



HAL
open science

Caractérisation électrique d'hétérostructures AlGaN/GaN pour des applications de puissance

Jonathan Lehmann

► **To cite this version:**

Jonathan Lehmann. Caractérisation électrique d'hétérostructures AlGaN/GaN pour des applications de puissance. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAT081 . tel-01235460

HAL Id: tel-01235460

<https://theses.hal.science/tel-01235460>

Submitted on 30 Nov 2015

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 L'UNIVERSITÉ GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Nano électronique et nano technologie**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

Jonathan Lehmann

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 électrique d'hétérostructures AlGaIn/GaN pour des applications de puissance

Thèse soutenue publiquement le **20 octobre 2015**,
devant le jury composé de :

Mme Nathalie Labat

Professeur à l'Université Bordeaux 1, IMS-CNRS, Rapporteur

Mr Jean-Guy Tartarin

Professeur à l'Université Toulouse 3, LAAS-CNRS, Rapporteur

Mr Dominique Planson

Professeur à l'INSA Lyon, Ampère, Président

Mme Edwige Bano

Professeur à Grenoble INP, IMEP-LAHC, Directrice de thèse

Mr Gérard Ghibaudo

Directeur de recherche IMEP-LAHC, CNRS Co-directeur de thèse

Mr Charles Leroux

Ingénieur au LCTE, CEA-LETI, Co-encadrant de thèse



Remerciements

"Tout a une fin et c'est peut-être ça qui est bien."

Ce travail a été réalisé dans le laboratoire de caractérisation technologique et électrique du CEA-Leti avec un encadrement universitaire à l'IMEP-LAHC.

Je tiens tout d'abord à remercier Monsieur Charles Leroux, qui fut mon encadrant au CEA-Leti, pour son investissement, sa patience et la confiance qu'il m'a accordé. A travers ces trois années de doctorat, il m'a transmis sa rigueur scientifique et son exigence.

Ma reconnaissance va également à Madame Edwige Bano et Monsieur Gérard Ghibaudo, chercheurs à l'IMEP-LAHC pour avoir dirigé l'ensemble de ces travaux et pour leur regard critique et averti.

Mes sincères remerciements vont à Madame Nathalie Labat, professeur au laboratoire IMS, et à Monsieur Jean-Guy Tartarin, professeur au LAAS-CNRS, qui ont accepté d'évaluer ce travail en qualité de rapporteurs.

Je témoigne ma reconnaissance à Monsieur Dominique Planson, professeur à l'INSA Lyon pour avoir accepté de prendre part à ce jury en tant qu'examinateur.

Je remercie Monsieur Gilles Reibold de m'avoir accueilli au sein du laboratoire LCTE et de m'avoir donné les moyens de mener à bien cette entreprise.

Je tiens à exprimer ma gratitude à l'ensemble des personnes impliquées dans le projet puissance et en particulier Alphonse, Erwan, Matthew pour leur expertise sur la technologie AlGaIn/GaN.

De manière plus générale je remercie mes collègues du laboratoire LCTE et l'ensemble du personnel du CEA et de l'IMEP-LAHC pour m'avoir accompagné durant ces trois années. Jacques, Patrick, Denis, Fabienne et Alain méritent d'être cités pour l'aide technique qu'ils m'ont apporté pour la mise en place de mes mesures. Merci aussi à Estelle pour son aide dans l'organisation de cette soutenance.

J'ai toujours considéré mes amis comme une extension de ma propre famille. Je me dois donc de les citer. Une pensée toute particulière de la part de BigJ à Camille, Clément et Oriane. Malgré une non acceptation initiale que je n'oublierai jamais, vous m'avez ouvert les

portes de ma première collocation Grenobloise! Jules, Mp, Brandon, Silvi puis Julie, Lehna, Estelle mais aussi Thibal, les Marseillais et toutes les personnes que j'ai côtoyé grâce à vous trois. Je vous dois (presque) tout! Mes autres colocataires méritent aussi d'être mentionnés et plus particulièrement Max et Juju, la vie avec vous deux c'était génial! Merci à Elisa, qui fut l'une de mes premières (et meilleures) amitiés Grenobloises et à Maina qui m'a fait l'énorme surprise de s'installer à Grenoble.

Mes potes Lillois méritent aussi un mot. De l'ISEN ou de Saint Paul, les bières Belges sont et seront toujours meilleures avec vous. Une pensée particulière à Raphaël, Christophe, Romain, Hadrien, Félix, Damien, Émeline, Baptiste, Grégoire et Guillaume qui sont venus me voir à Grenoble!

Merci aussi à tout les doctorants Grenoblois qui sont devenus des amis, Carlos, Julien etc. Une pensée particulière aux doctorants du bureau 287 qui m'ont chaleureusement accueilli et m'ont permis de rédiger ma thèse dans le calme et la bonne humeur.

Enfin, un grand merci à Anais pour m'avoir soutenu jour et nuit.

Pour finir, une énorme pensée à ma famille. Merci à mes parents pour leur éducation, leur soutien et leur amour. Merci d'avoir fait de nous une fratrie soudée et proche. Grâce à vous quatre je n'aurai jamais peur d'essayer.

En conclusion, j'ai vécu grâce à cette thèse une expérience grenobloise très enrichissante scientifiquement mais aussi culturellement, socialement, politiquement et sportivement!

Table des matières

Remerciements	i
Introduction Générale	vi
1 Généralités sur les HEMTs AlGaN/GaN	1
1.1 Choix du GaN	3
1.1.1 Champ de claquage	5
1.1.2 Résistance à l'état passant	5
1.1.3 Fréquence de fonctionnement	7
1.1.4 Conductivité thermique	7
1.1.5 Mobilité	8
1.2 Matériau GaN	8
1.2.1 Structure cristalline	8
1.3 Transistors HEMT	11
1.3.1 Heterojonction AlGaN/GaN	11
1.3.2 Polarisation	11
1.3.3 Densité de porteurs du gaz 2D et influence des états de surface	16
1.4 Fabrication d'un HEMT	22
1.4.1 Epitaxie	23
1.4.2 Gravure type du Si_3N_4	24
1.4.3 Dépôt des contacts	24
1.4.4 Fabrication de la brique grille	25
1.4.5 Normally off	25
1.4.6 Mécanismes de piégeage dans les transistors AlGaN/GaN HEMT	28
1.4.7 Conclusion	30
Bibliographie	31
2 Mesures préliminaires : étude de structures lithographiées sans grille	34
2.1 Introduction	35
2.2 Mesure de résistance de couche sur des structures lithographiées sans grille	35
2.2.1 Théorie de la mesure quatre pointes développée par Van Der Pauw	35
2.2.2 Mise en évidence de la variabilité de mesure	37
2.2.3 Mise en évidence du piégeage sur l'échantillon 1	38
2.2.4 Étude du piégeage en fonction de l'épitaxie	39
2.2.5 Influence de la longueur d'onde sur le piégeage	41
2.2.6 Étude du piégeage en fonction de l'empilement AlGaN/GaN	43

2.3	Discussion sur le mécanisme de piégeage	48
2.4	Conclusion	49
2.5	Étude de la résistance de contact en fonction de la longueur	50
2.5.1	Définition d'un contact	50
2.5.2	État de l'art des contacts ohmiques sur HEMT AlGa _N /Ga _N	55
2.5.3	Structure à contacts uniques de longueur différente	59
2.5.4	Structure à contacts doubles de longueur identique	64
2.6	Conclusion	69
	Bibliographie	70
3	Mesure de résistance de couche de substrats AlGa_N/Ga_N par la méthode des quatre pointes colinéaires	73
3.1	Introduction	75
3.1.1	Intérêt de la caractérisation colinéaire de substrats AlGa _N /Ga _N	75
3.1.2	Théorie de la mesure colinéaire	75
3.1.3	Mesure de la résistance de couche sur des substrats HEMT AlGa _N /Ga _N	80
3.2	Importance du contact 2DEG/pointe	83
3.2.1	Première asymétrie : caractéristique de diode du contact	83
3.2.2	Seconde asymétrie : influence de la polarité du claquage sur le contact	84
3.3	Maitrise de la mesure quatre pointes	85
3.3.1	Influence de la lumière sur la mesure	85
3.3.2	Maitrise du claquage et influence sur la mesure	86
3.4	Qualification des mesures de résistance de couches	96
3.4.1	Mise en place d'un critère de détection des mesures erronées	97
3.4.2	Évaluation de la précision obtenue avec la méthode développée	99
3.5	Conclusion	103
	Bibliographie	104
4	Etude des propriétés électriques du gaz 2D par effet de champ	105
4.1	Introduction	107
4.1.1	Étapes lithographiques de fabrication de la brique grille	107
4.1.2	Grandeurs étudiées	108
4.1.3	Structures de test	111
4.1.4	Présentation des lots étudiés	113
4.2	Étude statistique de l'influence du dépôt de la grille sur les performances du gaz 2D	114
4.2.1	Étude de l'influence de l'épaisseur AlGa _N	114
4.2.2	Influence des dégradations causées par la gravure du Si ₃ N ₄	116
4.2.3	Discussion sur l'influence de la gravure et analyse physico-chimique	117
4.2.4	Rôle de la couche d'AlN dans la dégradation	125
4.2.5	Discussion sur l'influence de la couche d'AlN et analyse physico-chimique	125
4.3	Étude détaillée de la mobilité à température ambiante	128
4.3.1	Protocole de mesure	128
4.3.2	Présentation des phénomènes de diffusion de la mobilité dans la technologie AlGa _N /Ga _N	130

