradation », *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 24, n° 7, p. 421-423, juill. 2003.
- [3] E. Zanoni, M. Meneghini, G. Meneghesso, D. Bisi, I. Rossetto et A. Stocco, « Reliability and failure physics of Ga_N HEMT, MIS-HEMT and p-gate HEMTs for power switching applications: Parasitic effects and degradation due to deep level effects and time-dependent breakdown phenomena », in *2015 IEEE 3rd Workshop on Wide Bandgap Power Devices and Applications (WiPDA)*, p. 75-80, 2015.
- [4] G. Meneghesso, G. Verzellesi, F. Danesin, F. Rampazzo, F. Zanoni, A. Tazzoli, M. Meneghini, E. Zanoni, « Reliability of Ga_N High-Electron-Mobility Transistors: State of the Art and Perspectives », *IEEE Trans. Device Mater. Reliab.*, vol. 8, n° 2, p. 332-343, juin 2008.
- [5] S. Mileusnic, M. Zivanov et P. Habas, *MOS transistors characterization by split C-V method*, vol. 2. 2001.
- [6] N. Zhang, V. Mehrotra, S. Chandrasekaran, B. Moran, L. Shen, U. Mishra, E. Etzkorn et D. Clarke, « Large area Ga_N HEMT power devices for power electronic applications: switching and temperature characteristics », in *Power Electronics Specialist Conference, 2003. PESC'03. 2003 IEEE 34th Annual*, vol. 1, p. 233-237, 2003.
- [7] J. Koomen, « Investigation of the MOST channel conductance in weak inversion », *Solid-State Electron.*, vol. 16, n° 7, p. 801-810, 1973.
- [8] C. G. Sodini, T. W. Ekstedt et J. L. Moll, « Charge accumulation and mobility in thin dielectric MOS transistors », *Solid-State Electron.*, vol. 25, n° 9, p. 833-841, sept. 1982.
- [9] K. Romanjek, F. Andrieu, T. Ernst et G. Ghibaudo, *Improved Split C-V Method for Effective Mobility Extraction in sub-0.1- μ m Si MOSFETs*, vol. 25. 2004.
- [10] B. J. Sheu, D. L. Scharfetter, P. K. Ko et M. C. Jeng, « BSIM: Berkeley short-channel IGFET model for MOS transistors », *IEEE J. Solid-State Circuits*, vol. 22, n° 4, p. 558-566, août 1987.
- [11] K. K. Ng et W. T. Lynch, « The impact of intrinsic series resistance on MOSFET scaling », *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 34, n° 3, p. 503-511, mars 1987.

- [12] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek et T. Hashizume, « Capacitance–Voltage Characteristics of Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N Structures and State Density Distribution at Al₂O₃/AlGa_N Interface », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, n° 2, p. 1001, 2011.
- [13] H. Haddara et G. Ghibaudo, « Analytical modeling of transfer admittance in small MOSFETs and application to interface state characterisation », *Solid-State Electron.*, vol. 31, n° 6, p. 1077–1082, 1988.
- [14] K. Romanjek, F. Lime, G. Ghibaudo et C. Leroux, « New approach for the gate current source–drain partition modeling in advanced MOSFETs », *Solid-State Electron.*, vol. 47, n° 10, p. 1657–1661, 2003.
- [15] M. Miczek, C. Mizue, T. Hashizume et B. Adamowicz, « Effects of interface states and temperature on the CV behavior of metal/insulator/AlGa_N/Ga_N heterostructure capacitors », *J. Appl. Phys.*, vol. 103, n° 10, p. 104510, 2008.
- [16] C.-T. Sah, R. N. Noyce et W. Shockley, « Carrier generation and recombination in pn junctions and pn junction characteristics », *Proc. IRE*, vol. 45, n° 9, p. 1228–1243, 1957.
- [17] W. Zimmerman, « Experimental verification of the Shockley–Read–Hall recombination theory in silicon », *Electron. Lett.*, vol. 9, n° 16, p. 378–379, 1973.
- [18] Kevin J. Chen, L. Yuan, M. J. Wang, H. Chen, S. Huang, Q. Zhou, C. Zhou, B. K. Li et J. N. Wang, « Physics of fluorine plasma ion implantation for Ga_N normally-off HEMT technology », in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2011 IEEE International*, p. 19–4, 2011.
- [19] L. Yuan, M. J. Wang et K. J. Chen « Fluorine plasma ion implantation in AlGa_N/Ga_N heterostructures: A molecular dynamics simulation study », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, n° 10, p. 102109, mars 2008.

Chapitre 4 : Caractérisation électrique du 2DEG par effet Hall

1 Introduction

Ce chapitre expérimental est dédié à la compréhension de la physique des dispositifs MOS-HEMT à base de Ga_N à travers ses propriétés de transport. Dans ce contexte, la concentration ainsi que la mobilité Hall du 2DEG ont été mesurées et étudiées [1]. En effet, nous avons mis au point

un montage expérimental innovant permettant une manipulation rapide et fiable, permettant une mesure précise de la concentration des porteurs du 2DEG ainsi que sa mobilité Hall. Ce montage est conçu pour tester des plaques entières de 200/300 mm. Celui-ci nous offre donc la possibilité d'effectuer des études statiques sur toutes les puces disponibles sur une plaque. De plus, le champ magnétique nécessaire pour déclencher l'effet Hall est fourni par un aimant permanent qui a l'avantage d'avoir une intensité constante et invariable à une température donnée. Ce dernier nous permet de nous affranchir de l'utilisation des électroaimants et de leurs appareillages lourds habituellement employés pour générer le champ magnétique [2].

Nous commençons la présentation de cette étude, par la validation du montage expérimental mis en place. Nous enchainons par l'exploitation de ce nouveau montage sur des échantillons à base de GaN. Notre but est la détermination précise de la concentration Hall du 2DEG ($N_{s,Hall}$) ainsi que sa mobilité ($\mu_{s,Hall}$) [3], nous les comparerons à $N_{s,CGC}$ et $\mu_{s,eff}$, les paramètres mesurés par split-CV dans le chapitre 3.

L'étude du transport électronique dans des transistors GaN-HEMT grâce à l'effet Hall, va nous conduire à vérifier une hypothèse importante. Nous soupçonnons en fait, que le transport dans les MOS-HEMT Normally-On, s'opère avec une conduction via deux canaux, le premier est le gaz 2D d'électrons alors que le deuxième se situe au niveau de l'interface $Al_2O_3/AlGaN$ (lorsque la tension de grille est positive). Un modèle analytique combinée aux différentes caractéristiques obtenues expérimentalement par effet Hall et split-CV, nous permettra alors de décorréler les concentrations de porteurs ainsi que les mobilités électroniques associées à chaque canal.

2 Description et validation du montage expérimental

2.1 Description du montage expérimental

L'intérêt et l'originalité de ce nouveau montage expérimental destiné à des mesures par effet Hall, tient dans son aptitude à s'adapter sur n'importe quelles stations de caractérisation électrique que ce soit de 200 ou 300 millimètres (par exemple Cascade, Signatone...). La figure 1 en est le schéma simplifié. Il est constitué de trois éléments principaux. D'abord, le champ magnétique B est généré par un aimant permanent sous forme de cylindre de forte intensité ($\approx 0,45$ Tesla au niveau du centre de ses faces extérieures). La force de ce dernier est capable de soulever une trentaine de kilogrammes ! L'intérêt de ce

type d'aimant réside dans le fait qu'il nous fournit un champ magnétique uniforme, stable et invariable pour une température fixée. Ses dimensions sont reportées dans le tableau en haut à droite de la figure 1.

L'aimant permanent est déposé au centre géométrique d'une carte à pointes personnalisée et composée de deux rangées de 12 pointes entourées par 4 autres pointes extérieures espacées de 5 mm deux à deux. Ces quatre dernières sont dédiées à la caractérisation des plaques avec substrat nu qui n'ont pas vu de procédés de fabrication. La carte à pointe est représentée en haut au milieu de la figure 1 montrant que c'est au niveau de cette carte électronique que se font les diverses connexions électriques entre les générateurs et les pointes. Dans notre cas, nous avons utilisé exclusivement un analyseur de

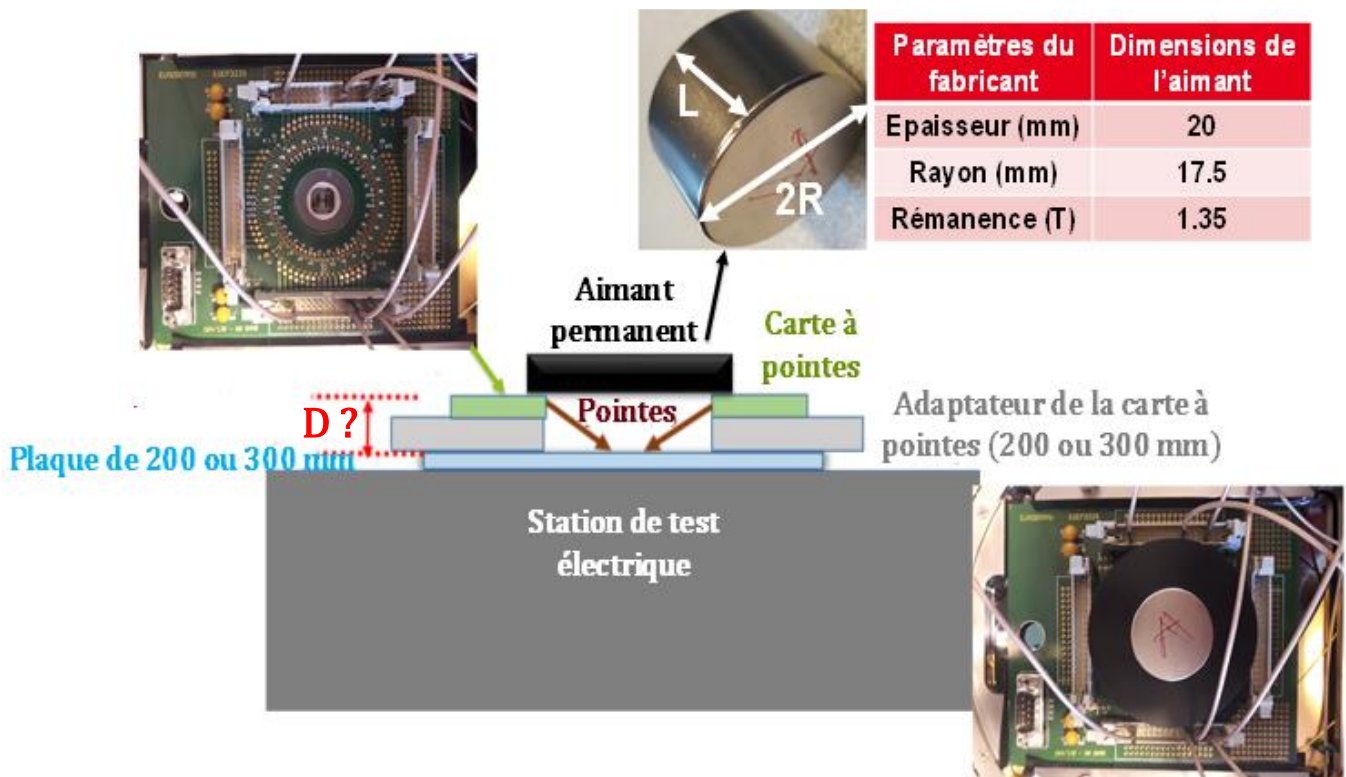


Figure 1 : Schéma simplifié expliquant le nouveau montage mis au place pour réaliser l'expérience de l'effet Hall.

semi-conducteur de type HP4156 C possédant des alimentations de type SMU (*Source Measurement Unit*) et VMU (*Voltage Measurement Unit*). Comme le montre la figure 1 (en bas à droite), l'aimant permanent est rigoureusement centré sur la carte à pointes à l'aide

d'un anneau noir fait sur mesure. Le troisième élément constituant notre nouveau montage expérimental est la pièce qu'on a nommé adaptateur de la carte à pointe dans la figure 1. Elle permet de supporter la carte à pointe et de fixer sa position par rapport à la plaque qu'on veut caractériser. Nous possédons en fait deux adaptateurs différents, un dédié à la caractérisation des plaques de 200 mm de diamètre (figure 2.a) et l'autre pour celles possédant un diamètre de 300 mm (figure 2.b).

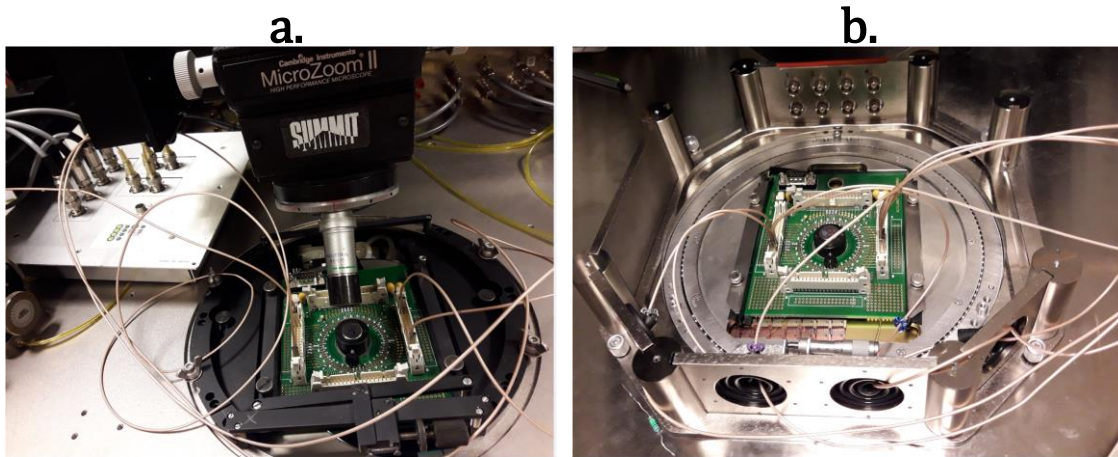


Figure 2 : Photos prises pour un adaptateur de a: 200 mm et b: 300 mm.

L'ensemble du dispositif de mesure que nous venons de présenter permet de contrôler la position de l'aimant vis-à-vis de l'échantillon mesuré et par conséquent de garantir la stabilité du champ généré par ce dernier au niveau du dispositif. Une difficulté intrinsèque de ce montage est qu'on ignore à priori la valeur exacte du champ magnétique au niveau de la plaque qu'on veut caractériser. Bien sûr, on peut évaluer la dépendance $B(Z)$ du champ magnétique sur un axe et selon la distance à son interface, mais il nous faudra aussi connaître précisément la distance entre la surface de l'aimant et celle de l'échantillon (D sur la figure 1), sans oublier les difficultés rencontrées en chemin.

Dans le paragraphe suivant, nous proposons plusieurs approches expérimentales et théoriques pour maîtriser cette difficulté.

2.2 Détermination de l'induction magnétique B perçue par l'échantillon

2.2.1 Détermination de B en utilisant un Gaussmètre

Le champ magnétique B induit par l'aimant permanent est une inconnue que nous devons impérativement déterminer pour aboutir à la concentration du 2DEG et sa mobilité électronique Hall des dispositifs MOS-HEMT. Pour ce faire, nous avons mesuré l'intensité de l'induction magnétique B en tout point de l'axe Z comme le montre la figure 3.a. Un Gaussmètre à haute précision a été employé pour accomplir cette tâche.

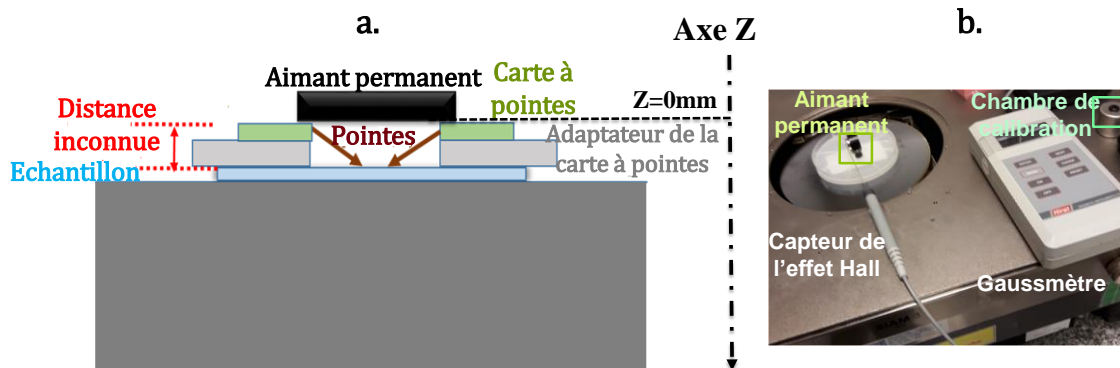


Figure 3 : Schéma simplifié du montage expérimental de l'effet Hall montrant l'axe z ainsi que la distance inconnue à déterminer (en rouge). b : Expérience visant la détermination de la courbe $B(Z)$ en utilisant un Gaussmètre à haute précision.

La figure 3.b montre la démarche suivie pour obtenir la courbe $B(Z)$. En fait, le capteur contenant la sonde axiale à effet Hall a été fixé sur une station de test électrique alors que l'aimant permanent a été solidaire du support de plaque où les plaques sont habituellement déposées (*chuck*) comme le montre la figure 3.b. Avec un logiciel informatisé nous pouvons déplacer le support de plaque de la station et ainsi l'aimant permanent avec une précision de l'ordre de $10\ \mu\text{m}$. Le champ B quant à lui, est mesuré après une étape de calibration qui consiste à mettre la sonde à effet Hall dans une petite chambre amagnétique. De cette façon, la valeur obtenue de B est donnée avec une erreur inférieure à 1% selon le constructeur.

La figure 4 présente la courbe $B(Z)$ obtenue pour les deux faces de l'aimant permanent (sud et nord) qu'on nommera dorénavant face A et B. La courbe théorique $B(Z)$ a été également rapportée dans la figure 4. A partir des dimensions géométriques de l'aimant, l'équation 1 [4] permet d'exprimer la valeur théorique de B attendue pour chaque point Z .

$$B(Z) = \frac{B_r}{2} \left[\frac{L + Z}{\sqrt{R^2 + (L + Z)^2}} - \frac{Z}{\sqrt{(L + Z)^2}} \right] \quad \text{Équation 1}$$

Où L , R et B_r sont respectivement, l'épaisseur de l'aimant permanent, son rayon et l'intensité de son champ rémanent. La valeur de B_r est fournie par le constructeur de l'aimant, nous l'avons rapportée dans le tableau de la figure 1. Pour rappel, le champ magnétique rémanent (ou rémanence) est le champ magnétique qui persiste dans l'aimant après avoir été magnétisé par l'action d'un champ magnétique extérieur intense. Pour simplifier, plus cette valeur est grande plus l'aimant est fort.

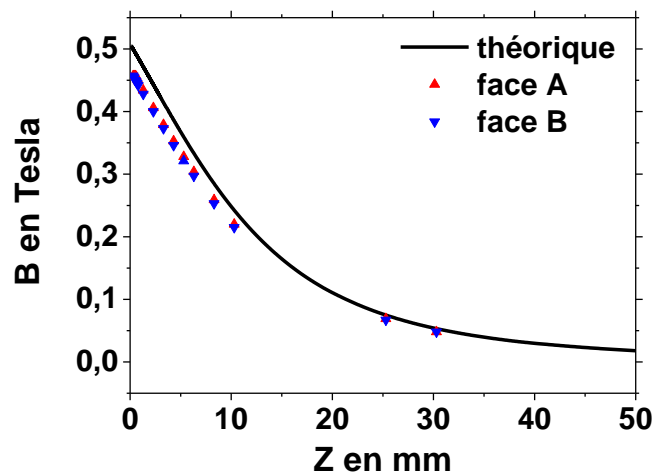


Figure 4 : $B(Z)$ mesurée pour les faces A et B de l'aimant permanent comparées à la courbe $B(Z)$ théorique.

D'abord, précisons que les deux faces de l'aimant permanent (A et B) génèrent la même intensité de champ magnétique ce qui est conforme avec la théorie du magnétisme. Ceci démontre également que l'aimant utilisé dans cette expérience est de bonne qualité. Par ailleurs, la courbe théorique calculée en utilisant l'équation 1 est légèrement différente des courbes expérimentales (environ 10% d'erreur quand Z est nul). Cette différence peut être expliquée par une estimation erronée de la valeur de l'un ou de plusieurs des trois paramètres (L , R ou B_r). Les valeurs données par le constructeur pour L et R sont manifestement correctes. Nous les avons vérifiées. Par conséquent, la valeur de la rémanence pourrait donc expliquer un tel désaccord. Pour valider ce point, nous avons fixé les valeurs de L et R , et nous avons fait varier la valeur de B_r de façon à obtenir une courbe théorique $B(Z)$ conforme avec nos mesures $B(Z)$.

La figure 5 montre qu'une rémanence égale à 1,24 T au lieu de 1,35 T, valeur donnée par le constructeur, permet un parfait accord entre la théorie et l'expérience. La magnétisation de l'aimant est peut-être plus ou moins bien contrôlée. Les aimants utilisés dans cette expérience, ne sont pas destinés à être des étalons scientifiques.

Afin de déterminer la valeur exacte de B vu par l'échantillon caractérisé, il est nécessaire de déterminer la distance qui sépare l'aimant permanent de la plaque. Ceci a été réalisé en utilisant un pied à coulisse possédant une précision de l'ordre de 0,1 mm. Nous trouvons que cette distance est approximativement égale à 5,7 mm ce qui signifie que le champ B vu par le dispositif testé doit être égale à 0,34 T.

Cette méthode de calibration va dépendre de la précision de la mesure de la distance entre l'aimant et l'échantillon. La figure 5 montre qu'une variation de 0,1 mm

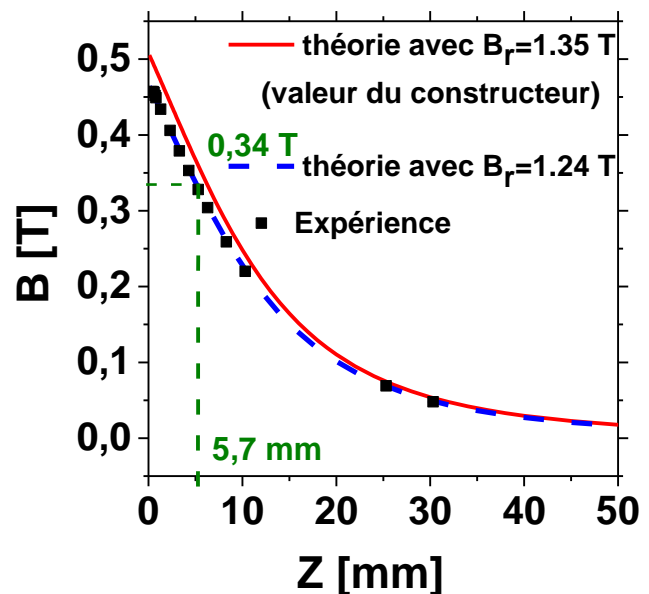


Figure 5 : Comparaison entre $B(Z)$ mesurée avec la courbe $B(Z)$ théorique pour des rémanences égales à 1,35 et 1,24 T.

se traduit par une erreur de 0,5 % sur la valeur de B . Mais il existe une seconde difficulté à prendre en compte, la dépendance $B(Z)$ est valable pour l'aimant isolé dans l'air. Il se peut que le support de plaque (chuck) vienne déformer la distribution des lignes de champ B et donc la loi $B(Z)$. C'est pour cela que dans le paragraphe suivant nous proposons une deuxième méthode de calibration pour confirmer ou infirmer la valeur trouvée de B égale à 0,34 Tesla.

2.2.2 Détermination de B par mesure capacitive de $N_{s,CGC}$

L'étude que nous présentons dans ce paragraphe a été réalisée sur un MOS-HEMT Normally-On standard qui a l'empilement de grille décrit dans la figure 6.a. Les épaisseurs des couches Al_2O_3 , $Al_{0,25}Ga_{0,75}N$ et AlN sont respectivement 6, 24 et 1 nm, c'est la plaque D du tableau 1 du chapitre 3. Notons que les mesures effectuées dans le cadre de ce chapitre sont réalisées sur une barre de Hall avec grille comme illustré dans la figure 6.b. Cette structure est adaptée simultanément aux mesures d'effet Hall ainsi que de C-V. Avec ces deux mesures, on dispose de deux mesures distinctes de la concentration d'électrons dans le canal pour toutes tensions de grille V_g . A V_g nul, le MOS-HEMT Normally-On opère dans le régime de forte accumulation d'électrons. C'est dans ce régime que l'on s'attend à la meilleure précision de mesure de la concentration du 2DEG. En travaillant à tension nulle, on espère aussi limiter les effets de piégeage. Nous allons donc chercher à extraire le champ B en comparant les mesures obtenues avec les deux techniques.

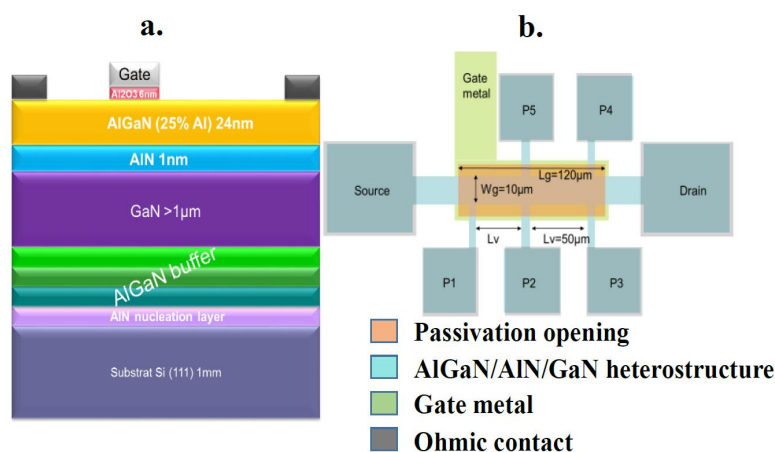


Figure 6 : a : Vue en coupe d'un empilement de grille d'un MOS-HEMT classique à base d'AlGaN/AlN/GaN. b : Architecture d'une barre de Hall avec grille ayant les dimensions suivantes $L_g \times W_g = 120 \mu\text{m} \times 10 \mu\text{m}$.

La concentration du 2DEG mesurée par split-CV $N_{s,CGC}$ est calculée à l'aide de l'équation 2 :

$$N_{s,CGC}(V_g = 0) = \frac{-1}{q} \int_{-\infty}^{V_g=0} C_{GC}(V) dV \quad \text{Équation 2}$$

Par ailleurs, la concentration du 2DEG mesurée par effet Hall est extraite via l'équation 3 :

$$N_{s,Hall}(V_g = 0) = \frac{B \cdot I_D(V_g = 0)}{q \cdot V_H(V_g = 0)} \quad \text{Équation 3}$$

Où

$I_d(V_g=0)$ est la valeur du courant de drain obtenue en polarisant le drain à 50 mV et la grille à 0 V.

q est la charge élémentaire de l'électron.

B est notre inconnue, c'est l'induction magnétique vue par l'échantillon.

$V_H(V_g=0)$ est la tension de Hall lorsque la tension de grille est nulle. Elle est définie par :

$$V_H(V_g = 0) = |(V_{P3} - V_{P4})_{B \neq 0} - (V_{P3} - V_{P4})_{B=0}| \quad \text{Équation 4}$$

Ou

$$V_H(V_g = 0) = |(V_{P5} - V_{P2})_{B \neq 0} - (V_{P5} - V_{P2})_{B=0}| \quad \text{Équation 5}$$

Les tensions V_{P2} , V_{P3} , V_{P4} et V_{P5} sont les tensions des prises de contacts P2, P3, P4 et P5 respectivement qui sont reliées directement au canal du gaz 2D. Ces tensions sont obtenues en polarisant le drain à 50 mV et la grille à 0 V. Le deuxième membre des équations 4 et 5 ($(V_{P3} - V_{P4})_{B=0}$ et $(V_{P5} - V_{P2})_{B=0}$) correspond aux « offsets » de tensions correspondantes qui sont associées aux asymétries géométriques de la barre de Hall ainsi qu'aux offsets des alimentations utilisées.

En égalant les équations 2 et 3 nous trouvons que B vaut 0,37 T ce qui est différent de la valeur mesurée dans le paragraphe précédent. Quelle valeur d'induction magnétique devons-nous donc prendre en compte pour la suite de nos expériences ? Le paragraphe qui suit répondra à cette question en s'appuyant sur une simulation par éléments finis.

2.2.3 Validation de la valeur de B par simulation aux éléments finis

Dans le paragraphe 2.2.1, la mesure de B en fonction de Z a été réalisée dans l'air, milieu qui n'a pas d'influence magnétique sur le champ généré par l'aimant. En fait, la perméabilité magnétique de l'air vaut $\mu_0=1$ ou encore sa susceptibilité magnétique χ_0 est nulle. Cette dernière grandeur détermine l'interaction entre un matériau et un champ magnétique. Elle est définie par le coefficient de proportionnalité noté χ_m , donnant l'équation 6 [4] :

$$\vec{M} = \chi_m \cdot \vec{H} \quad \text{Équation 6}$$

Où \vec{H} est le champ magnétique externe appliqué sur le matériau et \vec{M} est l'aimantation qui existe en son sein. Celle-ci caractérise à l'échelle macroscopique le comportement magnétique d'un échantillon de matière.

La valeur de χ_m permet de classifier les matériaux en trois grandes catégories de matériaux [4] :

- Les matériaux ferromagnétiques (exemple : Fer, Cobalt, Nickel...) ont la capacité de s'aimanter sous l'effet d'un champ magnétique extérieur \vec{H} . Ils conservent leur aimantation même à champ magnétique nul. Il en existe deux sous catégories, à savoir les ferromagnétiques durs couramment utilisés pour fabriquer les aimants permanents et les ferromagnétiques doux. Ils possèdent une susceptibilité magnétique positive extrêmement forte qui peut atteindre 10^5 . Tous les ferromagnétiques changent de comportement magnétique au-delà d'une température caractéristique appelée température de Curie. Pour

des températures supérieures à la température de Curie, un matériau ferromagnétique devient paramagnétique.

- Les matériaux paramagnétiques (exemple : Platine, Manganèse, Aluminium...) ne possèdent pas d'aimantation spontanée mais, sous l'effet d'un champ magnétique extérieur, ils acquièrent une aimantation dirigée dans le même sens que ce champ d'excitation. Ils possèdent une susceptibilité magnétique positive mais bien inférieure à celle observée pour les ferromagnétiques. Elle est de l'ordre de 10^{-3} . Enfin précisons qu'en l'absence d'un champ magnétique appliqué sur les paramagnétiques, ces derniers perdent toute aimantation.
- Les matériaux diamagnétiques (exemple : Cuivre, Plomb, Or...) génèrent un champ magnétique opposé créé par une faible aimantation lorsqu'ils sont traversés par un champ magnétique extérieur au matériau. Quand celui-ci est nul, l'aimantation dans les diamagnétiques disparaît. Il est important de noter que tout atome conduit intrinsèquement au phénomène de diamagnétisme, cependant ce dernier est tellement faible qu'il est écranté par les effets du paramagnétisme ou du ferromagnétisme lorsque ceux-ci coexistent avec lui dans le matériau. La susceptibilité magnétique des diamagnétiques est négative et extrêmement faible de l'ordre de 10^{-5} .

La simulation que nous avons réalisée consiste à considérer l'aimant permanent dans sa proximité avec le support de plaque (chuck) de la station de mesure (figure 7). Dans cette simulation nous avons modélisé le « chuck » par un morceau de matériau diamagnétique rectangulaire. Ce choix peut être expliqué par le fait que le mandrin possède une fine couche d'or combiné à un alliage de métaux faiblement magnétiques. Le calcul numérique a été effectué dans le régime statique (ne dépendant pas du temps) où aucun courant de déplacement n'est existant. De plus, les coordonnées cylindriques ont été utilisées pour être fidèle à la géométrie cylindrique de l'aimant.

Notre simulation repose sur la résolution couplée des trois équations classiques suivantes [4] :

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{H} = \vec{j} \quad \text{Équation 7}$$

$$\vec{B} = \overrightarrow{\text{rot}} \vec{A} \quad \text{Équation 8}$$

$$\vec{B} = \mu_0 \cdot (\vec{H} + \vec{M}) \quad \text{Équation 9}$$

L'équation 7 est l'équation connue sous le nom de Maxwell-Ampère elle donne le lien entre le champ magnétique et la densité de courant électrique \vec{j} . Par ailleurs, l'équation 8 définit le potentiel vecteur \vec{A} et enfin l'équation 9 signifie que l'induction magnétique \vec{B} est générée à la fois par un champ magnétique extérieur \vec{H} et par une aimantation (contribution du matériau).

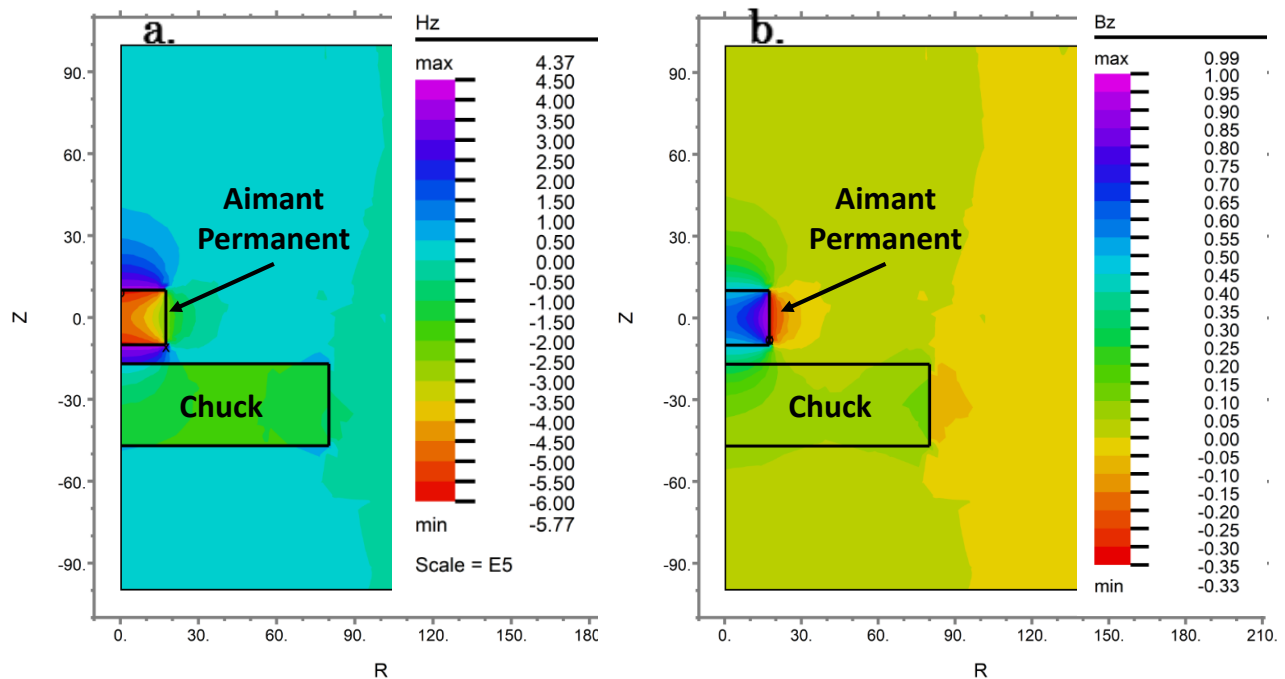


Figure 7 : a : Influence du matériau du chuck sur a : le champ magnétique, b : l'induction magnétique générés par l'aimant permanent.

Les figures 7.a et 7.b représentent respectivement des cartographies de champ et d'induction magnétique dans le plan (R,Z). Il faut souligner que l'induction magnétique rayonnée par l'aimant permanent au niveau de ses faces extérieures est égale à 0,45 Tesla, valeur que nous avons mesurée avec un Gaussmètre et nous l'avons présentée dans la figure

4. En l'absence d'un obstacle matériel devant l'aimant le profil de B en fonction de Z est décrit sur la figure 5 et correspond aux valeurs attendues.

Par contre, nous observons que le matériau du « chuck » qui est plutôt diamagnétique ($\chi_m = -2,8 \cdot 10^{-5}$ [5]) a un effet non négligeable sur les lignes de champ. D'ailleurs, pour s'en persuader, nous avons effectué un calcul de B en fonction de Z à partir de notre simulation aux éléments finis à $R=0$ comme le montre la figure 8. Il est à noter que nous avons simulé uniquement la moitié d'un aimant pour simplifier et alléger les calculs (l'aimant possède une symétrie cylindrique).

La figure 8 confirme que la présence d'un matériau diamagnétique au voisinage immédiat de l'aimant induit une légère hausse de la valeur de B de 8% quel que soit le point Z . Le profil de $B(Z)$ tenant compte du diamagnétisme de mandrin de la station est parallèle à celui obtenu dans l'air. Par conséquent, cette simulation nous conduit à reconsidérer la valeur trouvée dans le paragraphe 2.2.1 et de fixer dorénavant une valeur de B égale à 0,37 Tesla, valeur cohérente simultanément avec celle trouvée dans le paragraphe 2.2.2 par mesure capacitive et celle par simulation d'éléments finis.

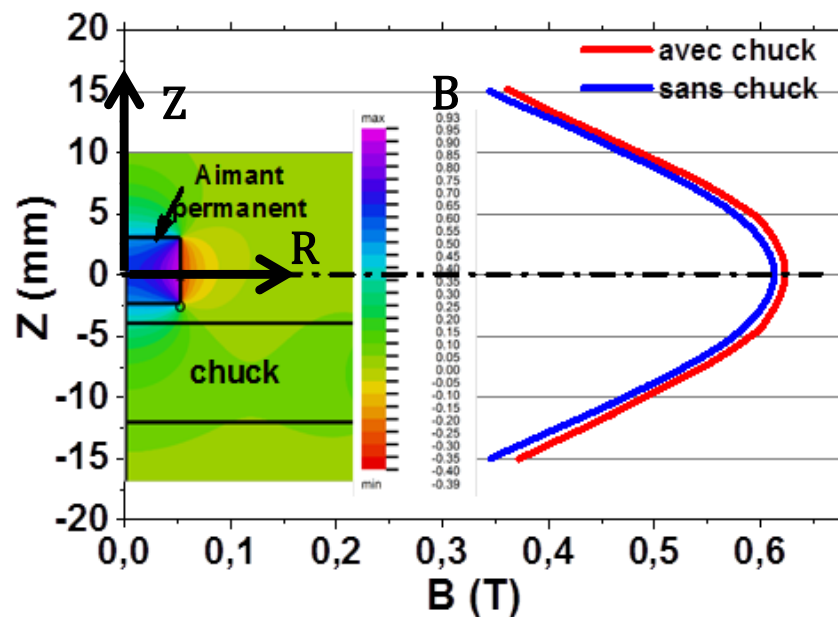


Figure 8 : Simulation avec les éléments finis du profil du champ d'induction B à la coordonnée cylindrique $R=0$ calculé au voisinage de l'aimant permanent avec et sans considération de l'influence du matériau du chuck.

2.3 Evaluation de la précision du nouveau montage expérimental

Dans l'étude qui suit, nous cherchons à évaluer la précision et la répétabilité des mesures de concentration de porteurs effectuées par effet Hall. Ce mode de mesures est sujet principalement à deux sources d'erreurs. La première est le positionnement de l'aimant permanent sur la carte à pointe vis-à-vis de l'échantillon (figure 3.a). Un léger décalage de celui-ci peut introduire une indétermination sur la valeur de l'induction magnétique B qui ne sera plus égale à $0,37$ T comme nous l'avons vu dans le paragraphe 2.3. La seconde source d'erreur résulte de l'instabilité des caractéristiques mesurées (chapitre 3) à cause du piégeage inhérent aux transistors MOS-HEMT construits autour de l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN.

Pour valider ce système de mesure par effet Hall, une analyse de reproductibilité a été engagée. Nous avons caractérisé une barre de Hall de la plaque D (tableau 1 du chapitre 3) possédant une architecture de grille Normally-On. Cette étude a été effectuée entre le jour j et $j+3$ sous des conditions de test non stressantes afin de minimiser l'influence des mécanismes de piégeage. Pour ce faire, la source et la grille ont été polarisées à 0 V et le drain à 50 mV. La variabilité de mesure a été également explorée avec et sans aimant permanent (figure 9).

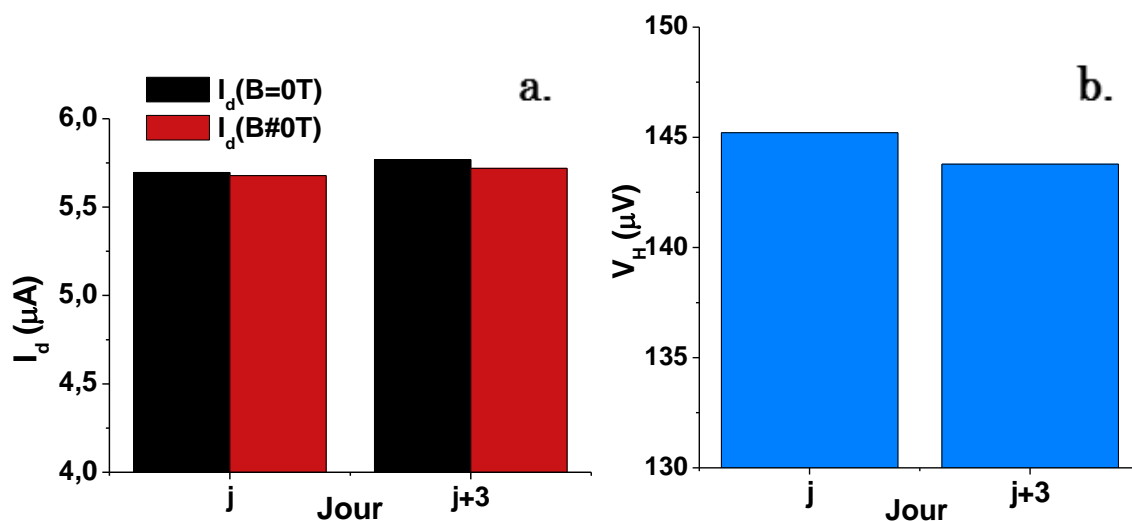


Figure 9 : Valeurs typiques mesurées à deux jours différents et à $V_g=0$ V sur une barre de Hall de la plaque D du a : courant de drain I_d , b : tension de Hall V_H .

Sur la figure 9.a, nous observons une légère diminution de 1% de la valeur de $I_d(V_g=0)$ quand le champ d'induction magnétique B est appliqué, et cela est valable pour la mesure réalisée le jour j ou $j+3$. Ce phénomène est connu sous le nom de magnétorésistance [6]. Sous champ magnétique, un matériau voit sa résistivité changer. Par ailleurs, la figure 9.b montre que la tension de Hall développée entre les bornes des prises de contacts ohmiques P_3 et P_4 (figure 6.b) qui sont connectés directement au gaz 2D est relativement faible valant $145\mu\text{V}$. Nous pouvons malgré cela mesurer cette valeur précisément à $2\mu\text{V}$ près grâce au mode différentiel de l'analyseur de semi-conducteur HP 4156C.

Paramètres	$I_d(B=0)$	$I_d(B\neq 0)$	$VP_3(B=0)$	$VP_3(B\neq 0)$	$VP_4(B=0)$	$VP_4(B\neq 0)$	V_H
Variabilité (%)	1.29	0.72	0.03	0.04	0.27	0.03	0.98

Tableau 1 : Variabilité en % calculée pour les paramètres mesurés VP_3 , VP_4 , I_d et V_H à $V_g=0$ V entre deux jours différents.

Le tableau 1 quant à lui, montre la faible variabilité observée sur la totalité des paramètres mesurés (I_d , VP_3 , VP_4 and V_H) entre deux jours différents. Ceci confirme que la position de l'aimant permanent sur la carte à pointe, ainsi que l'évolution du même dispositif testé entre deux mesures similaires effectuées dans l'intervalle de 3 jours sont bien contrôlées. Il est important de noter que la variabilité calculée pour I_d et V_H est autour de 1% et moins de 2% concernant la concentration des porteurs $N_{s,Hall}$ (équation 3). Ces résultats montrent la fiabilité du dispositif expérimental et la méthode de mesure associée.

3 Résultats expérimentaux

3.1 Protocole de mesure

Pour aboutir à une mesure de $N_{s,Hall}$ ou $\mu_{s,Hall}$, il est nécessaire de réaliser au moins deux fois la même caractérisation $I_d(V_g)$ de la barre de Hall (figure 6.b) avec et sans champ magnétique. Dans tous les cas, on impose une tension de 50 mV sur le drain, la source est mise à la masse alors que la grille est polarisée avec une tension qui varie entre -5 à 3 V avec

un pas de 50 mV. Pour effectuer des mesures de tensions, on force un courant nul sur les prises de contacts ohmiques P_i (où $i=1,2,\dots,5$),

L'intérêt de la barre de Hall réside dans la possibilité de mesurer simultanément la tension longitudinale et la tension latérale remontant aussi respectivement à la résistance par carré du canal $R_{2\text{DEG}}$ (équation 3 du chapitre 3) et sa concentration. Cela signifie, que la barre de Hall avec grille est idéale pour mesurer la mobilité du 2DEG. Ceci est rendu possible en utilisant l'équation 1 du chapitre 3.

Nous avons montré au chapitre 3 qu'il existe un décalage important des caractéristiques $C_{GC}(V_g)$ et $I_d(V_g)$ lorsque celles-ci voient une tension de grille positive. C'est une difficulté de taille qui empêche une caractérisation fiable par effet Hall. Pour illustrer cela, la figure 10 montre en échelle linéaire (en noir) et logarithmique (en bleu), trois caractéristiques $I_d(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall avec grille sans et sous l'influence de champ magnétique (face A et B de l'aimant permanent). Cette mesure a été effectuée sur la plaque D (tableau 1 du chapitre 3). Nous observons un décalage supérieur à 200 mV entre la première (quand $B=0$) et la deuxième caractéristique (quand B est généré par la face A de l'aimant permanent). En réalisant une troisième $I_d(V_g)$ sous un champ magnétique induit par la face B de l'aimant, celle-ci est peu décalée par rapport à la deuxième ce qui confirme ce que nous avons observé dans le chapitre 3, à savoir que les caractéristiques $I_d(V_g)$ se stabilisent à partir de la troisième répétition. Il est important de noter que les phénomènes de piégeage dans le cas où la grille est polarisée positivement, se manifestent par un décalage parallèle des caractéristiques ainsi que par un léger changement de la pente sous le seuil de celles-ci comme le souligne les courbes bleues en échelle logarithmique dans la figure 10. Cette modification de pente peut être due aux états d'interfaces [7].

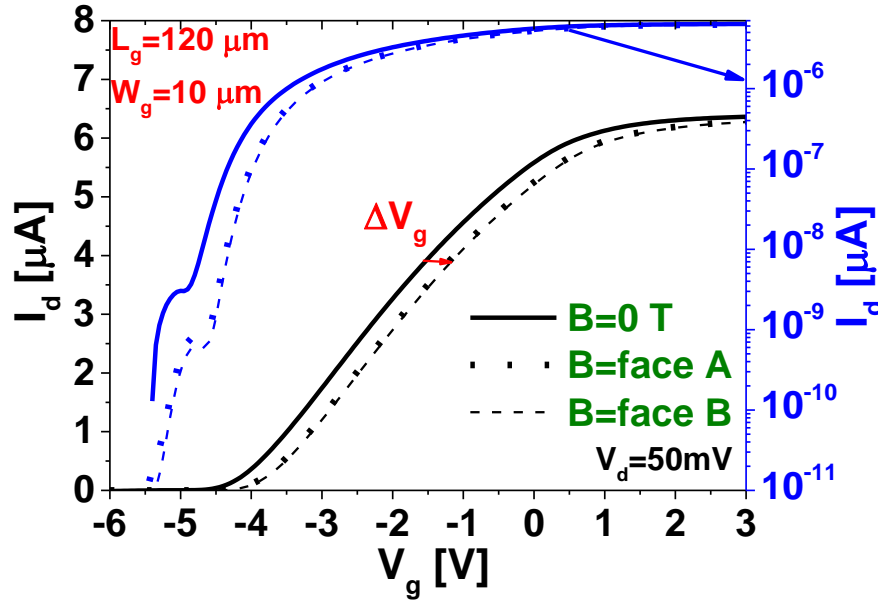


Figure 10 : Caractéristiques $I_d(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall avec grille de la plaque D (tableau 1 chapitre 3). V_g varie de -6 à 3 V. La caractérisation est effectuée avec et sans champ magnétique.

L'effet du piégeage sur les caractéristiques $I_d(V_g)$ affecte la qualité de l'extraction de la concentration du gaz 2D et sa relation à la tension de grille appliquée. Pour prendre en compte le piégeage entre deux caractéristiques (figure 10), nous avons introduit le paramètre ΔV_g associé au piégeage. Dans l'équation 10, il est déterminé par le décalage des deux caractéristiques qui permet de minimiser leur différence.

$$\int_{-2}^2 \{I_d(V_g) - I_d^j(V_g + \Delta V_g^j)\} dV_g = 0 \quad \text{Équation 10}$$

$j = \text{face A ou B}$

Il est important de préciser qu'il faut tenir compte de ΔV_g pour l'ensemble des caractéristiques obtenues en mesurant la barre de Hall avec grille à savoir les $VP_i(V_g)$ où $i=1,2,\dots,5$). Les caractéristiques dans la figure 11 ont toutes été exploitées après avoir appliqué le décalage ΔV_g adéquat qui correspond aux décalages de la deuxième et la troisième caractéristique par rapport à la première.

Dans cette étude, nous avons également analysé l'influence du type d'alimentations électriques sur la validité des mesures des tensions de Hall. Nous avons testé en fait, les deux

tensions transverses entre les contacts ohmiques P_5 et P_2 (VP_5-VP_2) d'une part et P_4 et P_3 (VP_4-VP_3) d'autre part (figure 6.b). Nous avons comparé le mode de mesure qui emploie des alimentations sous forme de SMU (*Source Measurement Unit*), avec le mode différentiel qui lui, emploie deux VMU (Voltage Measurement Unit) et réalise la soustraction des potentiels mesurés directement sur les points chauds sans passer par la masse commune du montage. Il est important de noter que ces deux tensions transverses sont censées donner électrostatiquement la même valeur que ce soit sous ou sans champ magnétique.