4.3.3	Comparaison avec la mobilité extraite d'une structure sans fabrication de la brique grille	131
4.3.4	Analyse des phénomènes de diffusion de la mobilité sous une grille Al_2O_3 à température ambiante	132
4.4	Mesures C-V et de mobilité en fonction de la température	135
4.4.1	Mesure Capacité-Tension	136
4.4.2	Étude de la mobilité en fonction de la température	139
4.5	Conclusion	143
	Bibliographie	145
	Conclusion Générale	147
	Liste des publications	151
	Résumé	152

Introduction Générale

Le développement actuel des énergies issues de sources renouvelables et l'augmentation de la consommation électrique nécessitent la conception de nouveaux composants intégrés de puissance qui doivent minimiser les pertes et assurer une meilleure gestion de l'énergie électrique. Durant de nombreuses années, les systèmes de conversion de puissance se sont basés sur la technologie Si avec notamment l'utilisation de transistors MOSFET, de thyristor GTO ou encore de transistors bipolaires IGBT. Néanmoins, ces technologies font face aujourd'hui à d'importantes limitations concernant leur taille et leur poids. Utilisé depuis de nombreuses années en micro-fréquence et en optique, le GaN apparaît comme l'un des matériaux les plus prometteurs pour des applications haute puissance, dans un champ où le silicium paraît limité en raison de sa faible tenue en tension.

Le GaN fut pour la première fois synthétisé dans les années 1930. A la fin des années 1970, la recherche sur le GaN fut quasiment arrêtée devant les difficultés rencontrées pour obtenir des films de haute qualité. Grâce à des avancées sur l'épithaxie de substrats GaN, les années 1990 ont vu l'émergence d'une filière. Les États-Unis et le Japon, pionniers en matière de recherche sur le GaN, sont aujourd'hui encore en avance sur l'Europe. En 2012, on estimait le marché du GaN de puissance à environ 10 millions d'euros. Celui-ci est en forte croissance et on estime que ce marché sera de l'ordre du milliards d'euros en 2019.

Afin de diversifier ses activités, le CEA-Leti a décidé de mettre en place en 2009 un projet de développement de transistor pour l'électronique de puissance. La technologie utilisée repose sur l'empilement AlGaN/GaN. La thèse se déroule donc dans le cadre du projet puissance AlGaN/GaN du CEA. Dans le cadre de ce projet, le CEA a fait l'acquisition du premier réacteur d'épithaxie automatique 200mm Aixtron. Celui-ci, après sa mise en fonctionnement en 2012, a permis au CEA de contrôler l'ensemble de la chaîne de fabrication des dispositifs sur substrat AlGaN/GaN.

Le point sensible inhérent à la commercialisation d'une technologie émergente concerne la maturité des procédés utilisés garantissant la stabilité des performances du dispositif sous des contraintes opérationnelles variées (puissance, température,...). La caractérisation électrique avancée et la compréhension des mécanismes de dégradation des performances du matériau sont donc primordiales pour améliorer ces dispositifs.

Le but de cette thèse est d'étudier le matériau AlGaN/GaN en amont de la fabrication des transistors. De nombreuses études existent sur les performances des HEMT. Nous avons cherché ici à étudier les caractéristiques de base du matériau AlGaN/GaN sur des structures simples.

Notre axe de recherche a été de se placer en soutien à l'équipe de fabrication afin de leur fournir des données détaillées sur les phénomènes affectant le matériau AlGa_N/Ga_N. Il s'agit de comprendre précisément le fonctionnement du gaz d'électrons à deux dimensions.

Ce manuscrit est divisé en quatre chapitres. Le premier chapitre regroupe des généralités sur la technologie HEMT AlGa_N/Ga_N. En premier lieu, nous avons comparé celle-ci aux autres technologies envisageables pour la fabrication de composants puissance. Ensuite, une étude détaillée du matériau Ga_N et du fonctionnement de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N a été effectuée. Enfin, les principales étapes de fabrication d'un HEMT AlGa_N/Ga_N seront décrites.

Le second chapitre est destiné aux études de structures lithographiées sans grille, c'est à dire le gaz 2D et les prises de contact ohmiques. Dans cette partie, on présentera tout d'abord les travaux effectués sur les mesures de la résistance de couche. Le but de ces travaux était de caractériser précisément la mesure de la résistance de couche et sa dispersion. Ces travaux ont fait l'objet d'une première publication. Ensuite, on a cherché à caractériser en détail la brique contact des plaques fabriquées au CEA. A travers ces études, on a cherché à valider l'utilisation du modèle couramment utilisé pour la caractérisation de contacts sur les technologies AlGa_N/Ga_N.

Le troisième chapitre détaille la mesure de résistance de couche par la méthode des quatre pointes colinéaires. A la demande de l'équipe de fabrication, nous avons cherché à mettre au point une méthode de mesure simple et rapide de la résistance de couches des plaques 200mm sans aucune étape de fabrication. En effet, avec l'utilisation d'un bâti d'épitaxie semi-automatique 200mm est apparu le besoin de pouvoir évaluer rapidement les échantillons. Pour ceci, nous avons cherché à adapter à notre technologie la méthode de mesure des quatre pointes colinéaires mise au point par Van Der Pauw. Cette technique a fait l'objet d'un dépôt de brevet et d'une publication.

Le quatrième chapitre consiste en une étude détaillée du gaz d'électrons à travers des structures avec grille. Le but de ce chapitre est de comparer les performances du gaz d'électrons sous la grille et en dehors de la zone de grille. En premier lieu, une étude statistique a été effectuée. On a ensuite étudié les phénomènes de diffusion de la mobilité en fonction de la densité de porteurs. Enfin, dans une troisième partie, une étude en température des mesures de capacité et des mesures de mobilité à été effectuée. Les résultats présentés dans ce chapitre ont fait l'objet d'une valorisation à travers une publication.

Chapitre 1

Généralités sur les HEMTs AlGaN/GaN

Contents

1.1	Choix du GaN	3
1.1.1	Champ de claquage	5
1.1.2	Résistance à l'état passant	5
1.1.3	Fréquence de fonctionnement	7
1.1.4	Conductivité thermique	7
1.1.5	Mobilité	8
1.2	Matériau GaN	8
1.2.1	Structure cristalline	8
1.3	Transistors HEMT	11
1.3.1	Heterojonction AlGaN/GaN	11
1.3.2	Polarisation	11
1.3.2.1	Polarisation spontanée	11
1.3.2.2	Polarisation piézoélectrique	13
1.3.2.3	Polarisation totale de l'empilement AlGaN/GaN et charge surfacique	14
1.3.3	Densité de porteurs du gaz 2D et influence des états de surface	16
1.3.3.1	Le modèle d'Ambacher	16
1.3.3.2	Le modèle d'Ibbetson	18
1.3.3.3	Modèle à états de surface distribués	20
1.4	Fabrication d'un HEMT	22
1.4.1	Epitaxie	23
1.4.2	Gravure type du Si_3N_4	24
1.4.3	Dépôt des contacts	24
1.4.4	Fabrication de la brique grille	25
1.4.5	Normally off	25
1.4.6	Mécanismes de piégeage dans les transistors AlGaN/GaN HEMT	28

Mécanisme de "gate-lag"	28
Mécanisme de "drain-lag"	29
1.4.7 Conclusion	30
Bibliographie	31

Dans ce chapitre, nous chercherons tout d'abord à expliquer le choix du GaN et l'intérêt de cette technologie pour la fabrication de transistors de puissance. Nous détaillerons ensuite les caractéristiques cristallographiques du matériau puis le fonctionnement d'un HEMT AlGaIn/GaN. Enfin, les principales étapes de fabrication d'un HEMT AlGaIn/GaN seront expliquées.

1.1 Choix du GaN

Les caractéristiques attendues pour un transistor de puissance sont détaillées dans les travaux de Mishra [1] : le but d'un transistor de puissance est d'avoir un fonctionnement qui se rapproche d'un interrupteur idéal avec un état passant, un état bloqué, une tension de claquage élevée et des pertes d'énergie faibles. C'est à dire que, lorsque la tension de grille est supérieure à la tension de seuil (état passant), le transistor doit avoir la résistance la plus faible possible, avec une tension négligeable à ses bornes. A l'inverse, lorsque la tension de grille est inférieure à la tension de seuil (état bloqué), il doit avoir une tension de claquage élevée, la résistance la plus importante possible et un courant nul le traversant. Enfin, de manière à réduire les pertes de commutation dissipées sous forme de chaleur, il doit avoir une capacité faible et une fréquence de commutation élevée.