La figure 11.a compare les deux modes de mesure : différentiel et à l'aide d'alimentations SMU indépendantes. Ces tensions sont mesurées consécutivement sans et sous champ magnétique généré par les faces A et B de l'aimant permanent. Nous observons, tout d'abord, que toutes les tensions transverses mesurées sont positives sous l'effet d'un champ magnétique induit par la face A de l'aimant alors que celles-ci sont négatives pour la face B. Ce résultat est attendu, le signe du champ magnétique appliqué détermine la direction de la déviation des électrons du gaz 2D. A champ magnétique nul, pour une tension de grille qui varie entre -4 et 3 V, la tension transverse VP_5-VP_2 (en noir, mode différentiel) est approximativement nulle alors que la deuxième tension transverse mesurée VP_4-VP_3 (en rouge, mode SMU) est décalée à peu près de 50 μV en négatif. On retrouve ce décalage quand B est appliqué. Le champ magnétique étant absent, les tensions transverses ne peuvent être liées à une déviation de porteurs du gaz 2D, les déviations en tension mesurées respectivement à 0 V et 50 μV quand les modes différentiel et SMU sont utilisés, montrent que la mesure avec SMU introduit dans notre cas, un offset indésirable de 50 μV qui représente plus de 30% de la valeur de la tension de Hall mesurée sur notre barre de Hall en forte accumulation de porteurs à V_g nul (figure 9.b). Pour des tensions de grille inférieures ou égales à -4V, les tensions mesurées sur les prises de contacts ohmiques P_i où ($i=1,2...5$) sont aberrantes (paragraphe 2.2 du chapitre 3) et ne conduisent pas donc à des tensions transverses correctes. Nous allons nous restreindre alors à la plage des tensions de grille qui varient entre -4 et 3 V.

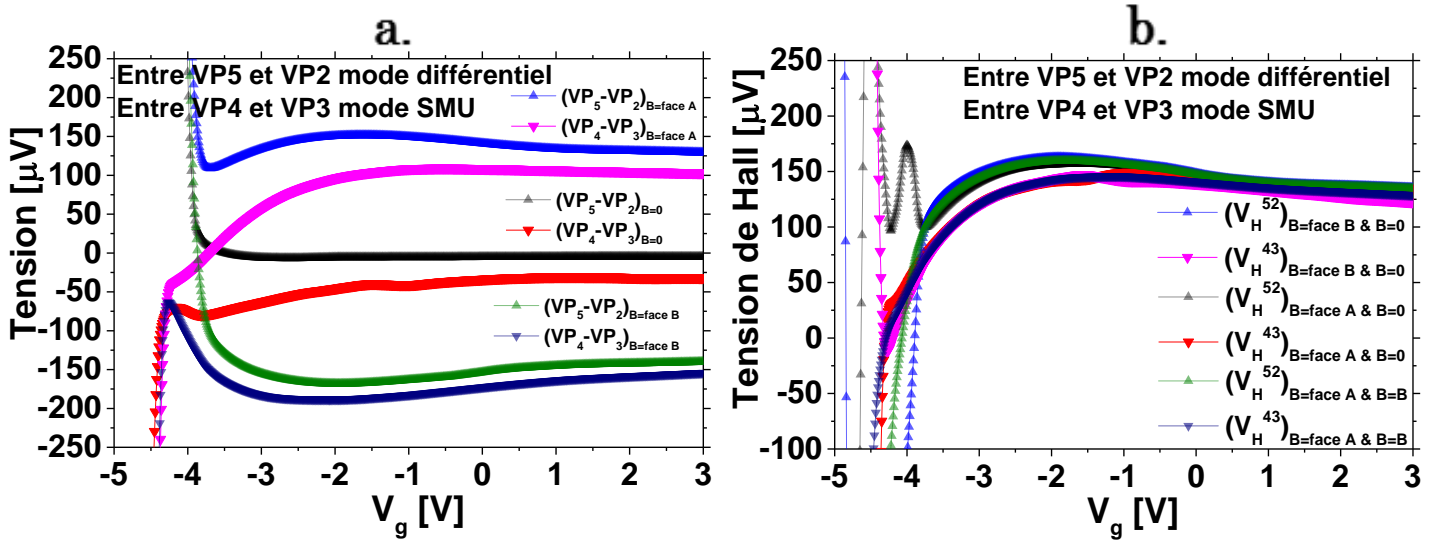


Figure 11 : a : Tensions transverses VP_5-VP_2 et VP_4-VP_3 mesurées en utilisant les deux modes de mesures différentiel et avec SMU sans et sous champ magnétique. b : Tensions de Hall mesurées avec les modes de mesures différentiel et avec SMU avec trois manières différentes.

La figure 11.b présente les tensions de Hall extraites à partir des équations 4 et 5. Cette tension peut être obtenue de trois manières différentes, il est remarquable qu'elles aboutissent au même résultat. Les trois manières différentes de mesurer la tension transverse cherchent toutes à éliminer les tensions d'offset. On peut aussi faire la différence à champ magnétique nul (face A et face B), soit effectuer la moyenne arithmétique des deux tensions transverses mesurées en utilisant successivement les faces A et B d'aimant. Nous observons qu'il y a deux « réseaux » de caractéristiques $V_H(V_g)$ décalés l'un de l'autre de 20 μV entre -4 et -2 V. Le premier (courbe bleue, noire et verte) correspond au mode de mesure différentiel tandis que le second est associé au mode SMU. On aura noté en figure 11.a qu'entre -4 et -2 Volts, la tension transverse à champ magnétique nul, reste stable en mode différentiel alors qu'elle tend à évoluer en mode SMU. Nous privilégions alors la mesure différentielle et allons dorénavant l'utiliser pour la suite des mesures.

La procédure de mesure décrite ainsi que les diverses remarques faites dans ce paragraphe nous permettent d'obtenir une caractéristique $N_{s,Hall}(V_g)$ fiable. C'est d'ailleurs, l'objet du paragraphe suivant.

3.2 Mesure de la concentration du 2DEG par effet Hall

Un bon moyen de vérifier la validité de la mesure à effet Hall que nous avons développé dans cette thèse, est de la comparer aux mesures obtenues par split-CV avec celle mesurée à l'aide de l'effet Hall. La figure 12 compare les deux caractéristiques $N_{s,Hall}(V_g)$ et $N_{s,CGC}(V_g)$. Nous remarquons d'abord que les deux courbes ne sont plus significatives pour des tensions de grilles inférieures ou égales à -4 V. Pour V_g allant de -4 à 0,5 V, les deux caractéristiques sont parfaitement superposées, confirmant que la mesure à effet Hall permet d'aboutir à un résultat similaire que la mesure capacitive. Enfin, lorsque la tension de grille varie de 0,5 à 3 V, $N_{s,CGC}$ continue de croître tandis que $N_{s,Hall}$ sature à un niveau égal à $1,2 \cdot 10^{13}$ électrons/cm².

La mesure C_{GC} résulte en fait des différentes réponses capacitives au sein de l'empilement de la grille et notamment des porteurs piégés ou peu mobiles ne contribuant pas au transport électronique [8], alors que l'expérience de l'effet Hall ne mesure que la déviation des électrons mobiles qui sont dans le canal. Ainsi, dans le cas des dispositifs Normally-On, la caractéristique $N_{s,Hall}$ a plus de chance de traduire la variation correcte de la concentration du gaz 2D lorsque la tension de grille est positive. Ce résultat important n'aurait pas été trouvé sans le recours à cette expérience, ce qui justifie le montage expérimental innovant basé sur l'effet Hall que nous avons développé dans le cadre de cette thèse.

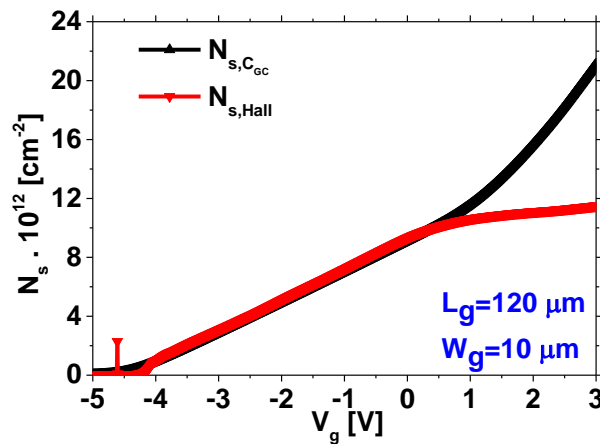


Figure 12 : Caractéristiques $N_{s,Hall}(V_g)$ avec $N_{s,CGC}(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall avec grille pour une tension de grille qui varie entre -5 et 3 V.

3.3 Mesure de la mobilité du 2DEG par effet Hall

La mobilité électronique en fonction de V_g est calculée à partir de l'équation 1 du chapitre 3. Pour l'obtenir, il faut mesurer en parallèle la résistance par carré du gaz 2D ce qui est tout à fait possible en utilisant la barre de Hall avec grille (paragraphe 2.2 chapitre 3). La caractéristique $R_{2DEG}(V_g)$ est nécessaire pour extraire la mobilité électronique que ce soit par effet Hall ou par split-CV.

La figure 13 compare les deux caractéristiques qui sont alors obtenues : $\mu_{s,Hall}(V_g)$ et $\mu_{s,CGC}(V_g)$. Celles-ci ne sont pas significatives pour des tensions de grille inférieures ou égales à $-4V$. Par contre, à partir de cette tension et jusqu'à une tension de $0,5 V$ les deux caractéristiques sont superposées. Lorsque la grille est polarisée avec une tension supérieure à $0,5 V$, la mobilité effective obtenue par split-CV chute d'une façon drastique suggérant l'existence d'un phénomène de collision qui dégrade la mobilité à forte concentration de porteurs. La mobilité électronique mesurée dans ce cas ne reflète pas forcément le transport des électrons du gaz 2D mais décrit le transport global apparent dans l'empilement de la grille. Cette mesure est obtenue en fait par split-CV, technique qui tient compte de la réponse capacitive de l'ensemble des porteurs dans cet empilement. En revanche, la mesure à effet Hall quant à elle, apporte une information additionnelle. En effet, la mobilité électronique obtenue par effet Hall reste constante à un niveau égal à peu près à $1500 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$ à partir de $0 V$. Nous venons de voir dans la figure 12 que la concentration de porteurs sature à $1,2 \cdot 10^{13} \text{ électrons/cm}^2$ à partir de V_g nul. Pour conclure, précisons qu'on est face à deux mesures de N_s qui conduisent à deux mobilités différentes et complémentaires lorsqu'on applique une tension de grille positive à savoir une qui chute rapidement et l'autre qui reste constante. Plus d'éléments d'explications seront fournis à la 4^{ème} section de ce chapitre.

3.4 Mesure de la mobilité du 2DEG par effet Hall sur substrat nu

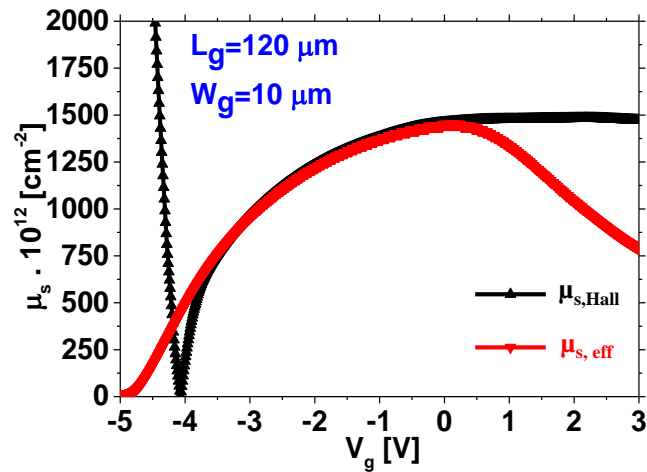


Figure 13 : Caractéristiques $\mu_{s,Hall}(V_g)$ avec $\mu_{s,CGC}(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall avec grille pour une tension de grille qui varie entre -5 et 3 V.

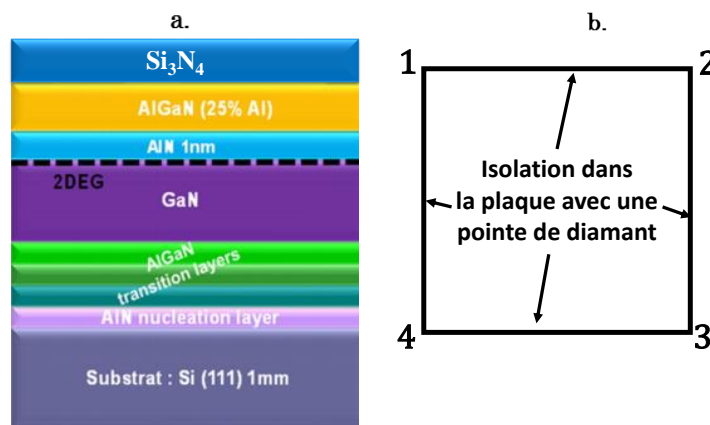


Figure 14 : Caractéristiques $\mu_{s,Hall}(V_g)$ avec $\mu_{s,CGC}(V_g)$ réalisées sur une barre de Hall avec grille pour une tension de grille qui varie entre -5 et 3 V.

Nous avons présenté jusqu'à ici, une étude détaillée de l'effet Hall appliqué sur des échantillons qui ont vu l'ensemble des étapes technologiques de fabrication des MOS-HEMT épitaxiés sur GaN. Dans cette partie, nous allons nous intéresser à des mesures faites directement sur des plaques en fin de procédé GaN sur Si (figure 14.a) sur lesquelles aucun procédé de la filière HEMT (contacts ohmiques, grille) n'aura encore été réalisé. Pour pouvoir effectuer une mesure à effet Hall, il est nécessaire [3] de faire la mesure sur surface fermée de type des structures « Van Der Pauw » (figure 14.b). La délimitation physique d'une telle surface a été réalisée à la main à l'aide d'une pointe de Diamant.

A cause de la forte valeur de bande interdite des semi-conducteurs AlGaN et GaN, il est difficile de réaliser un contact ohmique entre les pointes de mesure de la station de test et le gaz 2D d'une plaque GaN sur Si. Cependant, dans une étude précédente [9], J. Lehmann a démontré qu'un contact de qualité suffisante pourrait être réalisé en forçant une forte tension (200 V dans notre cas) entre deux pointes posées sur la face avant [9,10]. Dans cette même étude, la résistance par carré du gaz 2D a été mesurée avec la technique quatre pointes colinéaires. Par ailleurs, dans notre cas, nous avons utilisé la méthode quatre pointes classique appliquée à une structure Van Der Pauw [3] (figure 15). Cette mesure est constituée de deux étapes à savoir, d'abord mesurer la résistance du canal verticalement R_A ensuite latéralement R_B . La résistance par carré du canal est donnée par les équations 11 et 12 [11]. Ces équations permettent de tenir compte de l'asymétrie et de la forme de la structure Van Der Pauw isolée à la main.

$$\text{ch} \left(\frac{R_A - R_B}{R_A + R_B} \cdot \frac{\ln(2)}{f} \right) = \frac{1}{2} \cdot e^{\left(\frac{\ln(2)}{f} \right)} \quad \text{Équation 11}$$

$$R_{2\text{DEG}} = f \cdot \frac{(R_A + R_B)}{2} \quad \text{Équation 12}$$

Où f est le facteur de forme de la structure Van Der Pauw. Ce paramètre prend des valeurs entre 0 et 1, il vaut dans notre cas 0,9. Concernant R_A , R_B et $R_{2\text{DEG}}$, mesurées, elles valent successivement 458, 413 et 435 Ω/sq .

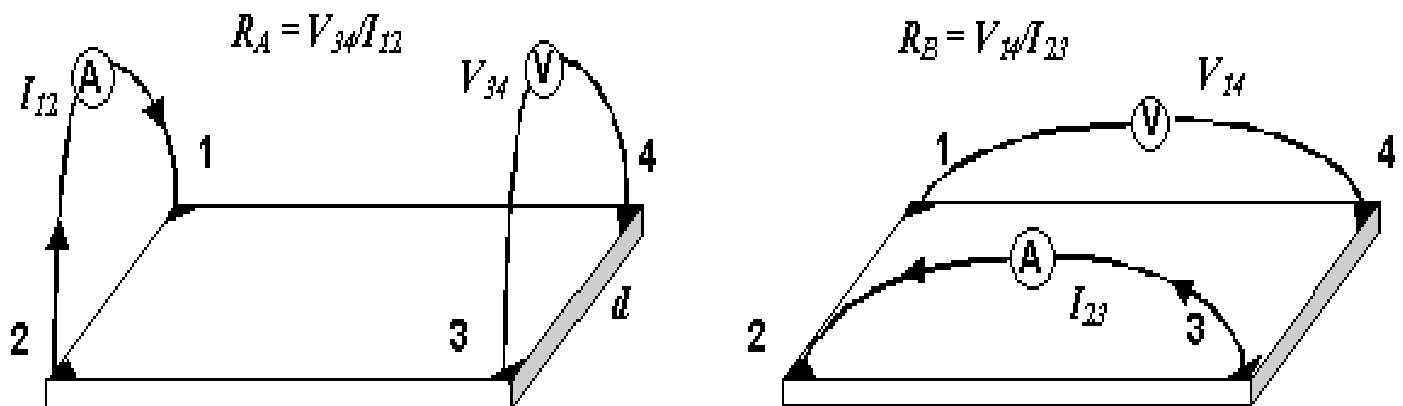


Figure 15 : Méthodologie de la mesure de $R_{2\text{DEG}}$ sur une structure Van Der Pauw isolée à la main à l'aide d'une pointe de Diamant.

Pour mesurer $N_{s,Hall}$, nous procédons de la même façon, nous devons d'abord obtenir un contact ohmique entre les pointes de mesure et le gaz 2D. Cela est possible en forçant une forte différence de potentiel entre les pointes comme décrit dans [10]. Une fois ce contact réalisé, nous effectuons la mesure à effet Hall en appliquant la procédure expérimentale spécifiée dans la figure 16.a. La figure 16.b montre les tensions transverses V_4-V_2 sans et sous champ magnétique ainsi que la tension de Hall (équation 4 et 5) et la concentration des porteurs $N_{s,Hall}$ (équation 13) en fonction du courant injecté dans la pointe 1.

$$N_{s,Hall}(I_{injecté}) = \frac{B \cdot I_{injecté}}{q \cdot V_H(I_{injecté})} \quad \text{Équation 13}$$

Nous observons que les différentes tensions mesurées sont linéaires en fonction du courant injecté. Nous avons également vérifié que les caractéristiques $I_j(V_j)$ où $j=1,2..4$ sont toutes linéaires (on le montre pas dans la figure 16) ce qui traduit un comportement parfaitement ohmique. La tension de Hall est de son côté linéaire en fonction du courant injecté ce qui est physiquement logique. Nous obtenons ainsi, une concentration de porteurs $N_{s,Hall}$ constante ($\approx 7.25 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$) indépendamment du courant que l'on injecte. Cela, confirme que nous mesurons bel et bien la concentration du gaz 2D qui est en moyenne, uniforme sur toute la surface isolée. Nous pouvons finalement aboutir à la mobilité électronique de Hall de notre échantillon en utilisant l'équation 14 :

$$\mu_{s,Hall} = \frac{1}{q \cdot N_{s,Hall} \cdot R_{2DEG}} \quad \text{Équation 14}$$

En faisant ce calcul, nous trouvons que la mobilité électronique de Hall dans notre cas est égale à $1982 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$, valeur très proche de la limite théorique de la mobilité du gaz 2D qui vaut $\approx 2000 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$ [12].

L'expérience à effet Hall permet de compléter la caractérisation du gaz 2D sur des plaques sur substrats nus, initiée dans la thèse J. Lehmann [10]. Nous sommes actuellement

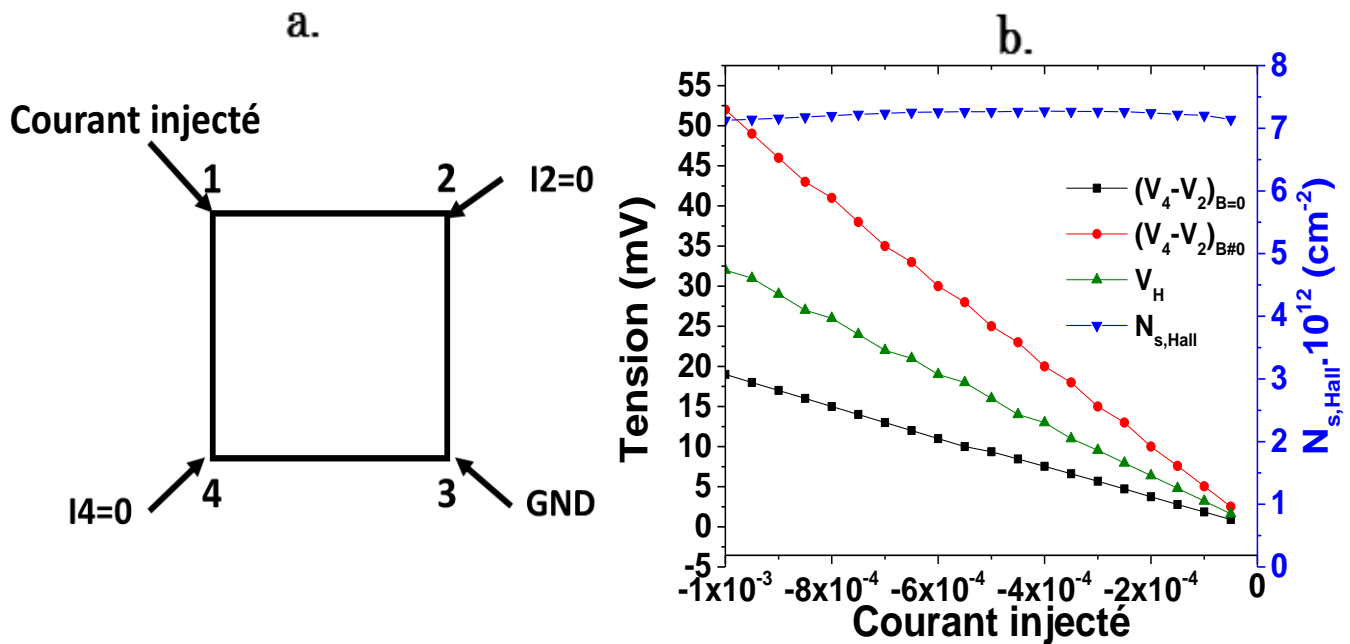


Figure 16 : a) Procédure expérimentale pour faire de l'effet Hall. b) Mesure de V_H et $N_{s,Hall}$ en fonction du courant injecté.

capables de fournir des mesures fiables de résistance, de concentration et de mobilité électronique du gaz 2D sur des plaques entières de 200/300 mm qui n'ont pas vu la totalité du procédé de fabrication. Précisons que l'effet Hall, est la seule technique qui permet à ce stade du procédé de fabrication de caractériser $N_{s,Hall}$ et $\mu_{s,Hall}$ sur ce type d'échantillons qui ne possèdent pas de grille qui pourrait être utilisée pour réaliser des mesures C-V.

4 Modélisation couplée des mesures capacitives et à effet Hall pour les MOS-HEMT Normally-On

4.1 Hypothèse principale

Nous avons effectué une simulation classique de la courbe C-V d'un dispositif MOS-HEMT Normally-On à base de GaN (figure 17). Nous avons en fait résolu l'équation de Poisson en supposant une distribution de Boltzmann pour la densité des porteurs. La caractéristique C-V obtenue est constituée de deux plateaux de capacité [13] comme le montre la figure 17.

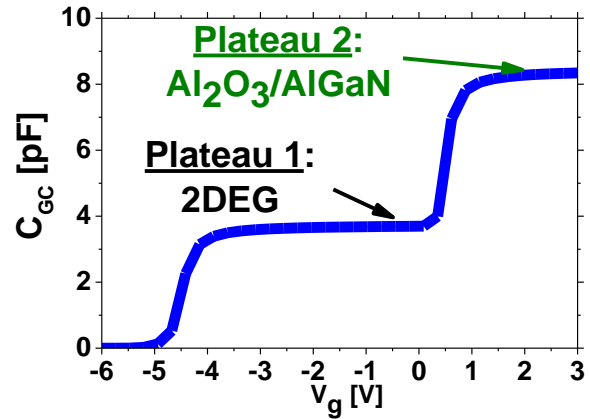


Figure 17 : Caractéristique $C_{Gc}(V_g)$ simulée classiquement pour notre dispositif Normally-On de référence pour V_g variant de -6 à 3 V.

Le premier plateau est d'abord obtenu pour des tensions de grille négatives. Il correspond à la capacité en série des trois couches Al_2O_3 , $AlGaN$ et AlN . Le deuxième plateau correspond lui à la capacité de l'oxyde de grille Al_2O_3 uniquement. En effet, pour les tensions de grille strictement positives, les électrons s'accumulent à l'interface $Al_2O_3/AlGaN$ formant

⊖ Porteurs libres

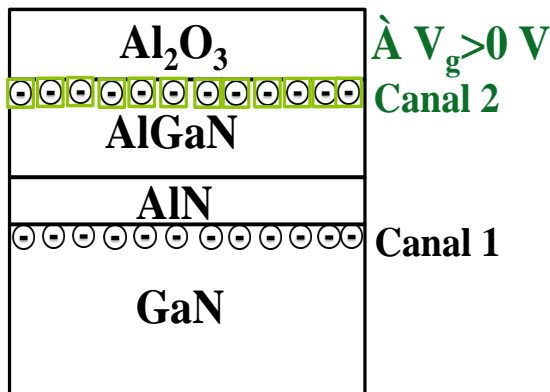


Figure 18 : Schéma simplifié de l'empilement de grille d'un MOST-HEMT Normally-On illustrant l'hypothèse des deux canaux de conduction.

probablement un deuxième canal de conduction en plus du gaz bidimensionnel d'électrons qui lui, se situe à l'interface de l'hétérojonction AlN/GaN . Dans ce paragraphe, nous cherchons à valider cette hypothèse, pour ce faire, nous allons essayer d'extraire les propriétés de transport de chacun des deux canaux 1 et 2 (figure 18), en identifiant pour chacun d'eux sa concentration $N_{s,i}$ et sa mobilité électronique $\mu_{s,i}$ (où $i=1$ ou 2) [8].

Pour extraire ces différents paramètres, on va utiliser quatre caractéristiques obtenues expérimentalement à la fois par split-CV ($N_{s,CGC}(V_g)$ et $\mu_{s,eff}(V_g)$) et par effet Hall ($N_{s,Hall}(V_g)$ et $\mu_{s,Hall}(V_g)$), en s'appuyant sur des équations analytiques permettant de décrire le transport dans les deux canaux. Nous allons supposer que le transport observé correspond à la

superposition de deux canaux, dans ce cas, par définition, les mobilités électroniques mesurées par split-CV $\mu_{s,eff}$ et par effet Hall $\mu_{s,Hall}$ sont décrites théoriquement [14] par les équations 15 et 16 respectivement :

$$\mu_{x,eff} = \frac{N_{s,1} \cdot \mu_{s,1} + N_{s,2} \cdot \mu_{s,2}}{N_{s,1} + N_{s,2}} \quad \text{Équation 15}$$

$$\mu_{s,Hall} = \frac{N_{s,1} \mu_{s,1}^2 + N_{s,2} \mu_{s,2}^2}{N_{s,1} \cdot \mu_{s,1} + N_{s,2} \cdot \mu_{s,2}} \quad \text{Équation 16}$$

Où $N_{s,i}$ et $\mu_{s,i}$ pour i valant 1 ou 2 sont les concentrations des porteurs et les mobilités électroniques des canaux 1 et 2. La mobilité dans le canal 1 où réside le 2DEG, est probablement plus importante que celle dans le canal 2. En effet, le transport électronique obtenu à l'issue d'un confinement d'électrons dans une hétérostructure (canal 1) est meilleur que celui obtenu par une accumulation d'électrons à l'interface Oxyde/Semi-conducteur (canal 2). C'est pour cette raison que nous allons considérer l'hypothèse additionnelle qui consiste à supposer que les valeurs de la mobilité électronique au sein du canal 1 $\mu_{s,1}$ sont beaucoup plus importantes que celles du canal 2 ($\mu_{s,1} \gg \mu_{s,2}$).

Rappelons-le, nous voulons extraire les quatre paramètres $N_{s,i}$ et $\mu_{s,i}$ pour i valant 1 ou 2. Les deux équations 15 et 16 ne vont guère suffire pour une telle extraction. Il nous faut deux autres équations indépendantes (non liées) pour pouvoir déterminer ces quatre paramètres. Les équations théoriques 17 et 18 décrivant les deux grandeurs mesurées $N_{s,CGC}$ et $N_{s,Hall}$, vont compléter le système de quatre équations à quatre inconnues :

$$N_{s,CGC} = \frac{1}{q} \int_{-\infty}^{Vg} C_{GC}(V) dV = N_{s,1} + N_{s,2} \quad \text{Équation 17}$$

$$N_{s,Hall} = \frac{(N_{s,1} \cdot \mu_{s,1} + N_{s,2} \cdot \mu_{s,2})^2}{N_{s,1} \mu_{s,1}^2 + N_{s,2} \mu_{s,2}^2} \quad \text{Équation 18}$$

La concentration des porteurs obtenue par mesure capacitive (équation 17), prend en compte toutes les charges qui existent dans l'empilement de grille. C'est pour cela que

nous écrivons que $N_{s,CGC}$ ce n'est que la somme de la contribution des porteurs de charges dans le canal 1 et 2. Quant à l'équation 18, elle est déduite des équations 16 et 3, ce qui signifie que les équations 16 et 18 sont liées. Par conséquent, nous obtenons un système de 4 quatre équations (15, 16, 17 et 18) dont trois sont indépendantes deux à deux. La figure 19 synthétise les quatre grandeurs mesurées $N_{s,CGC}$, $N_{s,Hall}$, $\mu_{s,CGC}$ et $\mu_{s,Hall}$.

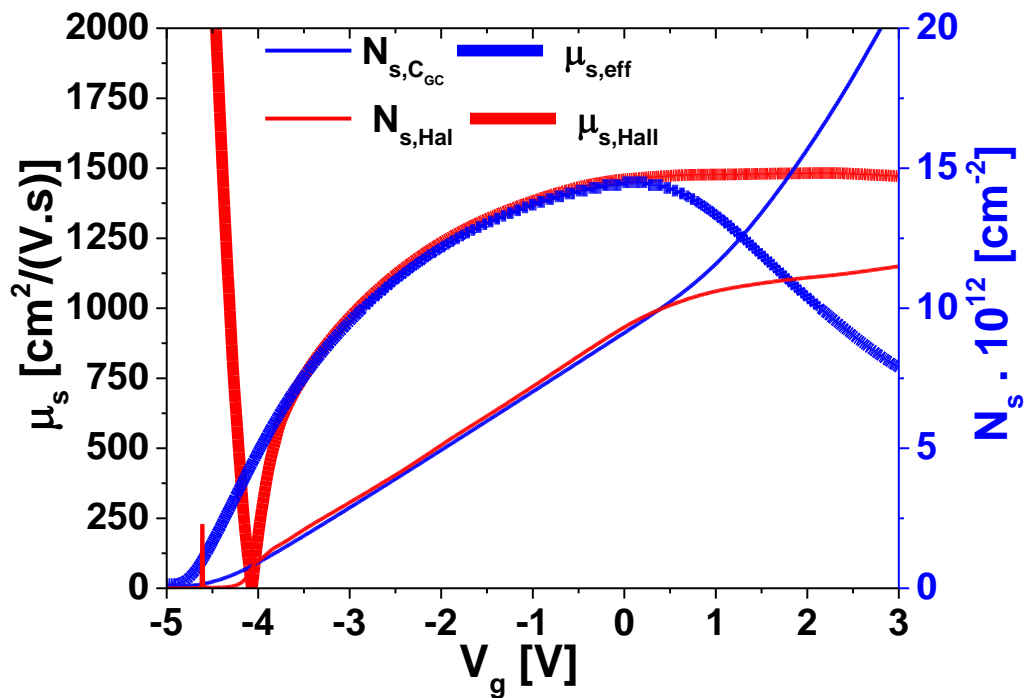


Figure 19 : Comparaison entre les caractéristiques expérimentales $\mu_s(V_g)$ et $N_s(V_g)$ obtenues en mesurant notre dispositif de référence Normally-On par split-CV (en bleu) et par effet Hall (en rouge).

Ce n'est pas encore suffisant pour déterminer les valeurs des paramètres $N_{s,i}$ et $\mu_{s,i}$ pour i valant 1 ou 2. Néanmoins, la remarque physique évoquée précédemment relative aux mobilités électroniques dans les canaux 1 et 2 stipulant que $\mu_{s,1} \gg \mu_{s,2}$ va nous guider vers la résolution auto-consistante du système d'équation non-linéaires 15, 16, 17 et 18.

4.2 Extraction des paramètres électriques des deux canaux

4.2.1 Extraction des concentrations de porteurs des deux canaux

La résolution auto-cohérente du système d'équations 15, 16, 17 et 18 en supposant que $\mu_{s,1} \gg \mu_{s,2}$ nous fournit une solution unique. Dans la figure 20, nous comparons les

concentrations des porteurs expérimentales $N_{s,CGC}$ et $N_{s,Hall}$ (en pointillées) avec celles extraites pour les canaux 1 et 2 (en lignes continues) par résolution auto-consistante. La concentration $N_{s,1}$ associée au canal 1 est celle du 2DEG. Elle suit parfaitement les variations de $N_{s,Hall}$ pour les tensions de grille négatives. Cependant, dès que V_g devient positive, l'effet Hall surestime légèrement la concentration du 2DEG (courbe noire), mais reste beaucoup plus précis que la mesure capacitive qui elle, prend en compte toutes les charges dans l'empilement de grille et pas seulement les électrons du gaz 2D.

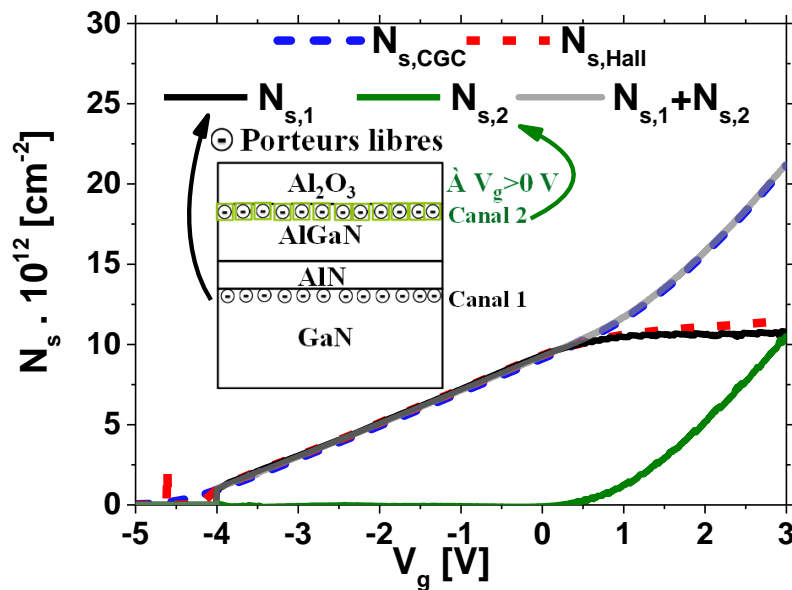


Figure 20 : Caractéristiques expérimentales $N_s(V_g)$ (en pointillées) obtenues sur notre dispositif de référence Normally-On par effet Hall et split-CV, comparées aux courbes $N_{s,1}(V_g)$, $N_{s,2}(V_g)$ et $N_{s,1}(V_g) + N_{s,2}(V_g)$ calculées en résolvant les équations 1, 2, 3 et 4 d'une manière auto-cohérente.

D'autre part, on voit clairement que la concentration des porteurs dans le canal 2 (courbe verte) est extrêmement faible pour des V_g négatives. Dans ce cas, sa valeur est fortement négligeable devant celle du 2DEG (courbe noire). Cependant, l'augmentation linéaire de $N_{s,2}$ en fonction de V_g quand la grille est polarisée positivement, traduit une accumulation d'électrons qui s'opère au sein du canal 2. Pour valider notre extraction, par résolution auto-consistante, nous avons comparé la somme des concentrations $N_{s,1} + N_{s,2}$ (courbe grise) avec celle obtenue par mesure capacitive $N_{s,CGC}$ (courbe bleue). Nous observons une superposition parfaite entre les deux courbes, confirmant ainsi la validité de cette extraction.

4.2.2 Extraction des mobilités électroniques des deux canaux

La résolution auto-consistante des équations 15, 16, 17 et 18 nous permet de déterminer les mobilités électroniques des canaux 1 et 2. Elles sont reportées dans la figure 21 respectivement en courbe noire et verte. Nous remarquons tout d'abord que la mobilité Hall mesurée pour un dispositif Normally-On, (courbe rouge) décrit d'une façon précise la mobilité $\mu_{s,1}$ du 2DEG. Cette dernière est légèrement supérieure à la mobilité Hall et sature pour une concentration de porteurs égale à $1,2 \cdot 10^{13}$ électrons/cm². La mobilité électronique dans le canal 2 (courbe verte), est faible. Elle décroît faiblement de 80 à 50 cm²/(V.s) du régime de faible à forte accumulation d'électrons. Elle est beaucoup plus faible que celle du 2DEG ce qui confirme notre hypothèse de départ. Ses valeurs sont sensiblement proches des mobilités effectives mesurées pour des dispositifs Normally-Off (chapitre 3).

D'autre part, la mobilité électronique effective calculée à l'aide de l'équation 15 et qui

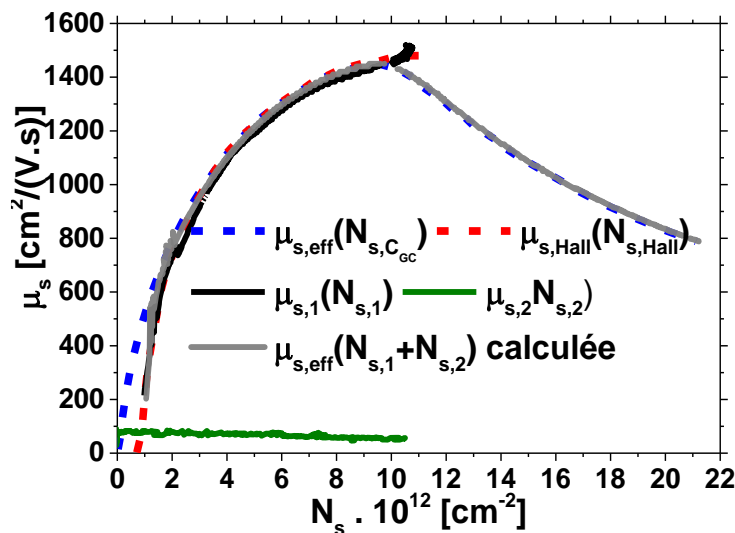


Figure 21 : Caractéristiques expérimentales $\mu_s(N_s)$ (en pointillées) obtenues sur notre dispositif de référence Normally-On par effet Hall et split-CV, comparées aux courbes $\mu_{s,1}(N_{s,1})$, $\mu_{s,2}(N_{s,2})$ et $\mu_{s,eff}(N_{s,1} + N_{s,2})$ calculées en résolvant les équations 1, 2, 3 et 4 d'une manière auto-cohérente.

dépend de la somme totale des porteurs peuplant les canaux 1 et 2, est parfaitement superposée avec la mobilité effective mesurée par split-CV. Ceci prouve que notre extraction est précise et cohérente. Bien sûr, cette mobilité n'a pas de sens physique pour N_s supérieure à $1,2 \cdot 10^{13}$ électrons/cm², mais rend seulement compte de la mesure C-V.

Ainsi, nous avons démontré que les MOS-HEMT Normally-On possèdent en effet deux canaux de conduction au niveau des interfaces AlN/GaN (2DEG) et $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$. Cette réalité physique a été démontrée en s'appuyant sur des mesures expérimentales fiables (effet Hall et split-CV) ainsi que sur la résolution auto-consistante du système d'équations non-linéaires 15, 16, 17 et 18.

5 Conclusion

Cette étude aura confirmé que la mesure de l'effet Hall est un outil pertinent et complémentaire à la technique split-CV pour caractériser les propriétés de transport du gaz bidimensionnel des MOS-HEMT construits autour de l'hétérojonction AlGaN/AlN/GaN. Le montage expérimental décrit dans ce chapitre est simple de mise en œuvre et innovant. Il permet à la fois, une caractérisation fiable et précise de la concentration du 2DEG et de sa mobilité. Le protocole de mesure proposé dans le cadre de cette étude s'est efforcé de rendre compte de l'ensemble des sources d'erreurs pouvant dégrader la qualité de la mesure. Nous avons vu en fait, que la variabilité sur la concentration des porteurs entre deux jours différents est inférieure à 2%. Parmi les divers avantages du nouveau montage que nous proposons, nous voulons souligner son efficacité pour la caractérisation des substrats GaN dépourvus de toutes métallisations. Cette mesure vient compléter un travail précédent [10] qui a consisté à déterminer la résistance par carré du gaz 2D par mesure quatre pointes colinéaires. Dorénavant, grâce à ce montage et surtout à l'expertise accumulée au fil des diverses caractérisations effectuées dans le cadre de cette thèse, nous pouvons aussi déterminer avec précision la concentration ainsi que la mobilité Hall du 2DEG de substrat épitaxié. Ce nouveau montage nous permet aussi de caractériser le gaz 2D dans les transistors HEMT.

Cette expérience, nous a conduit à une extraction fiable de la concentration et la mobilité du 2DEG dans le cas des dispositifs Normally-On lorsque la grille est polarisée positivement. A l'inverse de la mesure split-CV qui montre que la concentration des charges croît fortement quand la tension de grille augmente, celle-ci est constante quand elle est mesurée par effet Hall. Cette étude nous a permis d'identifier le comportement physique du

2DEG dans les dispositifs Normally-On. En fait, la concentration du canal ne peut pas croître indéfiniment. En termes de mobilité, celle-ci chute dans le cas de la mesure de split-CV et sature à un niveau constant quand elle est mesurée par effet Hall.

La combinaison de ces deux mesures complémentaires, à savoir split-CV et effet Hall, nous a permis de prouver que le transport électronique dans les dispositifs Normally-On s'opère à l'aide de deux canaux de conduction, le gaz d'électrons 2D et l'accumulation d'électrons à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$. Signalons enfin, que le montage mis en place, nous a permis d'obtenir de nombreuses informations concernant le comportement du gaz 2D et sans lequel, l'identification de la mobilité et la concentration du 2DEG dans les dispositifs Normally-On lorsque la tension de grille est positive, ne serait pas possible.

6 BIBLIOGRAPHIE

- [1] I. Nifa, C. Leroux, A. Torres, M. Charles, D. Blachier, G. Reibold, G. Ghibaudo et E. Bano, "Characterization of 2DEG in AlGaN/GaN heterostructure by Hall effect," *Microelectron. Eng.*, vol. 178, pp. 128–131, Jun. 2017.
- [2] M. Mansuripur, J. K. Erwin, W. Bletscher, P. Khulbe, K. Sadeghi, X. X. Anurag Gupta et S. B. Mendes, "Static tester for characterization of phase-change, dye-polymer, and magneto-optical media for optical data storage," *Appl. Opt.*, vol. 38, no. 34, pp. 7095–7104, 1999.
- [3] L. van der Pauw, "A method of measuring specific resistivity and Hall effect of discs of arbitrary shape," *Philips Res Rep*, vol. 13, pp. 1–9, 1958.
- [4] D. Jiles, *Introduction to magnetism and magnetic materials*. CRC press, 2015.
- [5] Z. Silvestri, R. S. Davis, G. Genevès, A. Gosset, T. Madec, P. Pinot et P. Richard, "Volume magnetic susceptibility of gold-platinum alloys: possible materials to make mass standards for the watt balance experiment," *Metrologia*, vol. 40, no. 4, p. 172, 2003.
- [6] C. Chang, H. R. Fetterman et C. R. Viswanathan, "The characterization of high electron mobility transistors using Shubnikov-de Haas oscillations and geometrical magnetoresistance measurements," *J. Appl. Phys.*, vol. 66, no. 2, pp. 928–936, Jul. 1989.
- [7] Z. Lun, D. S. Ang et C. H. Ling, "A novel subthreshold slope technique for the extraction of the buried-oxide interface trap density in the fully depleted SOI MOSFET," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 21, no. 8, pp. 411–413, 2000.
- [8] M. A. Negara, D. Veksler, J. Huang, G. Ghibaudo, P. K. Hurley, G. Bersuker, N. Goel et P. Kirsch, "Analysis of effective mobility and hall effect mobility in high-k based

In_{0.75}Ga_{0.25}As metal-oxide-semiconductor high-electron-mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 99, no. 23, p. 232101, Dec. 2011.

[9] J. Lehmann, C. Leroux, G. Ghibaudo, E. Bano, G. Reimbold, A. Torres, E. Morvan, M. Charles et Y. Baines "Novel sheet resistance measurement on AlGa_N/Ga_N HEMT wafer adapted from four-point probe technique," in *Proceedings of the 2015 International Conference on Microelectronic Test Structures*, 2015, pp. 163–168.

[10] J. Lehmann, "Caractérisation électrique d'hétérostructures AlGa_N/Ga_N pour des applications de puissance" thèse, Université Grenoble Alpes, 2015.

[11] D. K. Schroder, *Semiconductor material and device characterization*. John Wiley & Sons, 2006.

[12] O. Ambacher J. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman R. Dimitrov, L. Wittmer, M. Stutzmann, W. Rieger et J. Hilsenbeck, "Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures," *J. Appl. Phys.*, vol. 85, no. 6, p. 3222, 1999.

[13] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek et T. Hashizume, "Capacitance–voltage characteristics of Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N structures and state density distribution at Al₂O₃/AlGa_N interface," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 50, no. 2R, p. 021001, 2011.

[14] G. Ghibaudo et G. Kamarinos, "Analyse des propriétés de transport électrique dans le silicium sur isolant—Utilisation du pouvoir thermoélectrique," *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 17, no. 3, pp. 133–143, 1982

Chapitre 5 : Modélisation des propriétés de transport du 2DEG et de la tension de seuil des MOS-HEMT à base de GaN

1 Introduction

Ce chapitre est principalement consacré aux aspects de modélisation du gaz 2D d'électrons des MOS-HEMT à base de GaN. Il est constitué de deux études distinctes. La première, est une étude théorique du transport électronique du 2DEG sous la grille sur un large intervalle de température. Pour ce faire, le formalisme de Kubo-Greenwood est utilisé. Cette approche permet d'expliquer le comportement global des coefficients du transport, (conductivité, mobilité, ...) depuis le régime d'inversion faible jusqu'au régime de forte accumulation et sur une gamme étendue de température et de concentration de porteurs. Pour comprendre les effets principaux des phénomènes de collision sur la mobilité électronique associée au 2DEG, nous allons employer la loi de Matthiessen qui permet de combiner divers mécanismes.

En ce qui concerne la seconde partie de ce chapitre, notre but est de comprendre l'électrostatique de l'empilement de grille et de prédire la tension de seuil du MOS-HEMT pour n'importe quelles variantes technologiques. C'est pour cela que nous proposons un modèle analytique qui rend compte des mesures capacité-tension (C-V), sur un groupe étendu de dispositifs avec des variantes importantes sur les différentes composantes de l'empilement MOS-HEMT. Ce modèle est basé sur des simulations Poisson Schrödinger (PS) ainsi que sur le modèle de charges de polarisations spontanée et piézoélectrique (linéaire et non linéaire) proposé par O. Ambacher [1] que nous avons présenté dans le chapitre 1.

2 Modélisation analytique de la mobilité du 2DEG basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood

2.1 Présentation du formalisme de Kubo-Greenwood

Les études du transport électronique du gaz 2D des MOS-HEMT présentent un double intérêt. Premièrement, elles permettent d'importantes possibilités d'investigation quant aux mécanismes fondamentaux du transport électronique dans le canal, grâce à la facilité d'observer séparément l'influence de la température et de la concentration des porteurs sur les propriétés de transport électronique dans le canal [2]. D'autre part, ces études sont essentielles en ce qui concerne la modélisation des lois macroscopiques qui régissent le courant et la résistance à l'état passant (R_{ON}) des dispositifs MOS-HEMT à base de GaN [3], [4].

L'objectif de cette partie, est de présenter une modélisation décrivant le comportement global du transport du 2DEG d'un MOS-HEMT déposé sur GaN. A cette fin, nous utilisons un formalisme généralisé du transport, propre aux matériaux [5] qui est celui de Kubo-Greenwood. Son intérêt est sa validité quel que soit l'état de dégénérescence du semi-conducteur. Il est à noter qu'un semi-conducteur est dégénéré quand il est fortement dopé, ou bien lorsque le niveau de Fermi est situé dans sa bande de conduction, dans ce cas on dit qu'il a un comportement métallique. Théoriquement, le niveau énergétique de Fermi se positionne dans la bande de conduction du semi-conducteur. Inversement, le niveau de Fermi d'un semi-conducteur non dégénéré est dans sa bande interdite.

La formulation de Kubo-Greenwood est basée sur les grandeurs fondamentales relevant du transport dans une bande d'énergie dont on définit en particulier la densité d'états en énergie $N(E)$ et la mobilité électronique à une certaine énergie $\mu(E)$ « mobilité énergétique ». Cette formulation nous permettra, moyennant quelques hypothèses simplificatrices associées aux choix des mécanismes de collisions des porteurs, de décrire et d'expliquer dans leur globalité, les variations des coefficients de transport (conductivité, mobilité...) avec la température et/ou la concentration des porteurs dans le canal N_{2DEG} .

Cette modélisation basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood a été appliquée à plusieurs échantillons possédant différentes variantes technologiques. Il s'agit des plaques qui ont été caractérisées en split-CV dans le 3^{ème} chapitre de cette thèse, pour obtenir les mobilités effectives du 2DEG. Dans cette étude, nous cherchons à identifier les principaux mécanismes de collisions influençant le transport du 2DEG, en vue d'une meilleure compréhension du fonctionnement de nos MOS-HEMT.

2.2 Formalisme de Kubo-Greenwood en équations

Nous allons présenter les étapes de calcul nécessaires pour simuler dans le système électronique bidimensionnel à l'interface supérieur de la couche GaN active, les différents coefficients du transport tels que la conductivité et la mobilité effective (ou de dérive). C'est au sein de cette interface que se confinent les électrons permettant la conduction du MOS-HEMT. Dans ce contexte, nous utilisons le formalisme de Kubo-Greenwood [5] fréquemment employé dans l'étude des matériaux semi-conducteurs.

Nous allons nous placer dans le cadre d'une description quantique de la concentration des porteurs dans le canal. Les électrons occupent des états d'énergies discrets (on dit aussi sous-bandes) et obéissent à la statistique de remplissage de Fermi-Dirac qui est définie par l'équation suivante :

$$f(E) = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E - E_F}{k_B \cdot T}\right)} \quad \text{Équation 1}$$

E_F est le niveau énergétique de Fermi alors que k_B est la constante de Boltzmann. Pour simplifier les calculs, nous allons supposer que la majorité des électrons occupent la 1^{ère} sous-bande¹ E_0 , la concentration des porteurs s'écrit dans ce cas [6] et [7]:

¹ Pour une description plus précise de N_{2DEG} , il faut faire la somme des concentrations des porteurs peuplant chaque sous-bande et ne pas se restreindre à considérer seulement les porteurs occupant la 1^{ère} sous-bande.

$$N_{2DEG}(E_F, T) = \left(\frac{m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \right) \cdot (k_B \cdot T) \log \left(1 + \exp \left(\frac{E_0 - E_F}{k_B \cdot T} \right) \right) \quad \text{Équation 2}$$

Où m^* est la masse effective de densité d'états du semi-conducteur GaN, \hbar est la constante réduite de Planck et E_0 est le niveau d'énergie de la 1^{ère} sous-bande.