Pour juger de la cohérence du choix du GaN, une comparaison des performances de ce matériau par rapport aux matériaux usuels de la micro-électronique a été effectuée. On peut pour cela comparer les caractéristiques brutes (champ de claquage, coefficient thermique etc.) ou des facteurs de mérite. Un facteur de mérite est une grandeur utilisée pour caractériser les performances d'un matériau. Dans le cadre de la fabrication de transistors de puissance, Baliga cite les quatre facteurs de mérite qui sont généralement pris en compte [2] :

- (a) Le facteur de mérite de Johnson (JFM)
- (b) Le facteur de mérite de Keyes (KFM)
- (c) Le facteur de mérite de Baliga (BFM)
- (d) Le facteur de mérite de Baliga pour les applications de haute fréquence (BHFM)

Ces quatre facteurs se calculent grâce aux caractéristiques du matériau et permettent d'évaluer les performances de celui-ci pour certaines utilisations.

Le facteur de mérite de Johnson prend en compte le champ électrique critique (E_c) et la vitesse de saturation des porteurs (V_{sat}). Sa valeur nous informe sur la capacité du matériau semi-conducteur pour les applications haute fréquence et forte puissance. Il s'exprime de la manière suivante :

$$JFM = \left(\frac{E_c \cdot V_{sat}}{2\pi} \right)^2 \quad (1.1)$$

Le facteur de mérite de Keyes prend en compte la conductivité thermique (K) et la permittivité électrique du matériau (ϵ_r) ainsi que la vitesse de saturation des porteurs (V_{sat}). Il caractérise le comportement fréquentiel du matériau en fonction de la température. Il s'exprime de la manière suivante :

$$KFM = K \cdot \left(\frac{c \cdot V_{sat}}{4\pi\epsilon_r} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.2)$$

Le facteur de mérite de Baliga prend en compte la mobilité des porteurs (μ) et la permittivité électrique du matériau (ϵ_r) ainsi que le champ électrique critique (E_c). Il évalue le matériau en terme de tenue en tension pour des applications basses fréquences.

$$BFM = \epsilon_r \cdot \mu \cdot (E_c)^3 \quad (1.3)$$

Enfin, le facteur de mérite de Baliga pour les applications de haute fréquence prend en compte la mobilité des porteurs (μ) et le champ électrique critique (E_c). Il permet de caractériser les pertes en commutation du matériau pour un fonctionnement haute fréquence et s'exprime de la manière suivante :

$$BHFM = \mu \cdot (E_c)^2 \quad (1.4)$$

Les tableaux 1.1 et 1.2 regroupent respectivement pour les matériaux Si, SiC, GaN et GaAs, les valeurs des principaux facteurs de mérite normalisés par rapport au silicium ainsi que les principales propriétés électriques de ces matériaux. Ils sont extraits des travaux de Okumura [3] et seront analysés ci-dessous.

FOM	Si	4H-SiC	GaN	GaAs
JFM	1	180	760	7,1
KFM	1	4,61	1,6	0,45
BFM	1	130	650	15,6
BHFM	1	22,9	77,8	10,8

FIGURE 1.1 – Facteurs de mérite du Si, SiC, GaN et GaAs normalisés par rapport au silicium [3]

Propriétés du matériau	Si	4H-SiC	GaN	GaAs
Largeur bande interdite (eV)	1,1	3,26	3,4	1,43
Champ électrique critique (MV/cm)	0,3	2	3,3	0,4
Permittivité électrique	11,8	10	9	12,8
Mobilité électronique ($\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$)	1400	700	900	8500
Vitesse de saturation des porteurs (10^7 cm/s)	1	2	2,5	1
Conductivité thermique ($\text{W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$)	1,5	4,5	1,3	0,5

FIGURE 1.2 – Principales propriétés des matériaux Si, SiC, GaN, GaAs [3]

1.1.1 Champ de claquage

Le champ de claquage d'un matériau représente le champ électrique maximal qu'il peut supporter. Au delà de cette valeur, les propriétés électriques ne sont plus respectées et le courant électrique n'est plus contrôlé à cause notamment du phénomène d'ionisation par impact. Pour les semi-conducteurs, cette tension de claquage est liée à la largeur de la bande interdite du matériau par la relation suivante :

$$E_c \propto E_g^{3/2} \quad (1.5)$$

Avec E_c le champ de claquage et E_g la largeur de bande du matériau.

On voit sur le tableau 1.2 que l'équation 1.5 est assez bien vérifiée : le GaN et le SiC sont des matériaux possédant des bandes interdites importantes, ce qui leur permet d'avoir une tension de claquage plus importante que celle du Si ou du GaAs. De même, le GaN est le matériau possédant le facteur de mérite BFM (Fig. 1.1) le plus élevé. Le GaN est donc le matériau le mieux adapté pour des applications haute tension.

1.1.2 Résistance à l'état passant

La résistance du transistor à l'état passant (R_{ON}) est l'addition de la résistance des contacts, de la résistance du canal et de la résistance des inter-connexions. La résistance du canal compose la majeure partie de cette résistance. On peut exprimer la résistance du transistor à l'état passant sous la forme de résistance spécifique : celle-ci est le produit de la résistance à l'état passant et de l'aire du transistor. Elle s'exprime en $\Omega \cdot cm^2$ et représente la résistivité par unité de surface à l'état passant.

D'après les travaux de Baliga [4], la résistance spécifique d'un transistor de puissance vertical peut s'exprimer de la manière suivante :

$$R_{ON} = \frac{W_D}{e\mu N_D} \quad (1.6)$$

avec e la charge élémentaire et μ la mobilité.

W_D représente la largeur de la zone de déplétion et s'exprime de la manière suivante :

$$W_D = \frac{2V_{claquage}}{E_C} \quad (1.7)$$

Avec E_C le champ de claquage et $V_{claquage}$ la tension de claquage souhaitée.

N_D représente la concentration en dopants et il est relié à E_C et $V_{claquage}$ selon :

$$N_D = \frac{\epsilon E_C^2}{2eV_{claquage}} \quad (1.8)$$

En injectant les équations 1.7 et 1.8 dans l'équation de calcul de la résistance spécifique 1.6, on peut exprimer la résistance spécifique en fonction de la tension de claquage :

$$R_{ONA} = \frac{4V_{claquage}^2}{\epsilon\mu E_c^3} \quad (1.9)$$

Avec R_{ON} : la résistance à l'état passant, A l'aire du transistor, $V_{claquage}$: la tension de claquage du transistor, ϵ : la permittivité du matériau, μ : la mobilité électronique dans le matériau et E_c : le champ de claquage du matériau. Il est intéressant de noter que l'on retrouve ici au dénominateur le facteur de mérite de Baliga (BFM).

Néanmoins, les HEMT Ga_N sont des transistors horizontaux, Saito a donc établi une relation équivalente dans le cas de transistors horizontaux [5] :

$$R_{ONA} = \frac{2\sqrt{2}V_{claquage}^2}{\epsilon\mu E_c^3} \quad (1.10)$$

On constate que les deux expressions sont similaires : la résistance à l'état passant est proportionnelle au carré de la tension de claquage. On peut donc comparer la résistance spécifique en fonction de la tension de claquage pour les matériaux Si, SiC et Ga_N.

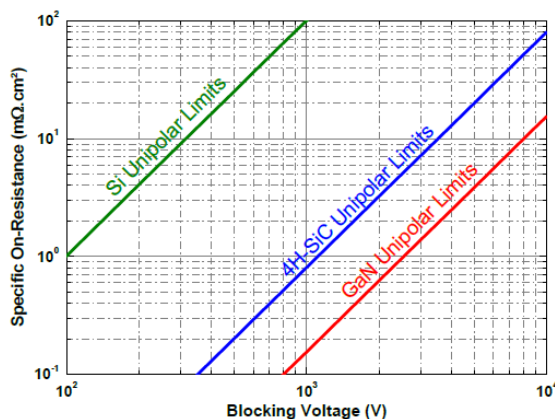


FIGURE 1.3 – Représentation de la résistance spécifique d'un transistor en fonction de la tension de claquage du matériau [5]

La figure 1.3 extraite des équations 1.6 et 1.10 est l'outil de comparaison usuel en électronique de puissance. Elle montre que dans les technologies de puissance, il existe un compromis à trouver entre résistance à l'état passant et tension de claquage. On voit que c'est le Ga_N qui offre le meilleur compromis entre résistance à l'état passant et tension de claquage.

1.1.3 Fréquence de fonctionnement

D'après les travaux de Marino [6], la fréquence de fonctionnement d'un transistor peut être évaluée grâce à la fréquence de coupure de celui-ci ainsi que grâce au facteur de mérite de Johnson (JFM). Pour compléter la caractérisation des matériaux en fréquence, on peut ajouter l'étude du facteur de Baliga pour les applications de haute fréquence. En effet, celui-ci a été spécialement mis au point par Baliga pour évaluer des transistors de puissance lors d'un fonctionnement à haute fréquence.