La description du modèle de Kubo-Greenwood commence avec la définition générale de la conductivité électrique macroscopique $\sigma_{TOT}(T)$ d'un système électronique. Elle s'obtient à partir de la « conductivité spectrale énergétique » $\sigma(E)$ en utilisant l'intégrale de Kubo-Greenwood [5] :

$$\sigma_{TOT}(T) = \int_{E_C}^{+\infty} \sigma(E) \cdot \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) dE \quad \text{Équation 3}$$

E est l'énergie cinétique des électrons dans une sous-bande de la bande de conduction du semi-conducteur alors que E_C dénote le minimum de la bande de conduction qu'on va prendre égal à 0 pour simplifier les calculs ($E_C=0$ est notre référence de calcul) [8]. Pour calculer cette dernière intégrale, il faut d'abord déterminer $\sigma(E)$. Dans le cas d'un système bidimensionnel (2D) et pour le transport au-dessus de E_C ($E > E_C$) on a [8] et [9] :

$$\sigma(E) = q \cdot (E - E_C) \cdot \mu_{TOT}(E) \cdot N(E) = q \cdot E \cdot \mu_{TOT}(E) \cdot N(E) \quad \text{Équation 4}$$

$\mu_{TOT}(E)$ est la mobilité énergétique et $N(E)$ est la densité d'états (*DOS : Density Of State*) pour un système 2D (en nombre d'électrons par unité d'énergie).

En combinant les équations 3 et 4, on aboutit enfin à l'expression de la conductivité électrique $\sigma(N_{2DEG}, T)$ qui va être utilisée par la suite pour simuler la mobilité effective du 2DEG :

$$\sigma(N_{2DEG}, T) = q \cdot \int_0^{+\infty} N(E) \cdot E \cdot \mu_{TOT}(E, N_{2DEG}, T) \cdot \left(-\frac{\partial f}{\partial E} \right) dE \quad \text{Équation 5}$$

Dans cette intégrale, $N(E)$ est la densité énergétique d'états pour un système 2D. Elle est indépendante de l'énergie dans ce cas et elle est donnée par :

$$N(E) = \frac{m^*}{\pi \cdot \hbar^2} \quad \text{Équation 6}$$

Par ailleurs, $\mu_{TOT}(E, N_{2DEG}, T)$ est la mobilité totale du 2DEG. Elle est obtenue en considérant que la probabilité de collision globale résulte de la contribution en série des probabilités des différents mécanismes de collisions. La loi de Matthiessen [10] propose que, $\mu_{TOT}(E, N_{2DEG}, T)$ corresponde à la somme de chacune de ces probabilités.

Plusieurs mécanismes de collisions sont susceptibles d'altérer la mobilité effective du 2DEG. Les références [4] et [11] en font une liste et proposent d'autres phénomènes de collisions supplémentaires (désordre d'alliage, impuretés ionisées dues au substrat, diffusion piézoélectrique, collisions dues aux dislocations...) outre ceux étudiés ici. Dans notre cas, nous présentons un modèle simplifié qui nous permet de décrire le comportement global de la mobilité du 2DEG sur une large plage de température et de concentration de porteurs, en considérant uniquement les mécanismes de collisions qui nous paraissent essentiels pour l'étude du transport dans le canal. Une étude plus exhaustive incluant plus de phénomènes limitant la mobilité est possible et tout à fait réalisable, néanmoins, elle nécessite un calcul lourd qui prend beaucoup plus de temps.

Dans cette thèse, nous allons nous concentrer en particulier sur 4 mécanismes de collisions des porteurs :

- collisions coulombiennes μ_C
- collisions sur la rugosité de surface μ_{SR}
- collisions sur les phonons optiques μ_{OP}
- collisions sur les phonons acoustiques μ_{AC}

Pour des températures inférieures ou égales à l'ambiante, seuls les deux premiers mécanismes de collisions prédominent alors que l'influence des collisions des phonons optique et acoustique intervient pour des températures plus élevées. En tenant compte de

ces 4 mécanismes limitant la mobilité électronique dans le canal et en utilisant la loi de Matthiessen citée ci-dessus, on peut alors écrire :

$$\frac{1}{\mu_{TOT}(E, N_{2DEG}, T)} = \frac{1}{\mu_c(E, N_{2DEG}, T)} + \frac{1}{\mu_{SR}(N_{2DEG})} + \frac{1}{\mu_{OP}(T)} + \frac{1}{\mu_{ac}(T)} \quad \text{Équation 7}$$

La simulation que nous proposons permet d'acquérir un résultat plus important que ce qu'on présente habituellement dans la littérature [12]. En effet, la mobilité effective du 2DEG est souvent donnée en fonction de T pour une seule concentration de porteurs qui est fixée, c'est le cas dans la figure 1 [11]. Par contre, notre modèle nous permet de faire varier la position du niveau de Fermi et ainsi la mobilité effective du 2DEG que nous calculons peut être fournie pour n'importe quelle température et n'importe quelle concentration de porteurs.

La figure 1 présente la mobilité du 2DEG obtenue expérimentalement et théoriquement en s'appuyant sur la loi de Matthiessen combinant plusieurs mécanismes de collisions. Les mesures de la mobilité électronique ont été réalisées à l'aide de l'effet Hall sur une structure de test sans grille. Celle-ci est donnée en fonction de T et pour une concentration de porteurs supposée constante. Il est important de noter que dans la figure 1, les mécanismes de collisions rapportés en bleu sont similaires à ceux qui seront étudiés dans ce chapitre, alors qu'en rouge nous montrons un mécanisme additionnel qui ne va pas être analysé. Cette mesure a été réalisée sur une structure de test sans grille et donc la simulation est donnée pour une concentration de porteurs fixée.

Pour compléter la présentation du modèle mis en œuvre, il nous suffit de donner les lois mathématiques décrivant les 4 mécanismes de collisions. Pour cette fin, nous nous sommes tournés vers la littérature sur le matériau GaN. Chaque mécanisme de collision est décrit par une équation physique mettant en évidence sa dépendance vis-à-vis de la température ainsi de la concentration de porteurs. Les équations utilisées dans cette simulation sont connues dans le domaine du transport dans un canal à base de Silicium [8]. Elles ont été adaptées pour rendre compte des spécificités du semi-conducteur GaN.

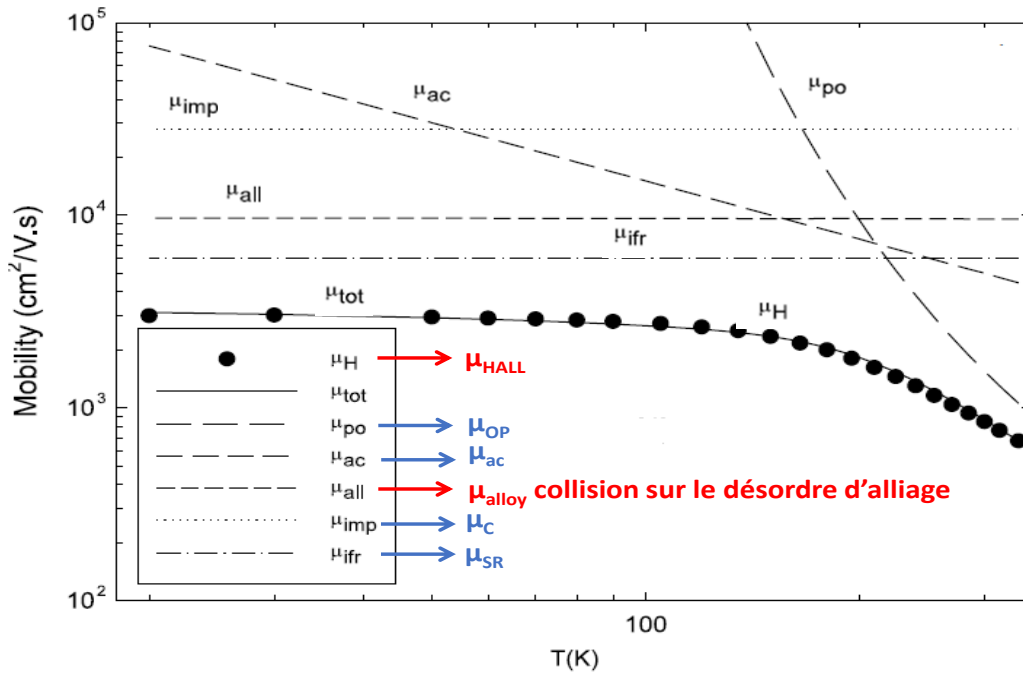


Figure 1 : Comparaison entre la mobilité du 2DEG obtenue expérimentalement et théoriquement à l'aide de la loi de Matthiessen combinant plusieurs mécanismes de collisions [11].

Les équations 8, 9, 10 et 11 décrivent respectivement les mobilités associées aux mécanismes de collisions coulombiennes μ_C , de rugosité de surface μ_{SR} , et d'interaction avec les phonons optiques μ_{OP} , et sur les phonons acoustiques μ_{ac} .

Pour les collisions coulombiennes, on a [13] :

$$\mu_C(E, N_{2DEG}, N_{imp}) = \mu_{C0} \cdot \frac{E/E_0}{N_{imp}/N_{0imp}} \cdot \left(\frac{\lambda + \lambda_0}{\lambda} \right)^2 \quad \text{Équation 8}$$

N_{imp} est une concentration de charges coulombiennes effective.

μ_{C0} est l'amplitude de la mobilité due aux interactions coulombiennes.

λ_0 est la longueur d'écran électrostatique caractéristique séparant la faible de la forte accumulation des porteurs.

Par ailleurs, E_0 , μ_{C0} , λ_0 , N_{0imp} sont des paramètres généraux qu'on peut fixer à partir des valeurs fournies en [4] et [11]. Leurs valeurs sont respectivement égales à 25 meV, 220 $\text{cm}^2/(\text{V.s})$, 1 nm et 10^{11} charges/ cm^2

λ est la constante d'écran électrostatique, elle caractérise la distance sur laquelle toute perturbation locale du potentiel électrique est atténuée par la charge du 2DEG. Dans l'approximation de Thomas-Fermi et pour un gaz à deux dimensions (2D) [14], λ est donnée par :

$$\lambda(N_{2DEG}, T) = \frac{\epsilon_{GaN}}{q} \cdot \frac{\partial E_F}{\partial N_{2DEG}} \quad \text{Équation 9}$$

ϵ_{GaN} est la permittivité diélectrique du GaN et E_F est le niveau de Fermi. On peut obtenir en inversant l'équation 2, on obtient alors :

$$E_F(N_{2DEG}, T) = k_B \cdot T \cdot \log \left[\exp \left(\frac{N_{2DEG}}{A_{2D} \cdot k_B \cdot T} \right) - 1 \right] \quad \text{Équation 10}$$

Il est important de noter que lorsque $\lambda > \lambda_0$, l'écrantage électrostatique n'est plus effectif et dès que $\lambda < \lambda_0$ celui-ci devient prédominant.

A ce stade, il est important de préciser que N_{imp} sera l'un des deux paramètres particuliers que nous allons faire varier pour ajuster les courbes simulées sur les courbes expérimentales.

Le 2^{ème} mécanisme qui impacte la mobilité du 2DEG est associé aux collisions relatives à la rugosité de surface. Cette mobilité a une dépendance avec la concentration des porteurs en $(N_{2DEG})^{-2}$. On notera qu'elle ne dépend pas de la température. μ_{SR} s'écrit alors :

$$\mu_{SR}(N_{2DEG}, \mu_{SR0}) = \mu_{SR0} \cdot \left(\frac{N_0}{N_{2DEG}} \right)^2 \quad \text{Équation 11}$$

N_0 est une constante de référence qu'on va fixer pour cette simulation elle est égale à 10^{12} électrons/cm² alors que μ_{SR0} est le second paramètre d'ajustement cité ci-dessus. Il caractérise les collisions sur la rugosité de surface. Il va nous permettre de décrire la qualité de l'interface AlN/GaN.

Les deux mécanismes de collisions restants sont les collisions avec les phonons optiques et acoustiques. Ils dépendent fortement de la température et deviennent prédominants à haute température.

L'expression analytique de la mobilité limitée par les collisions associées aux phonons optiques est donnée par Ridley [15] :

$$\mu_{OP}(T) = \mu_{OP0} \left(\exp\left(\frac{\hbar \cdot \omega}{k_B \cdot T}\right) - 1 \right) \quad \text{Équation 12}$$

μ_{OP0} est une constante fixée à partir de [11], homogène à une mobilité électronique. Plus précisément dans notre modèle, elle vaut $90 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$.

Quand l'énergie d'agitation thermique devient suffisamment élevée (à très haute température) par rapport à l'énergie de vibration caractéristique $\hbar \cdot \omega$ des phonons optiques (La valeur de $\hbar \cdot \omega$ pour le GaN est fournie dans [11] et elle vaut $0,092 \text{ eV}$), les collisions des électrons du canal sur les phonons optiques détériorent fortement la mobilité qui tend alors vers zéro.

Pour des températures intermédiaires, les collisions avec les phonons acoustiques prennent le relais. En fait, celles-ci ont un impact plus important sur la mobilité du 2DEG que les phonons optiques. L'expression décrivant ce mécanisme est la suivante :

$$\mu_{AC}(T) = \mu_{AC0} \frac{300}{T} \quad \text{Équation 13}$$

μ_{AC0} est une constante homogène à une mobilité électronique, elle est égale à la valeur de μ_{AC} à 300 K . Sa valeur est fixée pour cette simulation par rapport aux valeurs de la littérature. Plus précisément, elle vaut $2,3 \cdot 10^4 \text{ cm}^2/(\text{V.s})$.

On peut retrouver par simulation, la mobilité effective du 2DEG comme celle obtenue expérimentalement par split-CV (voir chapitre 3) via l'expression de la conductivité macroscopique définie par l'équation 5. Plus concrètement, la mobilité effective du 2DEG s'écrit :

$$\mu_{eff}(N_{2DEG}, T) = \frac{\sigma(N_{2DEG}, T)}{q \cdot N_{2DEG}} \quad \text{Équation 14}$$

Il est important de noter que $\mu_{eff}(N_{2DEG}, T) \neq \mu_{TOT}(E, N_{2DEG}, T)$. Le résultat de notre simulation est la mobilité effective du 2DEG μ_{eff} , alors que μ_{TOT} est la mobilité spectrale « énergétique » totale qui correspond à chaque sous-bande du canal bidimensionnel (dans ce calcul, nous avons considéré une seule sous-bande). Elle est obtenue par la loi de Matthiessen et utilisée lors de la résolution de l'intégrale définissant la conductivité macroscopique $\sigma(N_{2DEG}, T)$.

Dans cette partie nous avons présenté les équations permettant de simuler les caractéristiques $\mu_{eff}(N_{2DEG}, T)$, en s'appuyant sur le formalisme de Kubo-Greenwood [5]. Dans la suite de ce chapitre, nous allons appliquer cet outil de simulation sur nos dispositifs MOS-HEMT. Il est à noter que le but de cette simulation n'est pas seulement de retrouver un comportement global de la caractéristique simulée $\mu_{eff}(N_{2DEG}, T)$ similaire à l'expérience, mais aussi d'observer la variation des deux paramètres d'ajustement N_{imp} et μ_{SR0} . Ces deux derniers paramètres vont nous permettre de juger de l'impact des collisions coulombiennes et de la rugosité de surface des différents échantillons caractérisés et présentés dans le chapitre 3 et ayant différentes variantes technologiques de procédés de fabrication de grille.

2.3 Application du formalisme de Kubo-Greenwood sur nos MOS-HEMT

2.3.1 Présentation des dispositifs étudiés

Nous avons effectué une simulation de la mobilité effective du 2DEG basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood pour des températures allant de 25 à 250°C sur un ensemble cohérent de huit plaques différentes, regroupées selon trois groupes visant l'étude de trois paramètres de process distincts (tableau 1). Notre but est donc d'analyser leur influence sur les propriétés de transport du 2DEG.

nom du Split	Nom de la plaque	Epaisseur de Al ₂ O ₃ (nm)	Epaisseur de AlGaN (nm)	Epaisseur de AlN (nm)	Epaisseur de GaN (μm)	type de gravure de Si ₃ N ₄	type du MOS-HEMT
Epaisseur de la couche barrière AlGaN	A	20	24	1	1	ICP	Normally-On
	B	20	17	1	1	ICP	Normally-On
	C	20	10	1	1	ICP	Normally-On
Procédé de gravure de la couche de passivation Si ₃ N ₄ sous la grille	D	6	24	1	1	ICP	Normally-On
	E	6	24	1	1	RIE	Normally-On
	F	6	24	1	1	ICP+ sur- gravure chlorée de 10nm	Normally-On
MOS-HEMT Normally-On VS Normally-Off	G	30	14 (recess partiel de 10 nm de la barrière AlGaN)	1	2	ICP	Normally-On
	H	30	0 (recess total + gravure de 10nm de la couche GaN)	1	2	ICP	Normally-Off

Tableau 1 : Description des variantes technologiques étudiées

Nous avons d'abord exploré l'impact de l'épaisseur de la barrière AlGaN (plaques A, B et C) sur la mobilité effective du 2DEG. Ensuite, nous avons analysé la dégradation de μ_{eff} associée à la gravure de la couche de passivation Si₃N₄ déposée ex-situ (plaques D, E et F). Nous avons enfin, étudié les deux plaques G et H qui ont eu une épitaxie similaire et qui ont vu des procédés de fabrication de grille différents. On a procédé en fait, à une gravure partielle de 14 nm de la barrière AlGaN pour la plaque G et une gravure totale des couches AlGaN et AlN pour la plaque H. Les dégradations dues aux collisions coulombiennes et à la rugosité de surface ont été également analysées sur ces deux plaques. Le tableau 1 illustre les paramètres technologiques de ces trois groupes de plaques.

2.3.2 Caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ et $\mu_{\text{eff}}(T)$

Avant de comparer les plaques entre elles, nous allons considérer l'évolution de μ_{eff} avec la température (T) et la tension de grille (V_g) observée en expérience et en simulation. Les caractéristiques de la mobilité effective seront toutes présentées en fonction de la concentration des électrons dans le canal $N_{2\text{DEG}}$ pour faciliter l'analyse des mécanismes de collisions influençant μ_{eff} .

Dans ce paragraphe, nous montrons les résultats de simulation obtenus sur le dispositif D (figure 2). Le choix de cet échantillon peut être justifié par le fait que ce dernier

possède un empilement standard avec des procédés de fabrication mieux maîtrisés et moins agressifs. Par conséquent, les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ seront probablement moins impactées par des dégradations relatives aux procédés de fabrication. Cela rend la comparaison entre l'expérience et la simulation relativement plus facile.

La figure 2 compare les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ obtenue expérimentalement (a) et avec une simulation basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood (b). Les mesures illustrées dans la figure 2.a sont réalisées sur la plaque D pour des températures allant de 25 à 250 °C. Il est important de noter que les courbes simulées sont obtenues en faisant varier uniquement, d'une plaque à l'autre, les deux paramètres d'ajustement N_{imp} et μ_{SR} (voir les équations 8 et 11) de manière à rendre compte au mieux des courbes expérimentales. Rappelons que les paramètres d'ajustement utilisés dans cette simulation se divisent en deux catégories à savoir, les généraux (E_0 , μ_{C0} , λ_0 , $N_{0\text{imp}}$, N_0 , μ_{OP0} , $\hbar \cdot \omega$ et μ_{AC}) (de l'équation 8 à 13) et les particuliers (N_{imp} et μ_{SR}) (équations 8 et 11). Les paramètres d'ajustement généraux quant à eux, sont en fait fixés [4], [11] et similaires pour toutes les plaques testées alors que les particuliers varient d'une plaque à l'autre (paragraphe 2.2). Cela veut dire que la figure 2.b est réalisée pour toutes les températures allant de 25 à 250 °C, avec jeu de paramètres particuliers unique : N_{imp} et μ_{SR} .

Cette simulation aboutit à un accord raisonnable avec l'expérience pour des températures inférieures ou égales à 150 °C. Les valeurs de mobilité trouvées par simulation pour $N_{2\text{DEG}}$ de 1 à $7 \cdot 10^{12}$ électrons/cm² sont relativement proches de celles mesurées par split-CV. Pour les concentrations de porteurs inférieures à $1 \cdot 10^{12}$ électrons/cm², l'expérience fournit des valeurs absurdes de la mobilité effective. Une mobilité électronique ne peut être nulle dans un canal. Les valeurs trouvées donc par simulation semblent avoir plus de cohérence.

Pour des températures plus élevées (>150 °C), notre modèle ne rend pas bien compte de la forte décroissance de μ_{eff} en fonction de T. Plus la température augmente, plus l'écart croît en termes de valeurs de mobilité effective, entre l'expérience et la simulation.

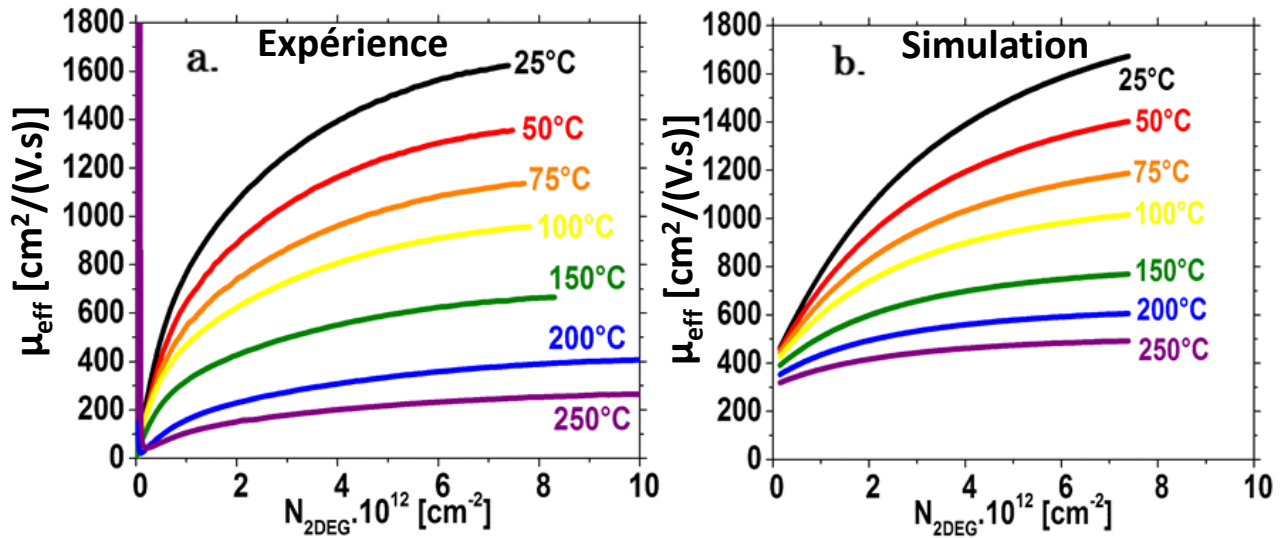


Figure 2 : Les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(N_{2\text{DEG}})$ pour des températures allant de 25 à 250 °C réalisées sur la plaque D et obtenues, a : expérimentalement, b : avec le formalisme de Kubo-Greenwood adapté au matériau GaN.

On pourrait croire que le désaccord observé pour des températures supérieures à 150 °C soit dû à la négligence d'un mécanisme de collisions non pris en compte par notre modèle simplifié (incluant seulement 4 mécanismes de collisions : coulombien, rugosité de la surface et phonons optiques et acoustiques, voir section 2.2). Cette hypothèse paraît moins crédible lorsqu'on se souvient que les mécanismes de collisions qui dépendent le plus de la température sont ceux associés aux phonons (optique et acoustique). Ces deux mécanismes sont bel et bien introduits dans notre modèle.

Nous soupçonnons en fait, l'existence d'un phénomène de transport en parallèle à l'interface supérieure $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ avec le transport au sein du canal (2DEG). D'ailleurs, dans le chapitre précédent, grâce à la mesure de $N_{2\text{DEG}}(V_g)$ par effet Hall, on a montré l'existence d'un transport électronique en parallèle plus faible par rapport à celui du canal principal (2DEG). A des températures élevées, ce phénomène pourrait s'accroître et le transport électronique à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ n'est plus négligeable devant celle du 2DEG. En fait, l'augmentation de la capacité C_{ox} avec la température lorsque V_g est nul (paragraphe 2.3.4 du chapitre 3) montre concrètement que le centroïde de charges se rapproche plus de la grille (une capacité est inversement proportionnelle à l'épaisseur du diélectrique qui se situe entre ses armatures). Ceci signifie probablement qu'il se forme un second canal qui se situe à

l'interface supérieure $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$. La simulation précédente basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood ne prend pas en compte cette réalité physique, c'est peut-être, pour cette raison que notre simulation est moins précise quand la température dépasse $150\text{ }^\circ\text{C}$.

Nous avons donc simulé l'ensemble des échantillons décrits dans le tableau 1. Le but de cette opération est d'ajuster au mieux les courbes simulées sur les courbes expérimentales. Ainsi, pour chaque dispositif testé, un jeu de paramètres spécifiques N_{imp} et μ_{SR} a été identifié, les autres paramètres restant fixes. Dans la figure 3, nous montrons les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(T)$ expérimentale (a) et simulée (b) pour une concentration de porteurs $N_{2\text{DEG}}$ fixe, que nous avons choisi égale 3.10^{12} cm^{-2} . Cette façon de présenter les mobilités effectives en fonction de T , nous permet de comparer plus facilement l'ensemble des échantillons caractérisés

En jouant donc uniquement sur un jeu de paramètres N_{imp} et μ_{SR} propre à chaque dispositif, on réussit à rendre compte de la variation globale de la mobilité du 2DEG pour des températures inférieures ou égales à $150\text{ }^\circ\text{C}$ et ceci, pour tous les échantillons étudiés. Pour les températures supérieures à $150\text{ }^\circ\text{C}$, les mobilités effectives expérimentales, pour n'importe quelle plaque caractérisée, décroissent rapidement avec T ce qui n'est pas le cas pour les courbes simulées. Nous avons observé le même comportement dans la figure 2. Le transport parallèle à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ qui croit avec T , pourrait expliquer cette forte décroissance de la mobilité effective du 2DEG avec T .

Dans la figure 3, nous rapportons également la variation de μ_{eff} en fonction de T pour $N_{2\text{DEG}}=3.10^{12}\text{ électrons/cm}^2$ d'un empilement HEMT (Figure 4.a) qui n'a pas vu de procédé de fabrication de grille. Caractériser cet empilement, revient à mesurer les propriétés de transport du 2DEG qui se situe sous les zones d'accès d'un MIS-HEMT et donc qui n'est pas impacté par les procédés de fabrication de la brique de grille. Cette mesure a été réalisée sur une structure de test Van Der Pauw adaptée (Figure 4.b). Ce type de structure est présent sur toutes les plaques listées dans le tableau 1. Il est important de noter que l'ensemble des dispositifs testés (sauf la plaque C) possèdent un même empilement de zones d'accès des

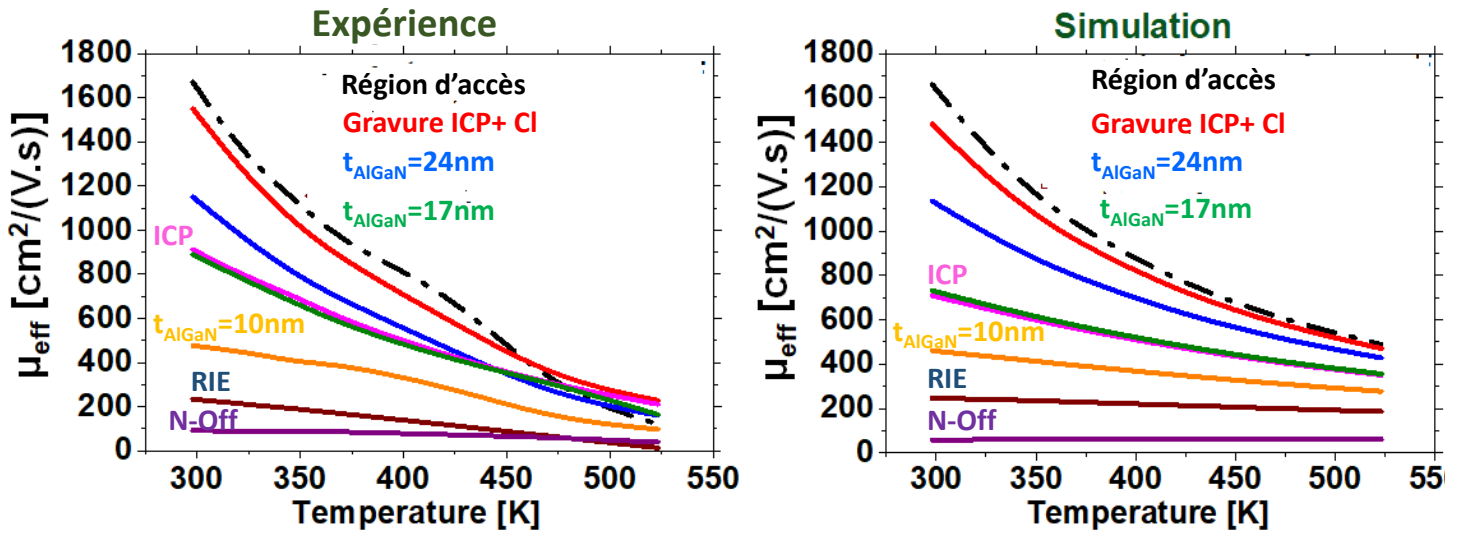


Figure 3 : Les caractéristiques $\mu_{\text{eff}}(T)$ pour $N_{2\text{DEG}}=3.10^{12} \text{ cm}^{-2}$ réalisées sur des échantillons du tableau 1 obtenues, *a* : expérimentalement, *b* : avec le formalisme de Kubo-Greenwood adapté au matériau GaN.

MOS-HEMT ($t_{\text{AlGaN}}=24\text{nm}$, $t_{\text{AlN}}=1\text{nm}$). Ils diffèrent principalement dans leurs briques de fabrication de grille. La plaque C quant à elle, possède une barrière qui a une épaisseur de 10 nm. Par conséquent, la caractérisation du 2DEG qui se situe sous les zones d'accès de n'importe quel MOS-HEMT revient au même (sauf la plaque C). Dans notre cas, nous avons en fait choisi de tester une structure Van Der Pauw adaptée de la plaque G.

Nous remarquons que la partie du canal hors grille possède les valeurs de mobilité les plus élevées, confirmant l'impact des procédés de fabrication de la grille. Le dispositif qui possède la 2^{ème} meilleure performance en terme de mobilité correspond à un procédé de gravure ICP de la couche de passivation Si_3N_4 suivi d'une sur-gravure chlorée (plaque F). Ce dernier a une mobilité électronique très proche de celle mesurée en absence de grille.

On notera par contre que la mobilité du 2DEG est sérieusement dégradée pour les MOS-HEMT qui ont une épaisseur $t_{\text{AlGaN}}=10 \text{ nm}$ (plaque C), un procédé de gravure RIE (plaque E) de la couche de passivation et elle est d'autant plus dégradée pour la technologie Normally-Off (plaque H).

Pour conclure ce paragraphe, soulignons qu'un bon accord a été obtenu entre la simulation et l'expérience pour des températures inférieures ou égales à 150 °C à partir

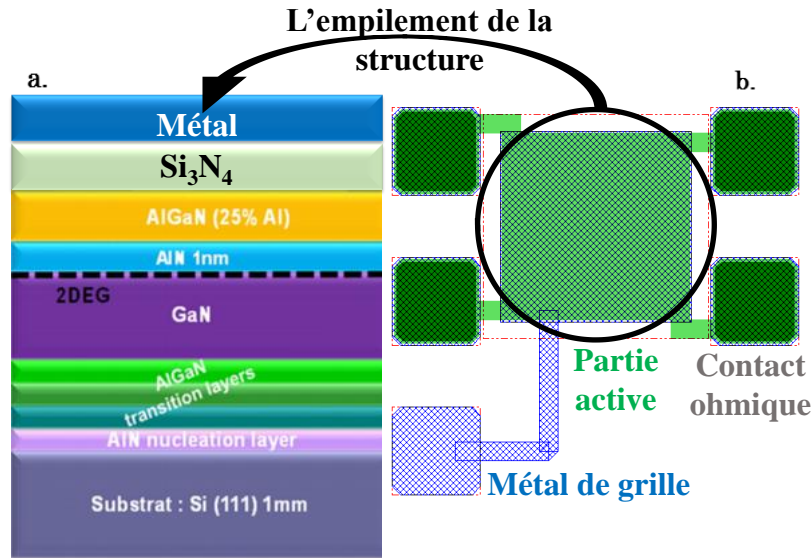


Figure 4 : Vue en coupe d'un empilement HEMT classique $Al_{0.25}Ga_{0.75}N/AlN/GaN$ sans grille. b : Schéma de la structure Van Der Pauw sans ouverture de grille possédant les dimensions $L \times W = 200 \mu m \times 200 \mu m$.

d'hypothèses simples : 1 seule sous-bande pour rendre compte de N_{2DEG} , et 4 mécanismes de collisions avec des lois tirées de la littérature et adaptées au matériau GaN... L'ensemble de ces résultats montre la pertinence de ce type de simulation et explique le choix de ce formalisme pour expliquer et rendre compte des mobilités effectives sur les différentes plaques.

2.3.3 Analyse des raisons de la dégradation de la mobilité du 2DEG liées à nos dispositifs MOS-HEMT

Le jeu de paramètres d'ajustement N_{imp} et μ_{SR0} obtenus par simulation pour chaque plaque testée, nous permet d'étudier les dégradations des propriétés de transport liées à nos dispositifs. Ces deux paramètres sont reportés pour chaque échantillon dans la figure 5. Ils permettent de décrire qualitativement et quantitativement, le taux d'impuretés effectif et l'état de surface limitant le transport dans le canal bidimensionnel.

La figure 5 montre bien qu'une large quantité d'impuretés ($N_{imp} \approx 4 \cdot 10^{11}$ charges/cm²) est obtenue suite à une gravure RIE (plaque E). Cette valeur est encore 10 fois plus élevée pour un MOS-HEMT Normally-Off (plaque H). A l'inverse, N_{imp} est fortement réduite quand la gravure de la couche de passivation se termine par une sur-gravure en ambiance chlorée

et non plus fluorée (plaque F) ou quand le dispositif n'a pas vu de procédé de fabrication de grille.

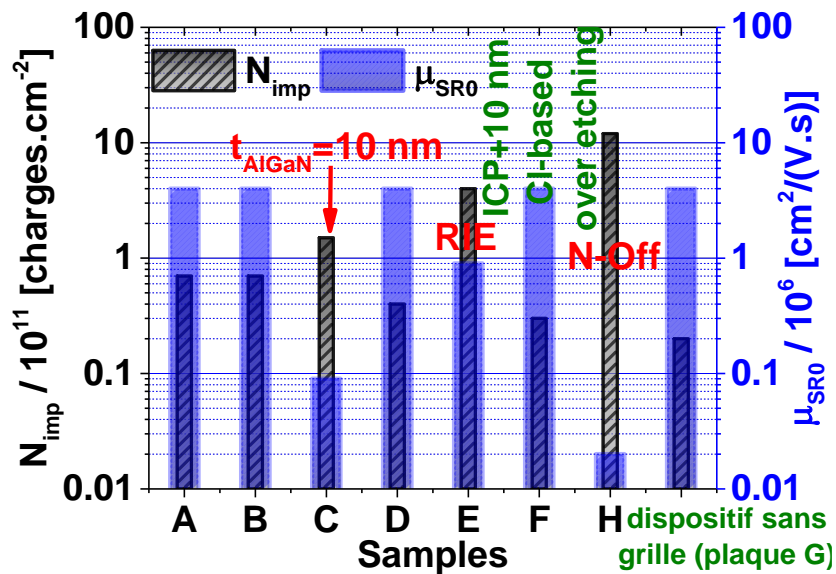


Figure 5 : Les paramètres d'ajustement N_{imp} et μ_{SR0} utilisés dans la modélisation de la mobilité du 2DEG basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood pour tenir compte des courbes expérimentales pour les échantillons étudiés ici.

Concernant la constante de rugosité de surface, elle a la même valeur pour tous les échantillons, excepté celui qui a vu un procédé de gravure RIE, qui possède une barrière de 10 nm et celui qui a une architecture de grille Normally-Off. Concernant le dispositif C, il possède une faible valeur de μ_{SR0} . Elle est un ordre de grandeur plus dégradée que l'ensemble des dispositifs testés (sauf le E et le H). Un phénomène de « Remote Surface Roughness » peut en fait expliquer la dégradation de mobilité observée sur la plaque C. Ce phénomène devient de plus en plus important quand l'épaisseur entre la grille et le canal diminue.

D'autre part, le dispositif H a un μ_{SR0} deux ordres de grandeurs moins importants qu'un dispositif « standard ». En effet, pour cet échantillon, nous avons réalisé une gravure totale de la barrière AlGaN suivi d'une gravure additionnelle de 10 nm de la couche GaN active. Par conséquent, l'interface gravée est en contact direct avec le canal. C'est ce qui justifie probablement la dégradation drastique de la mobilité du 2DEG observée avec ce dispositif.

Pour mieux comprendre les raisons pour lesquelles la gravure chlorée améliore la mobilité du 2DEG alors que la RIE la dégrade, on a fait une analyse SIMS sur les échantillons D, E et F (figure 6).

La figure 6 montre qu'il y a une forte augmentation des ions Fluor à la surface des trois échantillons testés. Cela est dû probablement à une contamination en ions fluors de la surface de chacun et n'est pas liée aux procédés de gravure ICP et RIE. En outre, les valeurs minimales observées dans le profil de concentration de l'atome Galium, indiquent la position de l'interface AlN/GaN (2DEG). Comme le montre la figure 6, ces minimums coïncident avec une importante densité d'ions F^- pour les procédés RIE et ICP alors que le procédé de gravure ICP qui est suivi d'une sur-gravure chlorée possède une couche AlGaN avec une densité d'ions F^- minimale à l'endroit où le gaz 2D se forme.

Nous remarquons que la concentration des ions fluor F^- pour le procédé de gravure RIE est deux ordres de grandeurs plus élevée que celle de la gravure de la barrière dans un milieu chloré. Nous déduisons de cette figure que la gravure assistée par les ions chlore réduit efficacement les ions fluor relatifs aux procédés de gravure ICP ou encore plus RIE, conduisant à une guérison de la mobilité effective du 2DEG.

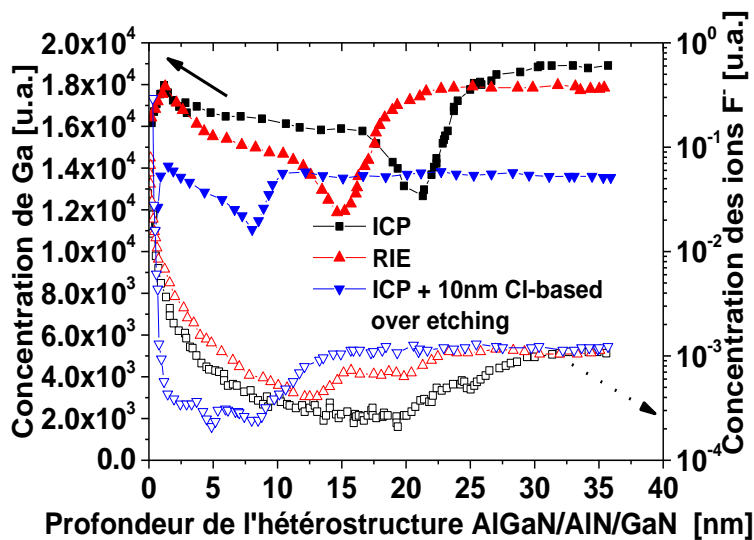


Figure 6 : Caractérisation SIMS de l'hétérostructure AlGaN/AlN/GaN pour différents procédés de gravure employés pour éliminer la couche de passivation Si₃N₄. La concentration des ions F⁻ est illustrée par des symboles ouverts alors que la concentration des atomes Ga l'est avec des symboles remplis.

Dans ce paragraphe, à l'aide du formalisme de Kubo-Greenwood, nous avons proposé une simulation pertinente pour rendre compte de la mobilité effective du 2DEG. Dans notre cas, ce formalisme nous a permis de mieux qualifier et quantifier le taux d'impuretés et la qualité de la surface de la barrière AlGaIn sur l'ensemble des 8 plaques caractérisées électriquement (en split-CV) dans cette étude.

3 Modélisation de l'empilement de grille basée sur des mesures C-V

3.1 Description de la démarche

Nous présentons dans cette partie une étude plus générale visant à analyser l'électrostatique de l'empilement de la grille constituant nos MOS-HEMT. Cette étude est basée sur la caractérisation électrique, la modélisation et l'extraction des paramètres. Le modèle que nous développons nous permettra, en fait, de rendre compte des contributions des charges surfaciques de polarisation et de défauts sur la tension de seuil des MOS-HEMT. De plus, en confrontant nos extractions avec les équations de polarisation fournies par O. Ambacher [1], ce travail de modélisation nous conduira à estimer la déformation de la couche GaN active.

Pour commencer, nous avons effectué des caractérisations C-V sur un ensemble cohérent de plaques rassemblées selon 6 variantes technologiques dans le but d'analyser leur influence (voir la première colonne du tableau 1). Nous avons cherché d'abord à simuler la courbe C-V d'un transistor Normally-Off en se basant sur une simulation auto-consistante PS. Ce choix de dispositif peut être justifié par le fait que ce dernier est constitué d'un empilement MOS classique qui contient seulement les couches TiN/Al₂O₃/GaIn alors qu'un MOS-HEMT Normally-On standard possède un empilement de grille avec plus de couches à savoir, TiN/Al₂O₃/AlGaIn/AlIn/GaIn. La modélisation d'un transistor Normally-Off est donc, à priori beaucoup plus simple que celle des MOS-HEMT de type Normally-On.

La courbe C-V simulée du MOS-HEMT Normally-Off est obtenue en faisant varier seulement deux paramètres d'ajustement C_{ox} et W_{FM} . C_{ox} est la capacité équivalente du diélectrique de grille (TiN) alors que W_{FM} est le travail de sortie du métal. La variation de ces

deux paramètres permet d'ajuster la caractéristique simulée à celle obtenue expérimentalement.

Cette étape d'ajustement sera reproduite ensuite sur l'ensemble des échantillons Normally-On caractérisés en C-V (voir tableau 1) ce qui nous permettra d'extraire pour chacun d'eux, un couple de paramètres d'ajustement (C_{ox} et WF_M). Plus de détails seront fournis dans les paragraphes suivants.

3.2 Modélisation du C-V d'un MOS-HEMT Normally-off

La figure 7.a illustre une vue en coupe de l'empilement MOS-HEMT Normally-Off (plaque H). Le modèle que nous proposons repose principalement sur une simulation Poisson Schrödinger (PS) déjà présentée au chapitre 1, elle est réalisée sur une couche de GaN de 6 μm dopée uniformément à 2.10^{13} électrons/ cm^3 (ce dopage a été mesuré précédemment et présenté dans le chapitre 2). La simulation PS nous donne la dépendance du potentiel de surface de GaN ψ_s avec la charge surfacique d'accumulation dans GaN $Q_{sc}(\psi_s)$. Pour ces simulations nous avons pris comme valeur de la masse effective de GaN $m^*=0.22m_e$, m_e est la masse de l'électron [16]. Nous pouvons reconstruire les caractéristiques C-V en utilisant les équations usuelles suivantes [17] :

$$\frac{1}{C(V_g)} = \frac{1}{C_{ox}} + \frac{1}{C_{sc}(V_g)} \quad \text{Équation 15}$$

$$V_g = WF_M - WF_{GaN} + \psi_s - \frac{Q_{sc}(\psi_s)}{C_{ox}} \quad \text{Équation 16}$$

Dans l'équation 15, $C_{sc} = -\partial Q_{sc} / \partial \psi_s$ est la capacité du semi-conducteur GaN alors que C_{ox} est la capacité équivalente du diélectrique entre le métal de grille (TiN) et le gaz 2D. Concernant l'équation 16, WF_{GaN} est le travail de sortie du matériau GaN dans notre cas, il est calculé à partir de l'affinité électronique de GaN χ_{GaN} (4.1 eV [16]) et la position du niveau de Fermi dans le volume de GaN par rapport à sa bande de conduction ($N_c = 2.2.10^{18}$ at/ cm^3 [16]).

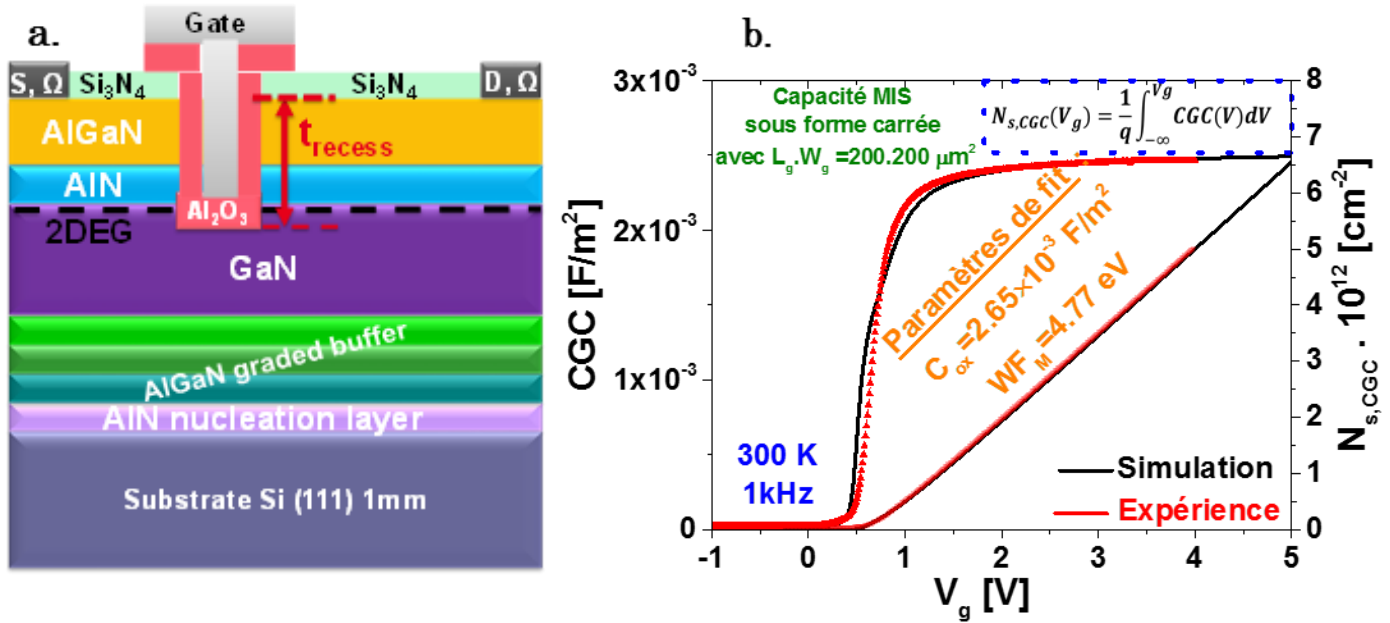


Figure 7 : a : Vue de coupe d'un empilement Al_xGa_{1-x}N/AlN/GaN MOS-HEMT (plaque H) montrant la profondeur de la gravure t_{recess}. b : Caractéristiques C_{GC}(V_g) & N_{s,CGC}(V_g) expérimentales et modélisées à partir de simulation PS. Les paramètres de fit C_{ox} et W_{F_M} sont rapportés.

Quant au paramètre W_{F_M}, c'est le travail de sortie effectif du métal, il n'inclut pas seulement la chute de tension dans le métal mais également, toutes les influences électrostatiques qui existent au sein de l'empilement de la grille (charges de défauts, charges de polarisations...).

L'ajustement entre l'expérience et la simulation comme le montre la figure 7.b, permet une extraction de ces deux paramètres C_{ox} et W_{F_M}. Pour plus de précision, cette opération est effectuée en s'appuyant sur l'ajustement des concentrations des porteurs N_{s,CGC} simulées vis-à-vis de celles obtenues expérimentalement, plutôt qu'avec les courbes C-V (figure 7.b) dont on voit bien en figure 7.b que l'ajustement est plus délicat.

On note que la valeur du travail de sortie du métal W_{F_M} obtenue pour le dispositif à base de GaN Normally-Off, trouvée à 4,77 eV (figure 7.b), est en accord avec la valeur habituellement trouvée dans la littérature pour un métal de grille TiN déposé avec la technique de dépôt PVD (*Pressure Vapor Deposition*) [18].

Ce résultat doit nous interroger. En effet, le bon ajustement entre l'expérience et la simulation pour une valeur correspondant au travail de sortie du TiN habituellement rapporté dans la littérature (4,77 eV), signifie-t-il, que pour un dispositif Normally-Off, les charges liées aux défauts et à la polarisation, n'interviennent pas dans l'explication de la tension de seuil.

3.3 Extraction des travaux de sortie effectif associés aux dispositifs Normally-On

Comme dans le paragraphe précédent, les deux paramètres d'ajustement C_{ox} et W_{FM} peuvent être extraits et suivis sur l'ensemble cohérent des MOS-HEMT Normally-On testés (tableau 2). Il est important de noter que tous les échantillons étudiés possèdent comme métal de grille, du TiN déposé par PVD. Il serait donc logique que le travail de sortie du métal soit le même pour la totalité des plaques listées dans le tableau 2. Nous avons listé dans ce tableau, les paramètres C_{ox} et ΔW_{eff} . Nous avons défini ΔW_{eff} comme étant le décalage de W_{FM} par rapport à la valeur de référence de 4,77 eV obtenue pour le dispositif H. ΔW_{eff} correspond en fait aux chutes de potentiel additionnelles dans l'empilement AlGaN/GaN, pour la technologie Normally-On et par rapport à la technologie Normally-Off. Ce paramètre tient compte des charges de polarisation spontanée et piézoélectrique induites aux interfaces de l'ensemble des couches polaires constituant notre empilement. De plus, ΔW_{eff} décrit outre les contributions de polarisation, les chutes de tensions dues aux défauts existants aux interfaces des couches. Nous fournirons plus de détails dans les paragraphes suivants.