La fréquence de coupure peut s'exprimer en fonction de v_{sat} la vitesse de saturation des transistors de la manière suivante [6] :

$$f_t = \frac{v_{sat}}{2\pi Lg} \quad (1.11)$$

Avec Lg la longueur de grille.

Dans un matériau, la vitesse des électrons (v) s'exprime de la manière suivante :

$$v = \mu \cdot E \quad (1.12)$$

Avec E le champ électrique et μ la mobilité.

Cependant, pour les forts champs électriques, la vitesse des électrons dans les semi-conducteurs ne conserve pas ce comportement linéaire. A partir d'une certaine valeur de champ électrique, la mobilité électronique ne sera plus une constante et dépendra du champ électrique appliqué :

$$v = \mu(E) \cdot E \quad (1.13)$$

Donc, pour des champs électriques élevés, on assiste à une saturation de la vitesse des électrons. On définit ainsi v_{sat} , vitesse de saturation spécifique d'un matériau. Le Ga_N possède une vitesse de saturation (tableau 1.2) mais aussi des facteurs de mérite JFM et BHFM (tableau 1.1) légèrement meilleurs que le SiC et bien meilleurs que le GaAs et le Si, ce qui fait de lui le semi-conducteur le mieux adapté à un fonctionnement haute fréquence.

1.1.4 Conductivité thermique

La conductivité thermique K d'un matériau traduit sa capacité à évacuer la chaleur provenant de la puissance dissipée du composant. Afin d'évaluer la conductivité thermique d'un matériau, on peut comparer directement le coefficient thermique K ou bien comparer le facteur de mérite KFM. Sur le tableau 1.2, on voit que c'est le SiC qui possède la meilleure conductivité thermique. Bien que plus faible, la conductivité thermique du Ga_N est comparable à celle du Si. Celles-ci sont 3 fois plus importantes que celle du GaAs. On obtient des résultats similaires concernant le facteur de mérite KFM (Fig. 1.1). On voit donc que le SiC est le matériau le plus adapté à des applications haute température.

1.1.5 Mobilité

En comparaison au GaAs et au Si, les matériaux SiC et GaN ont des mobilités électroniques plus faibles : respectivement 700 et 900 $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$. Néanmoins, la possibilité des matériaux III-nitride de créer un gaz d'électrons à deux dimensions (gaz 2D) rend le GaN très intéressant pour les applications haute fréquence et haute tension. En effet, les HEMTs utilisent une hetero-jonction afin de confiner les porteurs dans un puits de potentiel et créer un canal bidimensionnel sans qu'aucun dopage du GaN ne soit nécessaire. De cette façon, les effets de diffusion de la mobilité d'un matériau dopé tel que la diffusion par impuretés ionisés sont supprimés et la mobilité est considérablement augmentée [7]. On peut ainsi obtenir sur un HEMT AlGa_N/Ga_N une mobilité comprise entre 1200-2000 $cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$.

Avec l'étude de ces paramètres, on a vu que le GaN était le meilleur semi-conducteur en terme de tenue en tension, de fréquence de fonctionnement et de résistance à l'état passant. Le SiC possède dans l'ensemble des caractéristiques légèrement moins bonnes mais une meilleure conductivité thermique, ce qui le place en concurrent le plus sérieux de la technologie GaN. Pour les applications fonctionnant à haute température, le SiC est généralement préféré à cause de sa très bonne conductivité thermique. Pour des applications haute fréquence et haute tension, la technologie GaN est supérieure au SiC grâce à une vitesse de saturation et une tension de claquage plus élevées. De plus, la technologie SiC est onéreuse et nécessite un procédé de fabrication complexe, contrairement au GaN qui peut être epitaxié sur du Si et dont les HEMT peuvent être fabriqués avec des procédés compatibles CMOS.

Le projet puissance AlGa_N/Ga_N du CEA a débuté en 2009. Au début de l'année 2012, le premier équipement d'épitaxie AlGa_N/Ga_N 200mm a été installé dans la salle blanche du CEA. Un calendrier a ensuite été défini. Le but était tout d'abord de mettre au point des transistors HEMT "normally-on" ayant une tenue en tension de 650V et délivrant une intensité de 100A. Cette première étape s'est déroulée approximativement durant mes trois années de thèse. Les travaux actuels du CEA portent sur le développement de transistors HEMT "normally-off" ayant une tenue en tension de 1200V et délivrant une intensité de 100A.

1.2 Matériau GaN

Les transistors HEMT AlGa_N/Ga_N reposent sur l'utilisation du GaN. Il est donc important de définir en détail ce matériau.

1.2.1 Structure cristalline

Le nitrure de gallium se compose d'un élément de la colonne III (Ga) et d'un élément de la colonne V (N) du tableau de Mendeleïev. Les matériaux III-nitride tel que le GaN peuvent cristalliser en trois structures : wurtzite, zinc-blende et rock-salt. A température ambiante, la structure wurtzite est la plus stable. De plus, cette forme engendre l'apparition d'une polarisation spontanée du matériau qui est en partie à l'origine du 2DEG. Nous présenterons donc uniquement cette structure.

La structure wurzite se compose de deux sous réseaux hexagonaux compacts, l'un occupé par l'azote (N) et l'autre par l'élément III (Ga), décalés suivant l'axe c de $3/8$ ème de la maille élémentaire. Dans une structure wurzite, chaque atome est lié à quatre atomes de l'autre élément, formant ainsi un tétraèdre. La structure wurzite ne possède pas de symétrie suivant l'axe c : les directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$ ne sont pas équivalentes selon que la base du tétraèdre renversé se compose d'atomes de gallium ou d'atomes d'azote. On parlera ainsi de polarité gallium pour $[0001]$ ou de polarité azote pour $[000\bar{1}]$. La figure 1.4 représente la maille élémentaire d'une structure wurzite. Sur la figure 1.5, on a représenté les deux directions de croissance du GaN.

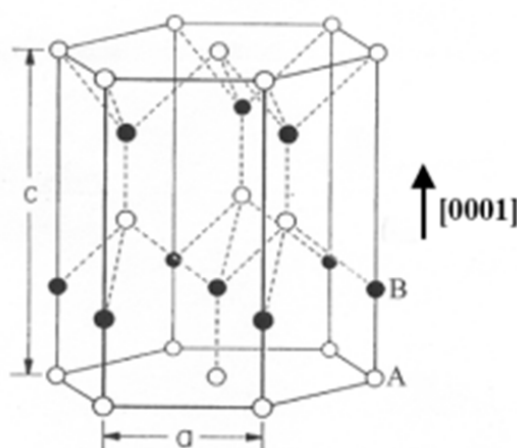


FIGURE 1.4 – Maille élémentaire d'une structure wurzite

En raison de la forte différence d'électronégativité entre le Ga et le N, les liaisons sont ioniques. Sur la figure 1.6, un tétraèdre de base d'une couche de GaN epitaxiée selon la polarité gallium $[0001]$ a été représenté. On a tracé ici les polarisations P_1 , P_2 , P_3 et P_4 engendrées par chaque liaison ionique. La non superposition de l'atome central avec le barycentre du tétraèdre engendre une polarisation résultante P_{SP} du tétraèdre qui suit la direction $[0001]$ et le sens de P_1 .

L'effet de cette polarisation spontanée dans le GaN wurzite se traduit par la création d'une succession de dipôles électriques qui sont à l'origine de la création d'un champ électrique. En volume, le gradient de cette polarisation est nul ainsi que la densité de charges volumique. Par contre, la discontinuité de cette polarisation spontanée va créer des charges surfaciques de part et d'autre de la couche GaN.

Enfin, sous l'application d'une contrainte externe, la déformation du tétraèdre va modifier ces dipôles et engendrer l'apparition d'une polarisation piézoélectrique. La polarisation spontanée, la polarisation piézoélectrique ainsi que leurs effets sur le gaz 2D seront étudiés dans un prochain paragraphe.

Dans cette thèse, seules des couches de GaN ou AlGaIn epitaxiées selon une polarité gallium par MOCVD (metal organic chemical vapor deposition) seront étudiées.

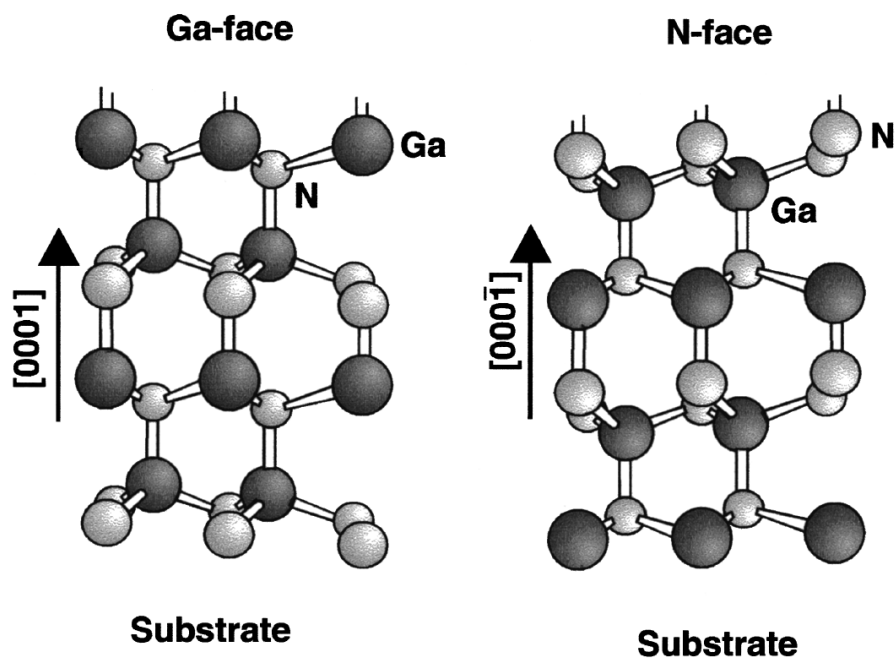


FIGURE 1.5 – Représentation schématique d’une couche de GaN selon sa direction de croissance [8]

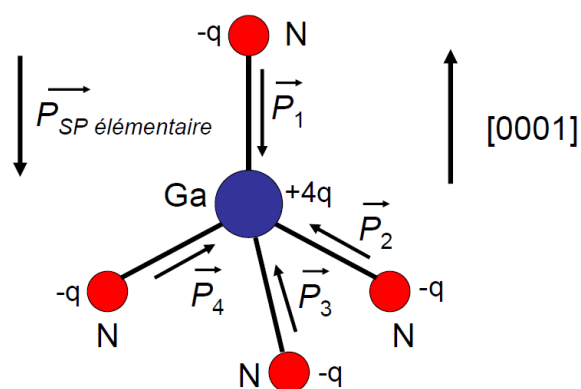


FIGURE 1.6 – Tétraèdre d’une structure wurzite et représentation de la polarisation engendrée par celui-ci

1.3 Transistors HEMT

Les transistors HEMT AlGa_N/Ga_N sont basés sur l'apparition d'un gaz d'électrons à deux dimensions à l'interface entre l'AlGa_N et le Ga_N. Nous allons d'abord définir la structure de bande d'un empilement AlGa_N/Ga_N puis l'effet des polarisations sur cet empilement. Enfin, nous calculerons la densité des porteurs dans le puits de potentiel et présenterons l'hypothèse communément admise concernant la source des électrons se trouvant dans celui-ci.

1.3.1 Heterojonction AlGa_N/Ga_N

A l'interface entre deux semi-conducteurs de gap différent, un puits peut se former dans le semi-conducteur de plus petit gap en fonction du niveau de dopage des deux semi-conducteurs. A l'interface entre l'AlGa_N et le Ga_N, un puits de potentiel se forme côté Ga_N (Fig. 1.7). Dans cette technologie, la création du puits dépend de l'ensemble de l'environnement électro-statique, c'est à dire du dopage des matériaux mais aussi de la polarisation de ceux-ci.

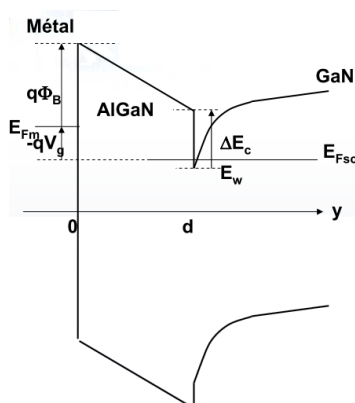


FIGURE 1.7 – Structure de bande d'une heterojonction AlGa_N/Ga_N

1.3.2 Polarisation

Comme défini précédemment, le matériau Ga_N ainsi que son composé AlGa_N sont le siège de deux polarisations : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique. Ces polarisations engendrent l'apparition de charges positives ou négatives aux interfaces entre ces matériaux et d'autres matériaux ou le vide. Dans un empilement AlGa_N/Ga_N, ce sont ces polarisations qui sont à l'origine du 2DEG.

1.3.2.1 Polarisation spontanée

Comme montré précédemment, le matériau Ga_N lorsqu'il cristallise selon la structure wurzite, se compose de tétraèdres. Le non alignement de l'atome central avec le barycentre des charges du tétraèdre engendre l'apparition d'une polarisation, appelée polarisation spontanée. Celle-ci existe lorsque le matériau n'est pas contraint, ni soumis à un champ électrique extérieur. La valeur de cette polarisation dans le Ga_N et pour une croissance selon une polarité gallium figure dans le tableau 1.8.

Constantes	AlN	GaN
P_{sp} (C/m ²)	-0,081	-0,029
ϵ_{33} (C/m ²)	1,46	0,73
ϵ_{31} (C/m ²)	-0,6	-0,49
C_{13} (Gpa)	108	103
C_{33} (Gpa)	373	405
a_0 (Å)	3,112	3,189

FIGURE 1.8 – Polarisation spontanée, constantes et paramètres de maille des matériaux AlN et GaN [8]

Le calcul de la polarisation spontanée des alliages ternaires est effectué par le modèle linéaire de Vegard. Ce calcul appliqué à l'AlGa_xN permet d'obtenir la formule suivante :

$$P_{SP}(x) = xP_{SP}(AlN) + (1 - x)P_{SP}(GaN) \quad (1.14)$$

Avec x la fraction molaire d'aluminium. En considérant la polarisation spontanée du GaN de $-0,029 \frac{C}{m^2}$ et de $-0,081 \frac{C}{m^2}$ pour l'AlN, on peut calculer la polarisation spontanée de l'AlGa_xN en fonction de x :

$$P_{sp}(x) = (-0,052x - 0,029) \frac{C}{m^2} \quad (1.15)$$

La figure 1.9a représente les charges surfaciques engendrées par la polarisation spontanée sur une couche d'AlGa_xN et de GaN épitaxiées suivant la face Ga. On voit que les polarisations spontanées de l'AlGa_xN et du GaN sont négatives et induisent l'apparition d'une charge positive à la surface inférieure et négative à la surface supérieure du matériau.

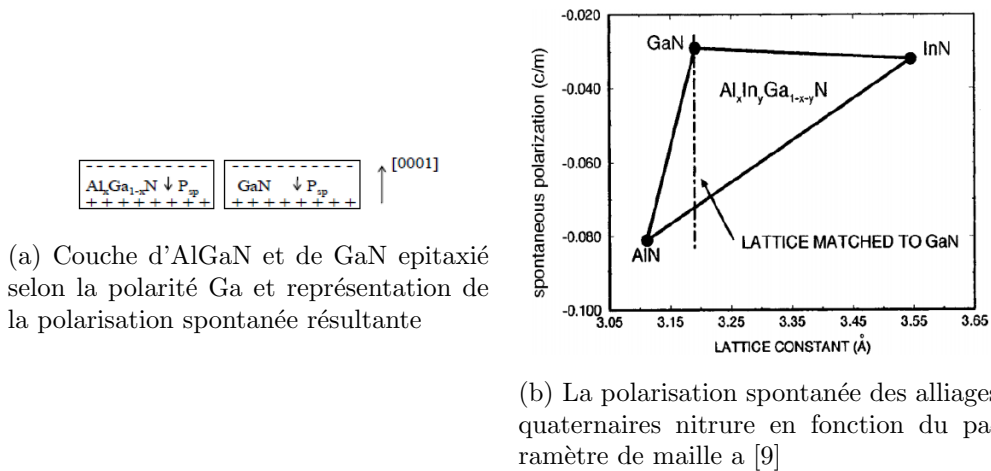


FIGURE 1.9 – Représentation de la polarisation spontanée d'une couche de GaN ou d'AlGa_xN

La figure 1.9b est un abaque calculé en respectant la loi de Vegard. Il représente la polarisation spontanée des composants ternaires à base de nitrure en fonction du paramètre de maille a [9].

1.3.2.2 Polarisation piézoélectrique

La croissance d'un matériau GaN ou AlGaIn sur un matériau possédant une maille différente entraîne l'apparition d'une contrainte mécanique. Cette contrainte mécanique, en perturbant le cristal du matériau est à l'origine d'une polarisation nommée polarisation piézoélectrique. Dans le cas de l'hétérojonction AlGaIn/GaN, c'est la couche supérieure d'AlGaIn qui lors de sa croissance sur le GaN subit une contrainte mécanique engendrant une polarisation piézoélectrique. En effet, dans un HEMT, la couche GaN de l'hétérostructure est environ 100 fois plus épaisse que la couche AlGaIn et on la considère donc relaxée de toute contrainte mécanique.

La polarisation piézoélectrique (notée P_{pe}) ne présente qu'une seule composante suivant l'axe 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 (tension ou compression) et l'orientation initiale de la maille (polarité gallium ou azote).

On cherche donc à calculer la valeur de la polarisation piézoélectrique de la couche d'AlGaIn pour un empilement AlGaIn/GaN epitaxié selon la polarité gallium. Toutes les constantes utilisées se trouvent dans le tableau 1.8.