Pour comprendre la signification de ce paramètre important (ΔW_{eff}), nous allons considérer le schéma simplifié de la figure 8. Nous y présentons une structure classique Métal/Oxyde/Semi-conducteur. Dans notre cas, le métal est le TiN, l'oxyde est un diélectrique équivalent aux couches Al_2O_3 , AlN et AlGaN. AlN et AlGaN sont plutôt des semi-conducteurs, mais on peut les considérer comme des diélectriques dans la mesure où le niveau de Fermi est loin des bandes de valence et de conduction. Enfin le semi-conducteur dans cet empilement est le GaN. Nous supposons l'existence d'une charge Q_{ox} dans l'oxyde induisant une chute de potentiel ΔW_{eff} . Cela se traduit par l'équation suivante (théorème de Gauss) :

nom du Split	Nom de la plaque	Epaisseur de Al ₂ O ₃ (nm)	Epaisseur de l'AlGa _N avant & après le procédé du recess (nm)	Epaisseur de AlN (nm)	type de gravure de Si ₃ N ₄	t _{recess} (nm)	ΔW _{eff} (V)	10 ⁻³ · C _{ox} (F/m ²)
Epaisseur de la couche barrière AlGa _N	A	20	24	1	ICP	0	-6,72	2,23
	B		17				-5,32	2,51
	C		10				-2,44	3,21
Précédé de gravure de la couche de passivation Si ₃ N ₄ sous	D	6	24→24	1	ICP	0	-4,705	3,23
	E		24→16		RIE	8	-1,99	4,55
	F*		24→17		ICP+O. E	7	-3,52	4,82
MOS-HEMT Normally-On VS Normally-Off	G	30	24→14	1	ICP	10	-5,47	1,88
	H		24→0			24+1+10	0	2,66
Epaisseur de la couche AlN	I	20	24	0	ICP	0	-5,45	2,09
	J			0,5			-5,82	2,02
	A			1			-6,72	2,23
	K			2			-9,62	1,95
Epaisseur du diélectrique de grille Al ₂ O ₃	D	6	24	1	ICP	0	-4,705	3,23
	A	20					-7,42	2,15
	L	40					-8,02	1,26
Fraction molaire de l'Aluminium x _{Al}	A	20	24	1	ICP	0	-6,72	2,23
	M**			-5,17			2,04	
	N**			-6,52			2,02	
	K			2			-9,62	1,95

Tableau 2 : Description des variantes technologiques étudiées avec les paramètres C_{ox} et ΔW_{eff}=W_{FM}-4.77 qui sont extraits à partir des mesures C-V. F* ; ICP+10 nm de sur-gravure dans un milieu Chloré. M**→x_{Al}=0.18. N**→ x_{Al}=0.12, sinon x_{Al}=0.25.

$$\Delta W_{eff} = -\frac{Q_{ox} \cdot d}{\epsilon_{ox}} \quad \text{Équation 17}$$

d est la distance entre le métal et la position de la charge Q_{ox} dans l'oxyde équivalent dont la permittivité diélectrique relative est ε_{ox}.

Dans toute cette étude, l'épaisseur de l'oxyde équivalent va varier en fonction des variantes technologiques (tableau 2) d'après l'épaisseur des différentes couches Al₂O₃, AlN et AlGaN. C'est pour cette raison qu'il est important d'analyser l'influence de cette modulation d'épaisseur sur ΔW_{eff} .

Deux cas sont à distinguer pour juger de l'influence de cette charge :

1. T_{OX} varie mais d est constante, la variation $\Delta(\Delta W_{eff})$ liée à la modification de l'épaisseur de la couche oxyde équivalente est nulle.
2. T_{OX} varie à cause de la variation de d , la variation $\Delta(\Delta W_{eff})$ liée à la modification de l'épaisseur de la couche oxyde équivalent n'est pas nulle cette fois. Elle vaut :

$$\Delta(\Delta W_{eff}(Q_{OX})) = -\frac{Q_{OX} \cdot \Delta T_{OX}}{\epsilon_{OX}} = -Q_{OX} \cdot \Delta\left(\frac{1}{C_{OX}}\right)$$

Équation 18

Où C_{OX} est la capacité de l'oxyde équivalent.

Par conséquent, la variation de la chute de tension dans l'empilement MOS-HEMT peut être électrostatiquement expliquée par l'influence de la somme des charges dans l'oxyde équivalent qui est en-dessous du métal de grille (théorème de Gauss). Si on veut quantifier les valeurs de charges relatives à chacune des couches Al₂O₃, AlN et AlGaN, il suffit de tracer les courbes ΔW_{eff} en fonction de $1/C_{OX}$ (équation 18) pour chaque groupe de plaques qui fait varier l'épaisseur d'une de ces couches.

En tenant compte de toutes ces remarques, la pente extraite d'une courbe ΔW_{eff} en fonction de $1/C_{OX}$ (homogène à des C/m²) pour une couche que l'on fait varier est la somme des charges qui se trouvent sous cette couche.

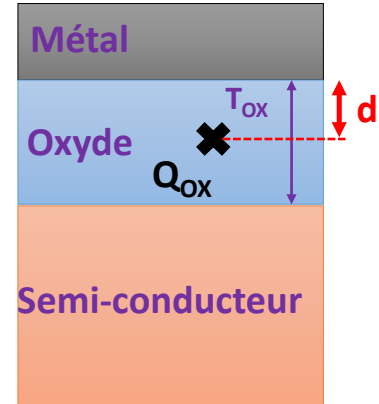


Figure 8 : Schéma simplifié d'une structure MOS illustrant une charge Q_{ox} dans l'oxyde.

Nous reportons dans les figures 9.a et 9.b les valeurs de ΔW_{eff} en fonction de $1/C_{\text{ox}}$ pour différentes variantes technologiques : épaisseur de la barrière AlGaN (plaques A, B et C), de l'espaceur AlN (plaques I, J, A et K), de l'oxyde Al_2O_3 (plaques D, A et L) et du type du procédé de gravure de la couche de passivation Si_3N_4 (plaques D, E et F).

Quand on modifie les épaisseurs d'AlGaN et d'AlN, nous observons que ΔW_{eff} varie linéairement avec $1/C_{\text{ox}}$. Les pentes sont alors extraites de cette dépendance linéaire, elles sont homogènes à des charges surfaciques (C/m^2) que l'on rapporte aux interfaces des couches AlGaN et AlN. Il est important de noter qu'on a écarté le point A de l'analyse de l'effet de l'épaisseur de l'AlN. On a pris en compte uniquement les points I, J et K. Ceci peut être expliqué par le fait que le paramètre C_{ox} associé à la plaque A n'est pas consistant avec les échantillons I, J et K (tableau 2), il ne suit pas le sens de variation attendu. Par contre, la plaque A a été prise en compte pour l'étude de l'influence de la barrière AlGaN car les trois plaques A, B et C sont fabriquées avec cette même couche AlN de 1 nm.

Concernant l'épaisseur de l'oxyde Al_2O_3 , la dépendance de ΔW_{eff} en fonction de $1/C_{\text{ox}}$ n'est pas linéaire (figure 9.a, symboles en rouge). En outre, le point entouré (G) ne suit pas la tendance observée pour les points D, A, et L ce qui s'explique par une épaisseur d'AlGaN plus faible (14 nm au lieu de 24 nm).

Avec le groupe de plaques où on a fait varier le type du procédé de gravure (plaques D, E et F), nous cherchons à étudier l'influence de la technique employée pour graver la couche de passivation sur la chute de potentiel ΔW_{eff} . Les procédés de gravure comparés sont l'ICP (*Inductive Coupled Plasma*), la RIE (*Reactive Ion Etching*) et l'ICP suivie d'une surgravure chlorée de 10 nm d'AlGaN. Pour chaque gravure, le niveau d'impact sur la surface gravée diffère (voir la section 4.2.1 du chapitre 1).

La figure 9.b (symboles noirs) montre que les valeurs de ΔW_{eff} extraites pour les procédés ICP (plaque D) et RIE (plaque E), suivent la même pente que celle observée pour le groupe de plaques faisant varier l'épaisseur d'AlGaN. Ceci se comprend dans la mesure où les deux procédés sont comparables avec des profondeurs gravées d'AlGaN différentes et des types de défauts associés à la gravure fluorée similaires [19]. Par ailleurs, le point F

Pour comprendre plus en détail l'électrostatique de l'empilement de grille, nous présentons en figure 10 un schéma simplifié de cet empilement en situant les différentes charges existantes aux interfaces des couches, ainsi que leurs polarisations.

Les semi-conducteurs GaN, AlN et AlGaN sont des matériaux polaires et sont le siège de polarisation spontanée et piézoélectrique. Ils possèdent une polarisation totale (voir la section 3 du chapitre 1) qui vaut $P = P_{sp} + P_{pz}$. D'après la théorie de la polarisation,

on sait que la charge surfacique induite aux interfaces (AlN/GaN, AlGaN/AlN ou Al_2O_3 /AlGaN) par une certaine polarisation totale (équation 16 du chapitre 1) s'écrit : $\sigma_{Pi} = \pm P_i$. Les P_i ($i=1, 2$ ou 3 voir la figure 10) représentent les polarisations totales relatives aux couches $Al_xGa_{1-x}N$ (où $x \in [0,1]$). Par ailleurs, à une interface donnée, la charge d'interface n'est autre que la somme des deux charges induites ($-\sigma_{Pi} + \sigma_{Pi+1}$) pour les matériaux qui s'y rejoignent. Précisons enfin que notre axe de référence est l'axe de croissance $[0001]$, les vecteurs polarisations totales \vec{P}_i sont tous orientés dans le sens contraire de l'axe $[0001]$, Par définition, un vecteur polarisation est compté positivement depuis les charges négatives vers les charges positives (section 3.1 du chapitre 1), cela signifie en particulier que les charges σ_{Pi} figurant sur le schéma de la figure 10 sont strictement positives.

L'analyse électrostatique de notre empilement de grille est basée sur le système de charges illustré dans la figure 10. Le modèle que nous présentons ici ne repose pas seulement sur les aspects de polarisations. Nous savons d'après l'étude bibliographique présentée dans

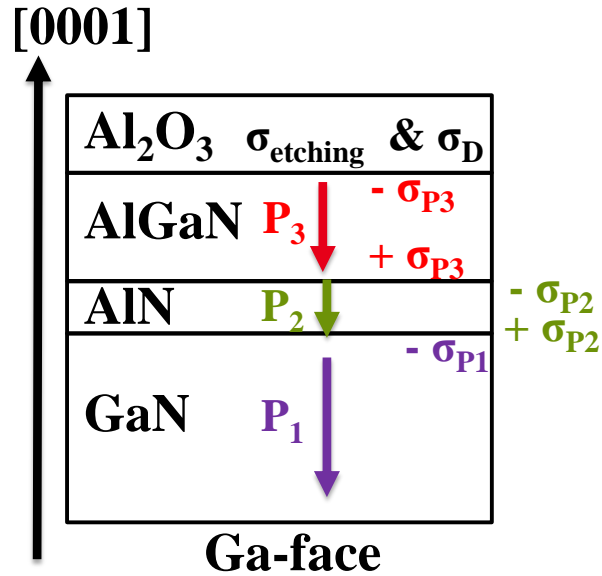


Figure 10 : Schéma simplifié de l'empilement de grille de nos MOS-HEMT fabriqué selon la face Ga montrant les polarisations totales (spontanées+piézoélectriques) ainsi que les densités de charges surfaciques induites à chaque interface.

la section 5.2 du 1^{er} chapitre que l'interface Al₂O₃/AlGaN est riche en défauts (états d'interfaces de type donneurs, d'ailleurs, nous allons pouvoir le vérifier ici). Les charges d'interfaces induites par ces défauts seront notées σ_D comme indiqué sur la figure 10. Pour terminer enfin la description des différentes charges surfaciques aux interfaces de nos couches, nous allons considérer les charges $\sigma_{etching}$ qui traduisent les défauts apportés par la gravure fluorée de la couche de passivation (ICP et RIE).

On a souligné que les pentes linéaires extraites dans les figures 9.a et 9.b correspondent en fait à la quantité de charges surfaciques sous le « diélectrique » pour lequel on fait varier l'épaisseur. On peut alors écrire :

Variation de :	Bilan des charges en-dessous de la couche	Pente correspondante extraite de $\Delta W_{eff}(1/C_{ox})$
l'épaisseur de la couche AlN	$\sigma_{P2} - \sigma_{P1}$	-0.1239 C/m ²
l'épaisseur de la couche AlGaN	$\sigma_{P3} - \sigma_{P1}$	-0.0315 C/m ²

Tableau 3 : Charges surfaciques de polarisation extraites des pentes des courbes $\Delta W_{eff}(1/C_{ox})$ à partir de plusieurs plaques où on fait varier les épaisseurs d'AlGaN et d'AlN.

Concernant la variation de l'épaisseur de l'oxyde de grille Al₂O₃, aucune dépendance claire ne peut être relevée à partir de la courbe $\Delta W_{eff}(1/C_{ox})$ (figure 9.a). Néanmoins, toujours d'après le théorème de Gauss, la charge responsable de la chute de potentiel au sein d'Al₂O₃ est d'après la figure 10 $\sigma_D + \sigma_{etching} - \sigma_{P1}$ (tableau 4).

On peut aussi analyser le rôle de la fraction molaire d'Aluminium (d'une part la plaque A comparée à M et d'autre part K avec N). D'un échantillon à un autre, elle conduit à une variation de la chute de tension dans la couche AlGaN qui est proportionnelle à la charge de polarisation totale. On écrit dans ce cas pour une même épaisseur d'oxyde équivalent :

$$P_3(X) - P_3(Y) = (\Delta W_{eff}(X) - \Delta W_{eff}(Y)) \cdot C_{AlGaN} \tag{Équation 19}$$

Où P_3 est la polarisation totale dans la couche AlGaN (figure 10) alors que C_{AlGaN} est la capacité de la barrière AlGaN. X et Y sont deux fractions molaires d'Aluminium distincts appartenant à l'intervalle [0,1].

Le tableau 4 synthétise aussi l'influence d'une variation de la fraction molaire d'Aluminium sur la charge de polarisation induite au sein de la couche AlGaN.

Variation de :	Bilan de charges	Commentaires
l'épaisseur de la couche Al_2O_3	$\sigma_{Al_2O_3} = \sigma_D + \sigma_{etching} - \sigma_{P1}$	Dépendance non linéaire de ΔW_{eff} en fonction de $1/C_{ox}$ (voir paragraphe 4.2)
la fraction molaire d'Aluminium	$(\Delta W_{eff}(A) - \Delta W_{eff}(M)) \cdot C_{AlGaN}$	$= -0.0058 \text{ C/m}^2 = P_3(0.25) - P_3(0.18)$
	$(\Delta W_{eff}(K) - \Delta W_{eff}(N)) \cdot C_{AlGaN}$	$= -0.0138 \text{ C/m}^2 = P_3(0.25) - P_3(0.12)$

Tableau 4 : Charges surfaciques d' Al_2O_3 déduites de la figure 10 pour les plaques où on fait varier l'épaisseur d' Al_2O_3 et charges de polarisation extraites à partir du tableau 2 concernant le groupe de plaques où on fait varier la fraction molaire d'Aluminium.

Enfin, concernant la variante technologique du type de procédé de gravure, la figure 9.b (symboles en noir) nous montre que ΔW_{eff} , pour la sur-gravure chlorée augmente (en valeur absolue) et ne suit pas la même pente observée pour la variante technologique de l'épaisseur d'AlGaN. Dans ce cas, et comme l'indique la figure 6, la concentration des ions Fluor est très faible, ce qui se comprend dans la mesure où la surface contaminée aux ions Fluor est sur-gravée, elle n'existe plus. Ainsi, comme nous l'avons expliqué précédemment, en imposant à ΔW_{eff} de la plaque F de suivre la même tendance linéaire que celle de la variante technologique où on fait varier l'épaisseur de l'AlGaN, on trouve qu'il faut supprimer une charge $\sigma_{etching} = -0.029 \text{ C/m}^2$ (strictement négative) relative aux ions Fluor F^- apportés par les procédés de gravure ICP et RIE.

4.2 Modélisation de la chute de tension dans l'oxyde

La dépendance de $\Delta W_{eff}(1/C_{ox})$ pour des variations d'épaisseur $t_{Al_2O_3}$ d' Al_2O_3 est présentée dans la figure 9.a, comme cela a déjà été dit, elle n'est pas simple et linéaire. Pour

comparer les dispositifs ayant différentes épaisseurs d'oxyde Al_2O_3 (D, A, L, G et H) nous reportons dans la figure 11.a, la part de ΔW_{eff} due à la chute de tension seulement dans Al_2O_3 ($\Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3}$). Ce calcul a été effectué en soustrayant de ΔW_{eff} les décalages de tensions induits par les charges surfaciques de polarisation des couches AlGaN et AlN qui ont pu être estimées à partir des pentes obtenues dans les figures 9.a et 9.b et des épaisseurs de ces couches polaires.

Connaissant pour chacun des dispositifs D, A, L, G et H la valeur de la capacité d' Al_2O_3 ($C_{\text{Al}_2\text{O}_3}$) ainsi que la chute de tension en son sein ($\Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3}$), on peut remonter à la charge surfacique $\sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ produisant cette chute de tension en utilisant l'équation 20 :

$$\sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3} = C_{\text{Al}_2\text{O}_3} \times \Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3} \quad \text{Équation 20}$$

Comme le montre la figure 11, on note alors un accord entre les dispositifs Normally-off (H) et Normally-On (G). Pour ces deux dispositifs, la tension $\Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ et donc la charge équivalente à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$ sont nulles.

Par ailleurs, comme nous l'avons précisé dans le tableau 4, $\sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3} = \sigma_{\text{D}} + \sigma_{\text{etching}} - \sigma_{\text{P1}}$. Nous pouvons ainsi comparer $\sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ à $-\sigma_{\text{P1}}$ (-0.054 C/m^2) plus σ_{etching} (-0.029 C/m^2). Notons que ces deux charges négatives génèrent un champ électrique très important de l'ordre de 1 V/nm soit 10 MV/cm . Comme on le remarque sur la figure 11.a, la courbe expérimentale $\Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3}(t_{\text{Al}_2\text{O}_3})$ est toujours inférieure à la chute de tension attendue par l'action de ces deux charges $-\sigma_{\text{P1}} + \sigma_{\text{etching}}$ ce qui prouve la création d'une charge σ_{D} dans l'oxyde de grille Al_2O_3 , qui est strictement positive comme rapporté couramment dans la littérature [20]. Notre résultat montre en particulier que σ_{D} croît quand Al_2O_3 devient de plus en plus épais, ce qui suggère que cette charge se développe progressivement dans le volume du diélectrique. Cela a été observé très récemment grâce à des mesures physico-chimiques de type XPS (*X-ray Photoelectron Spectroscopy*) [21] et [22]. A partir d'une épaisseur d'oxyde de 30 nm , σ_{D} sature à un niveau égal à 0.08 C/m^2 cela correspond alors à une charge effective $\sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ qui s'annule, confirmant que la charge positive σ_{D} a alors totalement compensé

le fort champ de 1 V/nm qui est induit par $-\sigma_{P1} + \sigma_{\text{etching}}$ à la sortie de la couche AlGaIn. Cette compensation totale explique pourquoi le dispositif Normally-off est tout à fait modélisable par un empilement classique TiN/oxyde/GaN sans faire intervenir les aspects de polarisation, ni aucun autre effet de charge.

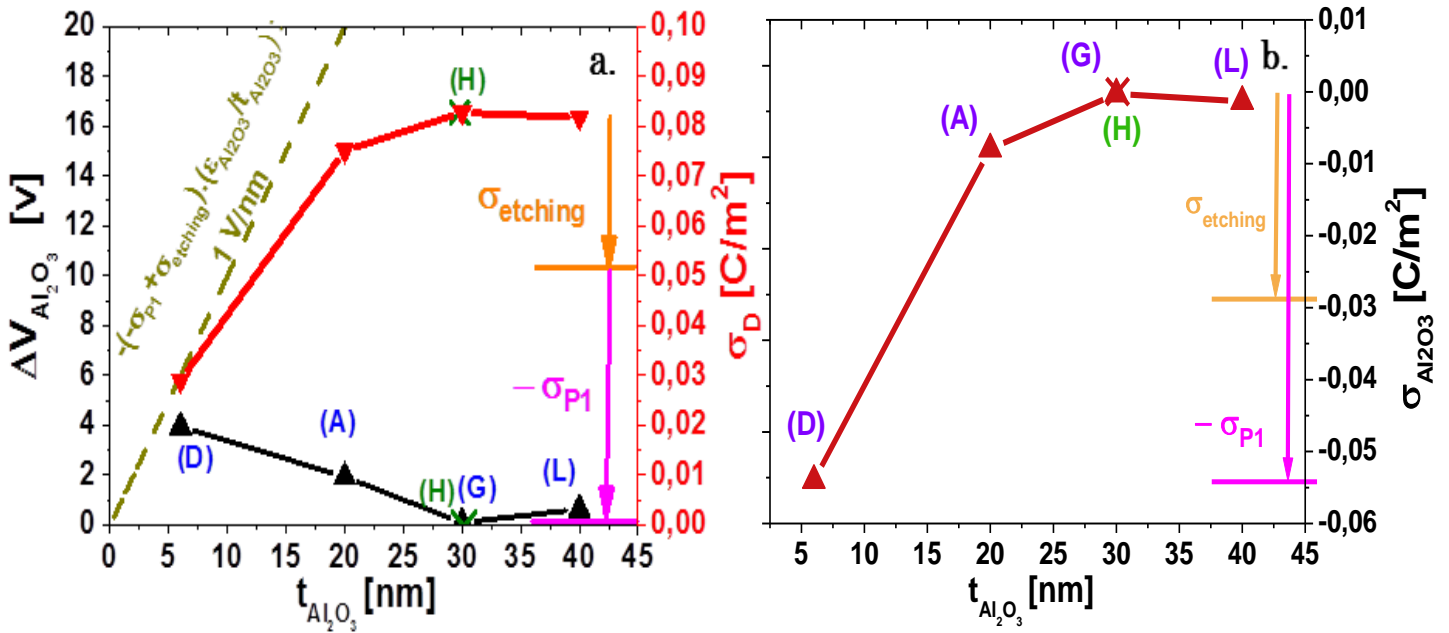


Figure 11 : a : $\Delta V_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ et σ_D en fonction de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$. b : $\sigma_{\text{Al}_2\text{O}_3}$ en fonction de $t_{\text{Al}_2\text{O}_3}$

4.3 Etude de la déformation dans la couche GaN

Le modèle présenté ici peut être utilisé pour étudier l'état de déformation de la couche GaN active et estimer sa valeur. La démarche que nous décrivons dans ce paragraphe est à notre connaissance utilisée pour la première fois. A partir de mesures C-V, nous allons voir comment on peut remonter à une information physique (la déformation). Cette information s'acquiert, normalement en utilisant la mesure XRD (*X-ray Diffraction*). Dans cette section nous allons mettre en évidence le lien existant entre le modèle de charges de polarisation d'Ambacher [1] et la déformation dans la couche GaN active.

Pour simuler les différentes polarisations, nous allons nous appuyer sur le modèle non linéaire d'Ambacher [1]. Dans ce modèle, les auteurs utilisent une loi de Vegard avec bowing pour la polarisation spontanée (équation 11 du chapitre 1). En ce qui concerne la

polarisation piézoélectrique de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, une loi de Vegard basée sur les polarisations piézoélectriques des binaires GaN et AlN est utilisée (équation 17 du chapitre 1). Par contre, pour chacun des matériaux binaires, on a considéré une dépendance non linéaire de cette polarisation avec la déformation ε (équation 18 du chapitre 1). En supposant une croissance pseudo-morphique d'une couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sur la couche GaN active, il est alors possible de calculer la polarisation totale pour n'importe quel alliage ternaire et cela pour différents niveaux de déformation de la couche GaN sur laquelle on fait croître la barrière AlGaN. Nous avons effectué ce calcul et nous le reportons dans la figure 12. Cette figure présente les valeurs calculées de la polarisation totale de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de sa fraction molaire d'Aluminium et cela, pour différents niveaux de déformation de la couche GaN active. Il est important de noter que dans la publication d'Ambacher, la polarisation totale d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est donnée seulement pour une déformation nulle du substrat GaN, alors que dans notre cas, nous avons repris les équations de polarisation et effectué le calcul de polarisation pour une couche AlGaN déposée sur un matériau GaN. La contrainte est définie comme paramètre ce qui conduit aux différentes courbes de la figure 12.

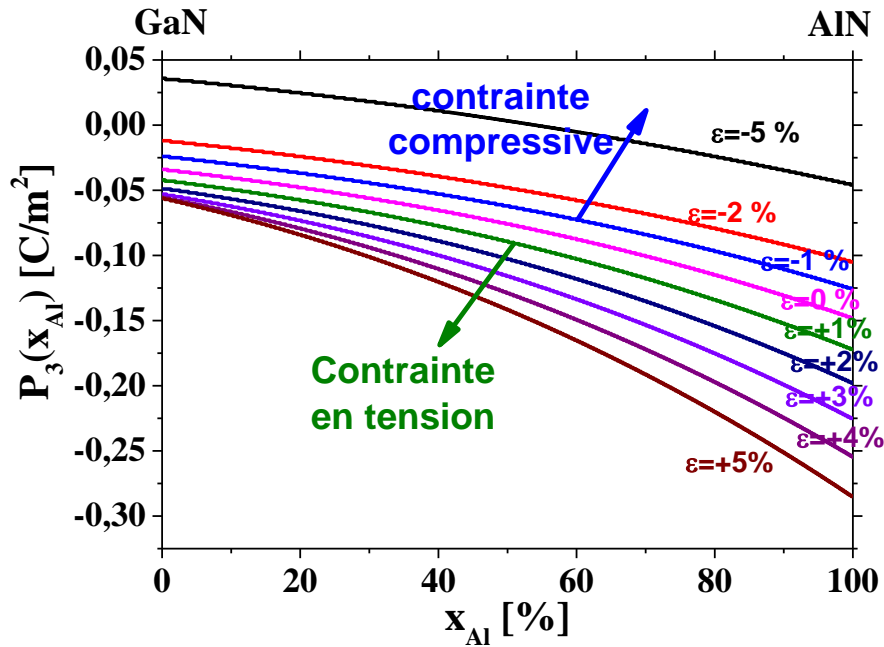


Figure 12: Polarisation totale calculée (spontanée+piézoélectrique) d'un alliage $Al_xGa_{1-x}N$ donnée par rapport à l'axe cristallographique [0001] en fonction de la fraction d'Aluminium x_{Al} pour différentes déformations ε de la couche GaN active.