Ambacher exprime la polarisation piézoélectrique en fonction des constantes piézoélectriques e_{31} et e_{33} [8] :

$$P_{Pe} = e_{33} \cdot \epsilon_z + e_{31} \cdot (\epsilon_x + \epsilon_y) \quad (1.16)$$

On considère a_0 et c_0 comme les valeurs à l'équilibre des paramètres du cristal. On définit alors $\epsilon_z = \frac{(c-c_0)}{c_0}$ la contrainte selon l'axe c et $\epsilon_x = \epsilon_y = \frac{(a-a_0)}{a_0}$ la contrainte dans le plan, qui est considérée isotropique. L'absence de contrainte selon z permet de relier ϵ_z et ϵ_x :

$$\epsilon_z = -2 \cdot \frac{C_{13}}{C_{33}} \cdot \epsilon_x \quad (1.17)$$

Avec C_{13} et C_{33} des constantes élastiques.

On peut combiner les deux équations pour obtenir la polarisation piézoélectrique du matériau :

$$P_{Pe} = 2 \cdot \frac{a - a_0}{a_0} \cdot [e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}] \quad (1.18)$$

Le terme $[e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}]$ étant négatif, la polarisation piézoélectrique est négative pour une couche étirée ($a > a_0$) et positive pour une couche compressée ($a < a_0$).

Afin de calculer la polarisation piézoélectrique de la couche d'AlGaIn, les paramètres de maille sont interpolés à partir des valeurs de GaN et d'AlN en fonction du pourcentage d'Al.

$$a_0(x) = (-0,077x + 3,189)10^{-10}m \quad (1.19)$$

Le même calcul est effectué pour les constantes élastiques

$$C_{13}(x) = (5x + 103)GPa \quad (1.20)$$

$$C_{33}(x) = (-32x + 405)GPa \quad (1.21)$$

Et pour les constantes piézoélectriques

$$e_{13}(x) = (-0,11x - 0,49)\frac{C}{m^2} \quad (1.22)$$

$$e_{33}(x) = (0,73x - 0,73)\frac{C}{m^2} \quad (1.23)$$

Dans le tableau 1.8, on voit que le paramètre de maille du cristal a_0 de l'AlN est plus faible que celui du GaN. Donc, la croissance d'une couche d'AlGa_N s'effectue en tension sur la couche de GaN. Ce dont rend compte l'équation 1.19 de calcul de $a_0(x)$ pour l'AlGa_N. Dans le cas d'une épitaxie [0001] d'AlGa_N sur GaN, l'équation 1.18 montre que la polarisation piézoélectrique est négative. La diminution de la constante du cristal $a_0(x)$ avec l'augmentation de la concentration d'aluminium (equation 1.19) cause une augmentation de la polarisation piézoélectrique.

Pour la fabrication d'une couche d'AlGa_N en tension sur une couche GaN suivant la polarité gallium, les polarisations piézoélectriques et spontanées de l'AlGa_N s'ajoutent et la discontinuité de celles-ci à l'interface AlGa_N/Ga_N ou AlGa_N/air engendre l'apparition d'une charge positive en surface inférieure et négative en surface supérieure de l'AlGa_N.

1.3.2.3 Polarisation totale de l'empilement AlGa_N/Ga_N et charge surfacique

Dans l'espace, si la polarisation P change, alors il y aura apparition d'une densité de charge ρ_p associée à celle-ci. D'après Ambacher, celle-ci se calcule de la manière suivante :

$$\rho_p = \nabla P \quad (1.24)$$

La figure 1.10 illustre la répartition des charges surfaciques engendrées par les polarisations spontanée et piézoélectrique dans l'empilement AlGa_N/Ga_N.

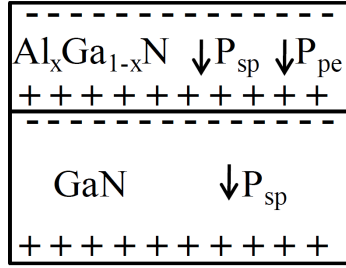


FIGURE 1.10 – Représentation de l’empilement AlGaN/GaN et des charges surfaciques induites pas les polarisations piézoélectriques et spontanées

Aux interfaces des matériaux AlGaN et GaN, la polarisation peut chuter dans l’empilement, ce qui engendre l’apparition d’une charge surfacique. D’après les travaux d’Ambacher on peut calculer la charge surfacique associée au changement de la polarisation à l’interface AlGaN/GaN :

$$\sigma_{pol} = P(bottom) - P(top) = [P_{sp}(bottom) + P_{pe}(bottom)] - [P_{sp}(top) + P_{pe}(top)] \quad (1.25)$$

Si l’on considère la couche de GaN relaxée, alors la polarisation piézoélectrique de celle-ci est nulle. L’équation 1.25 devient donc :

$$\sigma_{pol} = P_{sp}(GaN) - [P_{sp}(AlGaN) + P_{pe}(AlGaN)] \quad (1.26)$$

A travers les équations 1.18 et 1.15, les polarisations piézoélectriques et spontanées de l’AlGaN ont été exprimées en fonction du % d’Al de la couche d’AlGaN. Basée sur la polarisation spontanée du GaN extraites des travaux d’Ambacher (tableau 1.8), on peut calculer cette charge de surface en fonction du % d’Al de la couche AlGaN.

$$\sigma_{pol}(x) = P_{sp}(GaN) - 2 \cdot \frac{a - a_0}{a_0} \cdot [e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}}] + P_{sp}(AlGaN) \quad (1.27)$$

Sur la figure 1.11, on a représenté la polarisation du GaN et la polarisation piézoélectrique et spontanée de l’AlGaN extraite des équations 1.18 et 1.15 en fonction de la fraction molaire d’aluminium. Enfin, la polarisation totale de l’AlGaN a été représentée. La polarisation du GaN reste constante indépendamment de la fraction molaire d’aluminium. A l’inverse, les polarisations spontanée et piézoélectrique de l’AlGaN augmentent avec la concentration d’aluminium. Par conséquent, la polarisation totale de l’AlGaN augmente aussi.

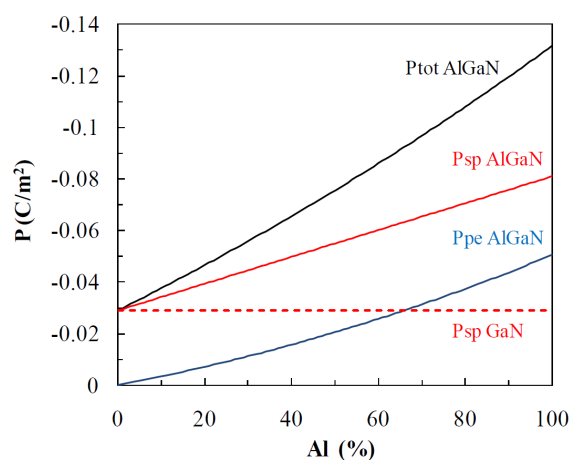


FIGURE 1.11 – Polarisation de l'empilement AlGaN/GaN en fonction de la fraction molaire d'aluminium

La résultante des polarisations piézoélectrique et spontanée de l'AlGaN et de la polarisation spontanée du GaN engendre l'apparition d'une charge surfacique positive à la surface inférieure de la couche d'AlGaN. Cette charge de polarisation induit un champ électrique. Afin de compenser celui-ci, des électrons libres vont s'accumuler à la surface supérieure de la couche de GaN. C'est le gaz d'électrons à deux dimensions. Avec l'augmentation du % d'Al présent dans la couche d'AlGaN, la polarisation totale de l'AlGaN va augmenter. Par conséquent, la charge surfacique va augmenter, ce qui engendrera une augmentation de la concentration d'électrons dans le gaz 2D. On voit donc que le gaz 2D est présent sans application d'une tension de grille et les dispositifs AlGaN/GaN sont naturellement conducteurs. On les qualifie de dispositifs "normally-on".

1.3.3 Densité de porteurs du gaz 2D et influence des états de surface

Dans les structures AlGaN/GaN, il n'est pas nécessaire de procéder à un dopage du matériau pour obtenir un gaz 2D. De ce fait, il est intéressant d'étudier la provenance des électrons qui peuplent le gaz d'électrons à deux dimensions. De même, il est utile de calculer la densité de porteurs en fonction de la charge surfacique à l'interface AlGaN/GaN.

1.3.3.1 Le modèle d'Ambacher

Indépendamment de toute hypothèse concernant la provenance des électrons dans le gaz 2D, Ambacher propose une méthode de calcul de la densité de porteurs dans le puits de potentiel pour un empilement AlGaN/GaN avec un contact Schottky.

Ce modèle se base sur l'application du théorème de Gauss sur la surface S_G représentée sur la figure 1.12.

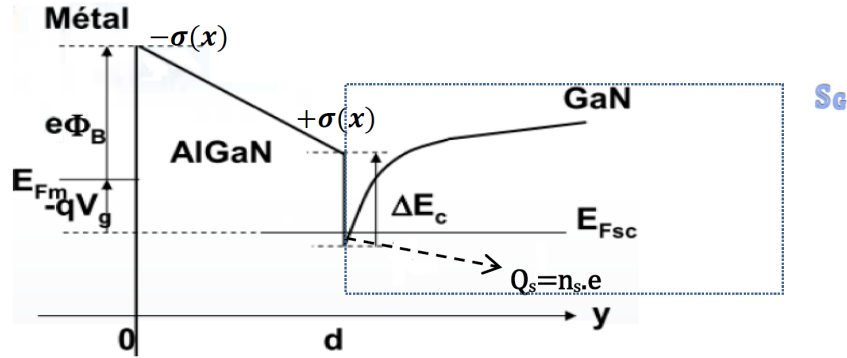


FIGURE 1.12 – Bande de conduction de la structure métal/AlGaN/GaN

On peut alors écrire :

$$\epsilon_0 \cdot \epsilon(x) \cdot E_{AlGaN}(x) - \epsilon_0 \cdot \epsilon_{GaN} \cdot E_{GaN} = \sigma(x) + (-e) \cdot n_s \quad (1.28)$$

Avec x la fraction molaire d'aluminium, $E_{AlGaN}(x)$ et E_{GaN} les champs électriques dans les couches d'AlGaN et de GaN, e la charge élémentaire de l'électron, $\sigma(x)$ la charge surfacique engendrée à l'interface AlGaN/GaN et calculée précédemment, ϵ_0 la permittivité du vide, $\epsilon(x)$ la permittivité de la couche d'AlGaN dépendant de la fraction molaire d'aluminium, ϵ_{GaN} la permittivité de la couche de GaN et enfin n_s la densité de porteurs du gaz 2D.

On considère que le champ électrique est nul dans le substrat GaN, donc E_{GaN} est nul. L'AlGaN étant 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 peut écrire :

$$E_{AlGaN}(x) = \frac{V_{AlGaN}(x)}{d} \quad (1.29)$$

Avec V_{AlGaN} le potentiel électrostatique dans la couche d'AlGaN. D'après le diagramme de bande (Fig. 1.12) et en prenant $V_g=0V$, on peut écrire :

$$V_{AlGaN}(x) = e \cdot \phi_B + E_f - \Delta E_c \quad (1.30)$$

Avec ϕ_B la barrière de potentiel de la grille Schottky en eV, E_f le niveau de Fermi de la couche GaN en eV par rapport à sa bande de conduction et ΔE_c la discontinuité de la bande de conduction entre les couches GaN et $Al_xGa_{1-x}N$.

En regroupant les équations 1.28 et 1.30, on obtient l'équation de modélisation de la densité de porteurs dans le gaz 2D établie par Ambacher :

$$n_s(x) = \frac{\sigma(x)}{e} - \left(\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon(x)}{d \cdot e^2}\right) \cdot (e\phi_B(x) + E_f - \Delta E_c(x)) \quad (1.31)$$

Il est à noter que dans les travaux d'Ambacher, le niveau de Fermi est donné en fonction de la fraction molaire d'aluminium. Néanmoins le niveau de Fermi étant fixé thermodynamiquement par le GaN, il ne doit pas dépendre de x .

Le paramètre ϕ_B représente la barrière de potentiel du contact Schottky. Ambacher l'exprime comme ceci :

$$\phi_B = 1,3x + 0,84 \quad (1.32)$$

Néanmoins, le paramètre ϕ_B est adapté uniquement au calcul de la densité de porteurs dans les structures avec contact Schottky. Pour un empilement AlGa_N/Ga_N sans contact, il est important de mesurer la barrière de potentiel de surface. Pour cela, plusieurs travaux ont cherchés à préciser la source des électrons composant le gaz 2D.

1.3.3.2 Le modèle d'Ibbetson

Ibbetson détaille dans ces travaux l'origine des électrons composant le gaz 2D [10]. Sur une structure HEMT AlGa_N/Ga_N à l'équilibre, le calcul de l'ensemble des charges présentes dans l'empilement permet de déduire la source des électrons du 2DEG.

Premièrement, il s'agit de lister l'ensemble des charges présentes dans l'empilement. Aux bornes de l'AlGa_N, les polarisations spontanée et piézoélectrique engendrent l'apparition d'une charge $+\sigma_{pol}$ à la surface inférieure de l'AlGa_N et $-\sigma_{pol}$ à la surface supérieure de l'AlGa_N. La présence de donneurs ionisés dans l'AlGa_N engendre une charge volumique $+\sigma_{AlGaN}$. Les charges présentes dans le substrat Ga_N sont notées σ_{buffer} . Enfin, on note $\sigma_{surface}$ les charges dues à des états de surface ionisés. L'ensemble de ces charges doit être égal à la charge du gaz 2D : en_s , avec e la charge élémentaire de l'électron et n_s la densité de porteurs surfacique. Tout d'abord, on peut remarquer que si aucune tension n'est appliquée sur l'empilement, l'addition de ces charges doit être nulle. De plus, Ibbetson note que, de par leur nature, les deux charges de polarisation dans l'AlGa_N $+\sigma_{AlGaN}$ et $-\sigma_{AlGaN}$ s'annulent. Concernant le substrat, afin qu'il y ait confinement à l'interface AlGa_N/Ga_N, la charge σ_{buffer} doit être négative. De plus, étant donné que le substrat n'est pas dopé, cette charge est faible, Ibbetson propose de la négliger.

On obtient donc l'équation suivante :

$$\sigma_{surface} + \sigma_{AlGaN} - qns = 0 \quad (1.33)$$

Or, si on considère la barrière d'AlGa_N comme non dopée, il apparait donc que le terme σ_{AlGaN} est nul. Dès lors, on en déduit que les charges présentes dans le gaz 2D sont causées par des donneurs ionisés présents en surface de l'empilement. C'est cette hypothèse qui est la plus communément admise concernant la source des électrons dans le gaz 2D. Il existe ensuite différentes hypothèses concernant le niveau d'énergie des états donneurs à la surface de l'AlGa_N.

Bien que cette hypothèse ait ensuite été vérifiée par des mesures, il est important de noter que Ibbetson ne prend pas en compte la polarisation spontanée du GaN.

Un premier modèle ("bare surface donor model") a été développé par Ibbetson [10]. Celui-ci considère une énergie E_d à laquelle se trouve une haute densité d'états donneurs de surface. Cet état est un état donneur, initialement situé sous le niveau de Fermi. Avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlGa_N, pour $n_s = 0$, la non compensation de la charge d'interface associée aux deux polarisations entraîne une augmentation de la barrière de surface (différence de potentiel entre la bande de conduction et le niveau de Fermi). Une fois que cet état de surface atteint l'énergie du niveau de Fermi, il s'ionise et un transfert d'électrons s'effectue entre la surface et le gaz 2D. D'après ce modèle, une fois cette épaisseur atteinte, la barrière de surface va rester stable. Néanmoins, Ibbetson n'a pas pu mesurer expérimentalement la hauteur de la barrière de surface en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N.

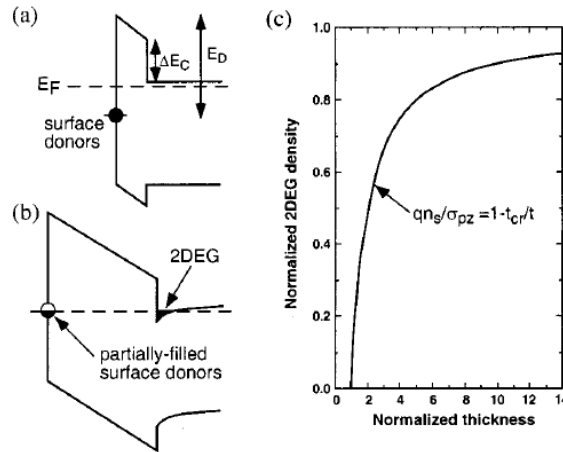


FIGURE 1.13 – Illustration schématique de l'hypothèse d'Ibbetson [10]

Afin de calculer la densité de porteurs, Ibbetson se base sur une équation semblable à celle développée par Ambacher. Néanmoins ici, le paramètre ϕ_B est déduit de l'épaisseur critique à laquelle le gaz 2D apparaît. Dans la publication d'Ibbetson, ϕ_B est bloqué au niveau d'énergie E_d des donneurs : $\phi_B = E_D$. Ibbetson définit une épaisseur critique en dessous de laquelle l'état donneur se trouve sous le niveau de Fermi et le gaz 2D est inexistant. Grâce à l'équation de Poisson, on peut ainsi calculer l'épaisseur critique t_{CR} .

$$t_{CR} = (E_D - \Delta E_C) \cdot \frac{\epsilon}{e\sigma_{pol}} \quad (1.34)$$

avec ϵ la constante diélectrique de l'AlGa_N, ΔE_C la différence d'énergie de la bande de conduction entre l'AlGa_N et le GaN.

En négligeant l'élévation du niveau de Fermi dans le canal et pour $t > t_{CR}$, Ibbetson obtient l'expression suivante :

$$en_s = \sigma(1 - t_{CR}/t) \quad (1.35)$$

Avec e la charge élémentaire, σ la charge de polarisation, t l'épaisseur d'AlGa_N.