Les calculs effectués et illustrés dans la figure 12, vont nous permettre de représenter dans la figure 13, les valeurs théoriques de la quantité physique $P_3(X) - P_3(Y)$. Rappelons que P_3 est la polarisation totale de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ (figure 10) avec deux fractions molaires d'Aluminium distinctes X et Y. Dans la figure 13, nous reportons les valeurs théoriques de la quantité physique $P_3(X) - P_3(Y)$ en fonction de la déformation du GaN. Les courbes en traits continus épais, correspondent à des polarisations spontanée et piézoélectrique toutes deux non-linéaires. Par contre, en traits continus fins, la polarisation spontanée est décrite avec une équation linéaire en fonction de x_{Al} (sans bowing), l'équation pour la polarisation piézoélectrique restant elle non-linéaire.

La différence $P_3(X) - P_3(Y)$ est en fait, homogène à une charge surfacique (C/m^2). Par ailleurs, les charges induisant la chute de tension dans les couches AlN et AlGaN sont respectivement égales à $\sigma_{P2} - \sigma_{P1}$ et $\sigma_{P3} - \sigma_{P1}$ (tableau 3). Ces deux dernières expressions sont en fait respectivement égales à $P_3(1) - P_3(0)$ (axe Y secondaire rouge de la figure 13) et $P_3(0,25) - P_3(0)$ et elles peuvent être calculées pour n'importe quelle déformation (figure 13). Le tableau 3 rapporte les deux charges $\sigma_{P2} - \sigma_{P1}$ et $\sigma_{P3} - \sigma_{P1}$ à partir des pentes extraites

dans les figures 9.a et 9.b. Les croix rouges (axe Y secondaire) et noires dans la figure 13 correspondent aux valeurs expérimentales des pentes linéaires précédemment citées. Quant aux croix bleues et vertes, leurs valeurs expérimentales sont fournies dans le tableau 4 et sont obtenues en utilisant l'équation 19.

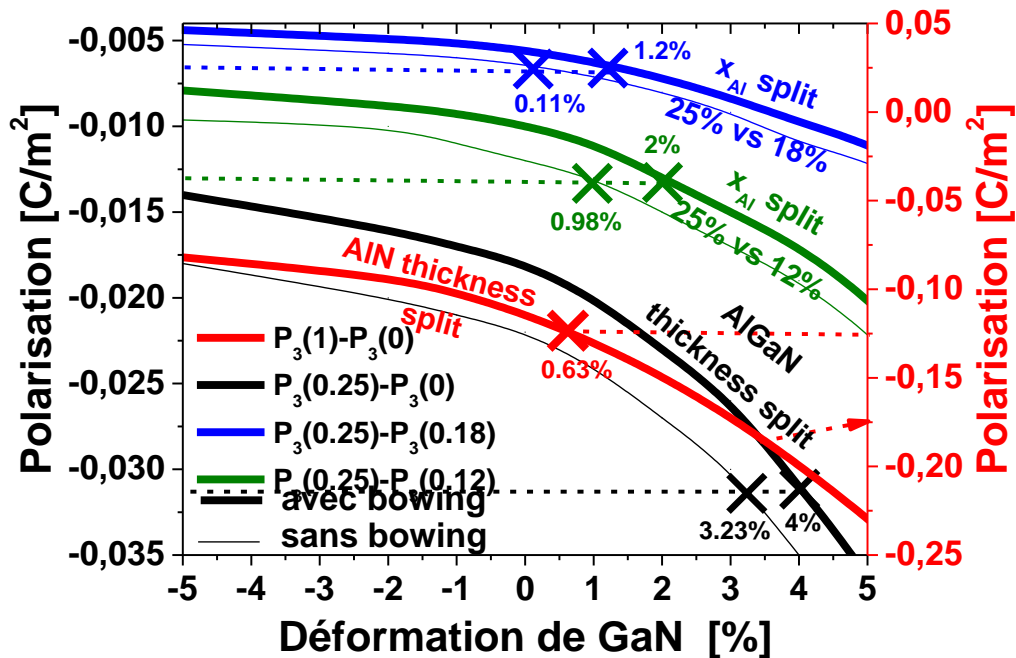


Figure 13 : Différence de polarisation totale calculée (spontanée+piézoélectrique) pour des couches $Al_xGa_{1-x}N$ déposées sur la couche GaN active et cela, en fonction de la déformation de GaN. Des valeurs expérimentales (crois) obtenues avec la figure 9 sont rapportées.

Les valeurs expérimentales obtenues par le biais de la pente de la courbe $\Delta W_{eff}(1/C_{ox})$ (figure 9), ramenées sur les courbes théoriques (figure 13) permettent à chaque fois, d'estimer une déformation de la couche GaN active (figure 13). Nous remarquons que tous les résultats, correspondent à une déformation en tension. Dans la littérature, la mesure de la déformation de la couche GaN active a été effectuée à l'aide de mesures XRD [23]. Dadgar et al [23], confirment que la couche GaN est bien en tension avec une déformation ne dépassant pas 0,2 %.

Dans le cadre de notre modèle, nous obtenons des déformations nettement supérieures à la valeur de 0,2 % trouvée par Dadgar, notamment si on suppose que la polarisation spontanée dans l'alliage AlGaN est non-linéaire (avec bowing, traits continus

épais dans la figure 13) (chapitre 1, paragraphe 3.2.3). En revanche, l'accord entre les valeurs de déformation obtenues est meilleur dans le cas où nous ne prenons pas en compte le bowing lié à la polarisation spontanée (sans bowing, traits continus fins dans la figure 13). Dans ce cas, les valeurs de déformation sont toutes strictement inférieures à 1 %. D'autre part, les valeurs de déformation de GaN relatives à la variation de l'épaisseur de la barrière AlGaN (courbe noire), censées être les plus fiables, sont les plus élevées (4 %) et les raisons pour cela sont encore à déterminer.

5 Conclusion

Ce chapitre de modélisation vient exploiter un travail expérimental qui a duré pendant ces trois années de thèse. Nous avons d'abord exploré et analysé les mécanismes qui limitent la mobilité effective du 2DEG. Cette étude a été réalisée en se basant sur le formalisme de Kubo-Greenwood, formalisme qui a fourni un très bon accord entre l'expérience et la simulation pour des températures inférieures ou égales à 150°C.

S'il y a un résultat à mettre en évidence sur cette étude de la mobilité du 2DEG pour différentes variantes technologiques, c'est celui de l'influence du type du procédé de gravure sur le transport dans le canal. En effet, nous avons trouvé que ce dernier est à même de dégrader la mobilité effective du 2DEG, notamment pour le procédé de gravure RIE. Par ailleurs, nous avons prouvé par le biais de cette modélisation, ainsi qu'à travers des mesures physico-chimiques que la sur-gravure de l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaN}$ avec les ions Cl^- a un effet guérissant sur la mobilité du 2DEG. Les valeurs de mobilité effective du 2DEG obtenues pour ce dispositif (ICP + sur-gravure chlorée) sont très proches de celles mesurées pour un dispositif qui n'a pas vu le procédé de fabrication de la grille, ce qui prouve que les ions fluors dégradent les propriétés de transport du gaz 2D.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, nous avons proposé un modèle de répartition de charges surfaciques aux interfaces des couches de nos MOS-HEMT pour modéliser et comprendre l'électrostatique dans l'empilement de la grille. Nous avons prouvé la nécessité de supposer une charge surfacique positive σ_D à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$. Elle correspond

probablement à des défauts qui se développent plutôt en volume d' Al_2O_3 et pas seulement en surface comme l'annoncent plusieurs travaux récents [21,22]. D'une manière différente de celle employée dans la littérature, nous retrouvons la preuve expérimentale de ces charges positives σ_D . Elles contribuent à minimiser le champ électrique énorme (1 V/nm) engendré par les charges de gravure et les charges de polarisation du GaN dans l'oxyde jusqu'à l'annuler à partir d'une épaisseur de 30nm. Ceci explique alors que les charges de polarisation ne sont pas nécessaires pour décrire l'électrostatique de la grille pour un MOS-HEMT possédant une épaisseur d'oxyde supérieure ou égale à 30nm.

La description couramment admise dans la littérature concernant cette charge positive σ_D est qu'elle est essentielle pour expliquer la formation du 2DEG (section 5 du 1^{er} chapitre). Pour nous, cette charge n'est pas liée directement au 2DEG. Elle explique seulement les chutes de tension dans l'oxyde de grille.

D'autre part, à partir des mesures C-V et du modèle de charges de polarisation proposé par Ambacher, nous avons pu extraire une estimation de la valeur de la déformation de la couche GaN active de nos dispositifs MOS-HEMT, travail à poursuivre et à comparer à d'autres analyses.

6 BIBLIOGRAPHIE

[1] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff et L. F. Eastman, « Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures », *J. Phys. Condens. Matter*, vol. 14, n° 13, p. 3399-3434, avr. 2002.

[2] T. Ando, A. B. Fowler et F. Stern, « Electronic properties of two-dimensional systems », *Rev. Mod. Phys.*, vol. 54, n° 2, p. 437-672, avr. 1982.

[3] G. Baccarani et M. R. Wordeman, « Transconductance degradation in thin-Oxide MOSFET's », in *International Electron Devices Meeting*, 1982, vol. 28, p. 278-281, 1982.

[4] J. Zhang, Y. Hao, J. Zhang et J. Ni, « The mobility of two-dimensional electron gas in AlGaIn/GaN heterostructures with varied Al content », *Sci. China Ser. F Inf. Sci.*, vol. 51, n° 6, p. 780-789, 2008.

[5] N. F. Mott et E. A. Davis, *Electronic Processes in Non-Crystalline Materials*. OUP Oxford, 2012.

- [6] J. A. Pals, « Measurements of the Surface Quantization in Silicon n - and p -Type Inversion Layers at Temperatures above 25 K », *Phys. Rev. B*, vol. 7, n° 2, p. 754-760, janv. 1973.
- [7] C.-W. Lee et J.-G. Hwu, « Quantum-mechanical calculation of carrier distribution in MOS accumulation and strong inversion layers », *AIP Adv.*, vol. 3, n° 10, p. 102123, oct. 2013.
- [8] G. Ghibaudo, « Transport dans la couche d'inversion d'un transistor MOS. Utilité du formalisme de Kubo-Greenwood », *Rev. Phys. Appliquée*, vol. 21, n° 2, p. 121-129, 1986.
- [9] J. S. Dugdale, *The Electrical Properties of Metals and Alloys*. Courier Dover Publications, 2016.
- [10] J. M. Ziman, *Electrons and Phonons: The Theory of Transport Phenomena in Solids*. OUP Oxford, 1960.
- [11] 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/AlGaN », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 19, n° 3, p. 427, 2004.
- [12] S. B. Lisesivdin, S. Acar, M. Kasap, S. Ozelik, S. Gokden et E. Ozbay, « Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN heterostructures », *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 22, n° 5, p. 543, 2007.
- [13] L. Thévenod, « Étude de la mobilité des porteurs dans des transistors MOS intégrant un oxyde de grille de forte permittivité et une grille métallique », thèse, Institut National Polytechnique de Grenoble-INPG, 2009.
- [14] F. Stern, « Two-subband screening and transport in (001) silicon inversion layers », *Surf. Sci.*, vol. 73, p. 197-206, 1978.
- [15] B. K. Ridley, « The electron-phonon interaction in quasi-two-dimensional semiconductor quantum-well structures », *J. Phys. C Solid State Phys.*, vol. 15, n° 28, p. 5899, 1982.
- [16] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev et M. Shur, Éd., *Properties of advanced semiconductor materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. New York: Wiley, 2001.
- [17] E. H. Nicollian et J. R. Brews, *MOS technology and physics*, A JOHN WILEY & SONS, JNC., PUBLICATION. 1982.
- [18] B. Maiti, « PVD TiN metal gate MOSFETs on bulk silicon and fully depleted silicon-on-insulator (FDSOI) substrates for deep sub-quarter micron CMOS technology », in *International Electron Devices Meeting 1998. Technical Digest (Cat. No.98CH36217)*, p. 781-784, 1998.

[19] K. J. Chen, L. Y. M. J. Wang, H. Chen, S. Huang, Q. Zhou, C. Zhou, B. K. Li et J. N. Wang « Physics of fluorine plasma ion implantation for GaN normally-off HEMT technology », in *Electron Devices Meeting (IEDM), 2011 IEEE International*, p. 19–4, 2011.

[20] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, et U. K. Mishra, « Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors », *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, n° 2, p. 250–252, 2000.

[21] B. Bakeroot, S. You, T.-L. Wu, J. Hu, M. Van Hove, B. De Jaeger, K. Geens, S. Stoffels et S. Decoutere, « On the origin of the two-dimensional electron gas at AlGa_N/Ga_N heterojunctions and its influence on recessed-gate metal-insulator-semiconductor high electron mobility transistors », *J. Appl. Phys.*, 2014.

[22] T. L. Duan, J. S. Pan, N. Wang, K. Cheng, et H. Y. Yu, « Investigation on Surface Polarization of Al₂O₃-capped Ga_N/AlGa_N/Ga_N Heterostructure by Angle-Resolved X-ray Photoelectron Spectroscopy », *Nanoscale Res. Lett.*, vol. 12, n° 1, p. 499, 2017.

[23] A. Dadgar, J. Bläsing, A. Diez, A. Alam, M. Heuken, et A. Krost, « Metalorganic chemical vapor phase epitaxy of crack-free Ga_N on Si (111) exceeding 1 μm in thickness », *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. 39, n° 11B, p. L1183, 2000.

Conclusion générale

Ce travail se place en soutien aux efforts de recherche pour l'élaboration des épitaxies GaN sur Si et pour les filières technologiques MOS-HEMT sur GaN. Il s'agit de comprendre précisément les mécanismes de formation du gaz d'électrons 2D ainsi que la détermination de ses propriétés de transport électronique. Les études réalisées dans le cadre de cette thèse reposent à la fois sur un travail expérimental et théorique.

Cette thèse a été divisée en cinq chapitres. Le premier chapitre a permis, de présenter le matériau GaN ainsi que ses propriétés cristallographiques. Les phénomènes de polarisations intrinsèques à ce matériau ont été expliqués à la lumière d'une étude bibliographique tout en mettant en évidence leur caractère non-linéaire. Dans ce premier chapitre, nous nous sommes intéressés à la description du MOS-HEMT à base de GaN et des différentes couches qui le constituent, notamment le gaz 2D d'électrons à l'interface AlN/GaN. Nous avons également cité différentes techniques expérimentales permettant la détermination de la valeur de sa concentration. Enfin, en s'appuyant sur la littérature, les mécanismes de formation des électrons dans le 2DEG ont été discutés et analysés.

Dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la couche GaN active l'une des couches les plus importantes formant le MOS-HEMT. Une nouvelle méthode a été développée pour déterminer le dopage résiduel de cette couche. A cause des faibles valeurs de dopage obtenues dans cette couche, ce paramètre que l'on associe à la croissance d'une couche était difficile à déterminer, voire impossible. Ce travail vient alors répondre à ce besoin, celui de connaître le niveau de conductivité d'une couche que l'on destine à supporter une tension élevée. Par ailleurs, nous avons prouvé que la méthode élaborée reste toujours valable quel que soit le type d'échantillon étudié, qu'il soit avec des contacts métalliques ou non.

L'axe de recherche qui suit, est complètement dédié à l'étude des propriétés de transport du gaz 2D d'électrons. La caractérisation électrique de la mobilité et de la concentration du 2DEG a été d'abord réalisée par split-CV, technique couramment employée

pour ce type d'analyse dans le cas des transistors à base du Silicium massif. Cette dernière a été adaptée et appliquée à des dispositifs MOS-HEMT à base de GaN. Ceci n'a pas été une tâche simple. Ce type de composant est en fait riche en défauts et par conséquent susceptibles de piéger ou dé-piéger des électrons. Ceci rend les caractéristiques I-V et C-V instables. Pour y remédier, un protocole expérimental a été élaboré pour limiter les divers effets parasites pouvant dégrader la mesure split-CV, tels la dépendance des caractéristiques C-V avec la fréquence, la tension de grille utilisée et la température. Ce protocole nous a permis d'obtenir pour des températures qui varient de 25 à 250 °C, des caractéristiques de mobilité effective significatives.

Dans ce même contexte, une deuxième technique expérimentale a été testée et étudiée pour caractériser la mobilité et la concentration du 2DEG. L'effet Hall est cette seconde technique. Nous avons développé un nouveau montage expérimental innovant qui permet de caractériser des plaques entières de 200 et 300 mm ce qui autorise des études statistiques de la mobilité et de la concentration du 2DEG sur les différentes zones des plaques caractérisées. Avant même d'exploiter ce montage, sa validation s'imposait, surtout que ce dernier repose sur l'utilisation d'un aimant permanent et pas sur un électroaimant comme on en a l'habitude. Une étude de reproductivité a montré qu'on peut effectuer la mesure de la concentration du gaz 2D avec une erreur de seulement 2%. Cette bonne précision nous a permis d'utiliser valablement ce nouveau montage expérimental pour nos études. La comparaison entre la concentration des porteurs obtenue par mesures capacitives et par effet Hall nous a conduit à un résultat important. En fait, pour des tensions de grille positives (dans le cas des dispositifs Normally-On), la concentration des porteurs dans le gaz 2D sature et reste dans un niveau quasi constant. En nous donnant une concentration qui ne cesse d'augmenter lorsque la tension de la grille devient de plus en plus grande, la mesure capacitive nous induisait en erreur. C'est un résultat qui est cohérent avec la physique du dispositif. Le nombre d'électrons dans le canal (2DEG) est limité et ne peut augmenter indéfiniment. En termes de mobilité, nous obtenons un résultat similaire. En effet, la mobilité Hall devient constante pour des tensions de grille positives alors que la mobilité effective chute d'une façon abrupte. Nous avons expliqué ce comportement inattendu par l'action d'un canal parasite qui se forme par accumulation d'électrons à l'interface

$\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$. Cette hypothèse a été confirmée en se basant sur les mesures d'effet Hall et de split-CV ainsi que sur une démarche théorique qui permet la dé-corrélation des propriétés de transport respectives à chaque canal. Nous avons également déduit de cette analyse que la concentration des porteurs dans le canal supérieur, qui correspond à une accumulation d'électrons à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$, est de plus en plus forte lorsqu'on polarise la grille positivement. Cela justifie l'augmentation de cette grandeur quand elle est mesurée par mesure capacitive. Ce phénomène peut être associé avec une autre observation : une augmentation de la capacité maximale avec la température de moindre ampleur mais sur toute la plage de tension dès la formation du 2DEG. L'augmentation de cette capacité montre que le centroïde des charges se déplace vers la grille, le barycentre des charges n'est plus situé à l'hétérojonction AlGaN/GaN . Cette observation peut s'expliquer par la formation d'un second canal à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaN}$. Cette hypothèse nous a aussi permis d'expliquer la décroissance rapide de la mobilité effective du gaz 2D avec la température, en considérant que par ailleurs la mobilité des porteurs à l'interface AlGaN/GaN était dégradée.

Pour compléter l'étude de transport électronique du 2DEG, la modélisation de sa mobilité effective pour des températures allant de 25 à 250 °C a été effectuée en se basant sur le formalisme de Kubo-Greenwood. Ce formalisme a permis un très bon accord entre l'expérience et la simulation pour des températures inférieures ou égales à 150°C et pour différentes variantes technologiques. L'un des apports les plus significatifs de cette modélisation, est la compréhension de l'influence du type du procédé de gravure sur le transport dans le canal. En effet, le procédé de gravure est à même de dégrader la mobilité effective du 2DEG, notamment pour le procédé de gravure RIE. Par ailleurs, nous avons montré avec cette modélisation, ainsi qu'à travers des mesures physico-chimiques que la sur-gravure de l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{AlGaN}$ avec les ions Cl^- a un effet guérissant sur la mobilité du 2DEG. Les valeurs de mobilité effective du 2DEG obtenues pour ce dispositif (ICP + sur-gravure chlorée) sont très proches de celles mesurées pour un dispositif qui n'a pas vu le procédé de fabrication de la grille. Ceci tend à montrer que ce sont les ions fluors associées à une gravure classique qui dégradent les propriétés de transport du gaz 2D et leur absence (zone d'accès)

ou leur retrait (sur-gravure chlorée) permet de retrouver la mobilité attendue à une hétérojonction AlGaN/GaN.

Enfin, un modèle de répartition de charges surfaciques aux interfaces des couches de nos MOS-HEMT a été proposé pour modéliser et comprendre l'électrostatique dans l'empilement de la grille. La nécessité de supposer une charge surfacique positive σ_D à l'interface Al₂O₃/AlGaN a été prouvée. Cette charge positive correspond probablement à des défauts qui se développent plutôt en volume d'Al₂O₃ et pas seulement en surface comme l'annoncent plusieurs travaux récents. D'une manière différente de celle employée historiquement dans la littérature, consistant à supposer une distribution d'états d'interfaces de type donneurs à la surface d'AlGaN, la preuve expérimentale de ces charges positives σ_D a été retrouvée en caractérisant un ensemble cohérent de plaques. Elles contribuent à minimiser le champ électrique énorme (1 V/nm) engendré par les charges de gravure et les charges de polarisation du GaN dans l'oxyde jusqu'à l'annuler à partir d'une épaisseur de 30 nm. Ceci explique alors pourquoi les charges de polarisation ne sont pas nécessaires pour décrire l'électrostatique de la grille pour un MOS-HEMT Normally-Off possédant une épaisseur d'oxyde supérieure ou égale à 30 nm.

D'autre part, à partir des mesures C-V et du modèle de charges de polarisation proposé par Ambacher, une estimation de la valeur de la déformation de la couche GaN active des dispositifs MOS-HEMT a été proposée.

Liste des publications

- I. I. Nifa, C. Leroux, A. Torres, M. Charles, J. Cluzel, E. Bano, G. Ghibaudo, G. Reimbold. " High temperature investigation of electron transport properties in 2DEG AlGa_N/AlN/GaN MIS-HEMT" WoDIM 2016
- II. I. Nifa, C. Leroux, A. Torres, M. Charles, E. Bano, G. Ghibaudo, G. Reimbold. " Novel C-V measurements based method for the extraction of GaN buffer layer residual doping level in HEMT" ICMTS 2017
- III. I. Nifa, C. Leroux, A. Torres, M. Charles, D. Blachier, E. Bano, G. Ghibaudo, G. Reimbold. " Characterization of 2DEG in AlGa_N/GaN heterostructure by Hall Effect" INFOS 2017

Résumé : Le travail de thèse effectué porte sur la caractérisation électrique et la modélisation du gaz d'électrons à deux dimensions (2D) dans les dispositifs MOS-HEMT à base de l'hétérojonction AlGa_N/AlN/GaN. Ces dispositifs ont un fort potentiel pour les applications d'électronique de puissance. Ce travail de recherche se place en soutien aux efforts de recherche pour l'élaboration des épitaxies GaN sur Si et pour les filières technologiques HEMT sur GaN. Il s'agit de comprendre précisément le fonctionnement du gaz d'électrons 2D et ses propriétés de transport électronique. Une nouvelle méthodologie a été développée pour identifier le dopage résiduel de la couche GaN, lequel est un paramètre important des substrats GaN et était par ailleurs difficile à évaluer. Un deuxième axe de recherche a consisté à proposer des techniques de mesure fiables ainsi qu'une modélisation des propriétés de transport du gaz d'électrons 2D. Dans ce cadre, des mesures split-CV et effet Hall ont été réalisées en fournissant pour chacune d'elles un protocole expérimental adéquat, avec un montage innovant pour les mesures effet Hall. Ce travail expérimental a été enrichi par une modélisation des propriétés du transport du 2DEG basée sur le formalisme de Kubo-Greenwood. Enfin, dans un dernier axe de recherche, un aspect plus général visant la compréhension en profondeur de l'électrostatique de l'empilement de la grille des GaN-MOS-HEMT a été proposé. Il est basé sur la caractérisation électrique C-V, la modélisation et l'extraction des paramètres. Le modèle développé a permis de souligner l'impact des charges surfaciques de polarisation et des défauts sur la tension de seuil des MOS-HEMT. Ce modèle a également permis d'estimer une valeur de la déformation dans les couches GaN épitaxiées sur un substrat Silicium.

Mots-clés : Caractérisation électrique, modélisation, Hétérojonction AlGa_N/Ga_N, gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG), Caractéristiques I-V et C-V, Mobilité effective / Hall

Abstract: This thesis aims at studying the electrical characterization and modelling of two-dimensional (2D) electron gas in MOS-HEMT devices based on the hetero-junction AlGa_N/AlN/GaN. These devices are very promising candidates for power electronics applications. This research work provides the production team with detailed data on phenomena affecting GaN material. The goal is to understand precisely how 2D electron gas works and evaluate its electronic transport properties. A new methodology has been developed to identify residual doping of the GaN layer. This method was developed in order to answer a real need to know this doping to determine the quality of the epitaxial GaN layer. The second research priority was to provide reliable measurement techniques and modelling of the transport properties of 2D electron gas. Within this framework, the split-CV and Hall effect measurements were carried out by providing for each of them a suitable experimental protocol, with an innovative set-up for Hall effect measurements. In addition, this experimental work was supported by modelling the transport properties of 2DEG based on Kubo-Greenwood's formalism. Finally, a more general aspect aimed at an in-depth understanding of the electrostatic stacking of the GaN-MOS-HEMT gate. It is based on C-V electrical characterization, modelling and parameter extraction. This developed model highlights the impact of polarization surface charges and defects on the threshold voltage of MOS-HEMT. This model also contributed to the estimation of the value of deformation in epitaxial GaN layers on a Silicon substrate.

Keywords: Electrical characterization, modeling, AlGa_N/Ga_N, 2DEG, I-V and C-V characteristics, effective / Hall Mobility