En injectant t_{CR} calculé précédemment, on obtient une expression de n_s similaire à celle d'Ambacher :

$$n_s(x) = \frac{\sigma(x)}{e} - \left(\frac{\epsilon_0 \cdot \epsilon(x)}{t \cdot e^2}\right) \cdot (E_D - \Delta E_c(x)) \quad (1.36)$$

Sur la figure 1.14, Ibbetson a comparé des valeurs expérimentales obtenues avec la courbe calculée. Les mesures obtenues confirment la théorie pour de faibles épaisseurs. On observe l'apparition du gaz 2D à partir de 35 Å ce qui permet d'estimer l'énergie de l'état donneur de surface à 1.65 eV. Ibbetson interprète la chute de n_s à partir de 150 Å comme une relaxation de la contrainte dans l'AlGa_N. Sur la courbe théorique, on voit que la densité d'électrons du gaz 2D sature pour de fortes épaisseurs d'AlGa_N. Selon Ibbetson, le champ électrique dans la barrière est proportionnel à $qn_s - \sigma_{pol}$. Au bout d'un certain temps, si l'épaisseur est suffisamment grande, les charges de polarisations seront neutralisées par le gaz 2D et la concentration de celui-ci restera constante [10].

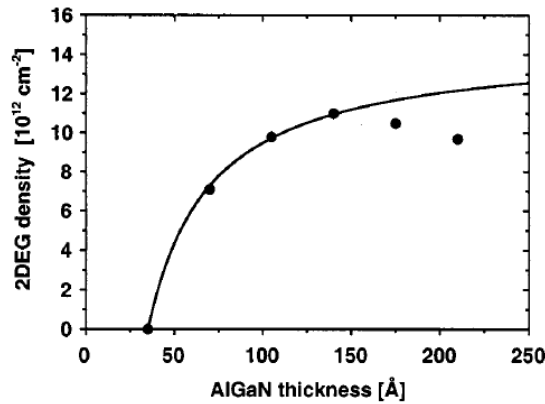


FIGURE 1.14 – Représentation de la densité d'électrons dans le canal, n_s théorique (courbe) et mesuré (symboles) [10]

1.3.3.3 Modèle à états de surface distribués

Des mesures de la hauteur de la barrière de surface en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N ont été effectuées par différents groupes de recherche, notamment Koley et Spencer [11] ou Gordon et al [12]. Leurs résultats montrent que le potentiel de surface décroît lorsque l'épaisseur de la couche d'AlGa_N augmente, ce qui est incompatible avec le postulat d'un seul état donneur. L'hypothèse proposée est alors celle d'une densité d'états donneurs de surface constante, notée n_0 . Ces états sont distribués sur une gamme d'énergie se trouvant sous un niveau E_d de la bande

interdite. En augmentant l'épaisseur de la couche d'AlGa_N, l'énergie de la bande de conduction augmentera par rapport au niveau de Fermi. Quand l'état d'énergie E_d sera supérieur au niveau de Fermi E_f , les états donneurs de surface commenceront à transférer les électrons vers l'interface AlGa_N/Ga_N, engendrant le gaz 2D.

La figure 1.15 montre la densité de porteurs et la barrière de surface mesurés en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N. On observe une bonne corrélation entre l'épaisseur de la barrière de surface et l'augmentation de la densité de porteurs. Ceci n'est pas compatible avec la théorie d'Ibbetson et on confirme ainsi l'hypothèse d'une répartition des états de surface dans la bande interdite.

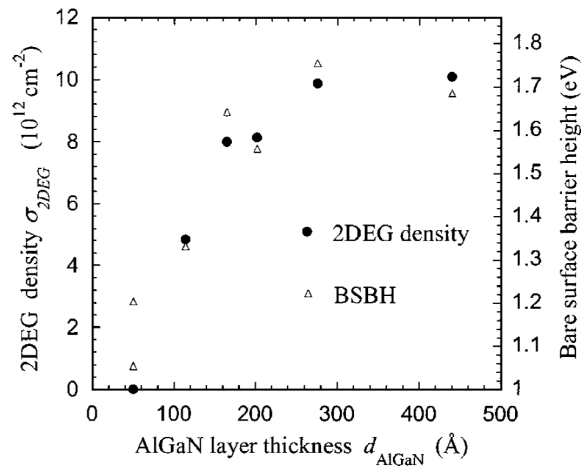


FIGURE 1.15 – Représentation de n_s et de la barrière de surface mesuré en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N [11]

Ce modèle est donc très proche du précédent mis à part que la hauteur de la barrière de surface Φ_s varie avec l'épaisseur de la couche d'AlGa_N. La formule de la densité d'électrons dans le gaz 2D est similaire, on remplace l'énergie des états donneurs E_D par le potentiel de surface Φ_s :

$$n_s = \frac{\sigma}{e} - \frac{\epsilon}{qe^2}(\Phi_s + E_F - \Delta E_C) \quad (1.37)$$

D'après les travaux de Gordon et al, les variations de Φ_s en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N sont directement liées à la densité d'états n_0 [12]. Plus n_0 est faible, plus les variations de Φ_s seront importantes. A l'inverse, si la densité d'états donneurs de surface n_0 est suffisamment élevée, le transfert d'électrons de la surface vers le gaz 2D n'aura qu'une faible influence sur la hauteur de la barrière de surface. On retrouvera ainsi la configuration du modèle établi par Ibbetson avec un seul état donneur d'énergie E_d . La figure 1.16 illustre les deux hypothèses décrites.

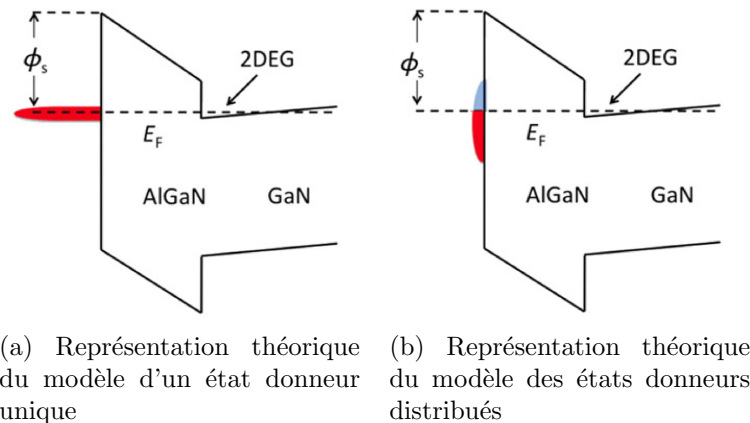


FIGURE 1.16 – Comparaison des modèles à un ou plusieurs états donneurs [12]

La nature de ces états donneurs de surface a été fortement étudiée. Jang [13] et Dong [14] ont conclu que ces états étaient dûs à des impuretés situées à des énergies de 1,6 et 1,5 eV au dessus de la bande de conduction, causées par l'oxydation du gallium en surface. D'autres groupes de recherche ont reliés ces états à des lacunes d'atomes d'azote : durant le recuit à haute température, des impuretés résiduelles peuvent réagir avec la surface de l'AlGaN. Ces réactions peuvent capter l'azote de l'AlGaN et le faire réagir avec d'autres atomes d'azote ou des atomes d'oxygène, créant ainsi des molécules volatiles [15].

1.4 Fabrication d'un HEMT

Maintenant que le fonctionnement d'un empilement AlGaN/GaN a été détaillé, il convient d'étudier les différentes phases de fabrication du transistor.

Les HEMT développés au CEA sont pourvus de deux contacts ohmiques, drain et source, et d'une grille sur oxyde dont le rôle est de moduler le courant drain-source circulant dans le canal. La figure 1.17 montre un empilement standard AlGaN/GaN. On détaillera d'abord l'épitaxie de l'empilement puis la gravure du Si_3N_4 utilisée, après quoi nous étudierons le dépôt des contacts et la fabrication de la brique grille.

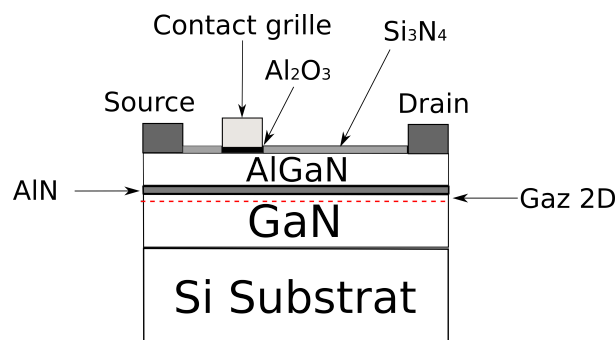


FIGURE 1.17 – Schéma d'illustration d'un transistor HEMT étudié

1.4.1 Epitaxie

La maîtrise de l'épitaxie de l'empilement AlGaIn/GaN est une étape importante dans l'obtention de transistors de puissance performants. Un HEMT AlGaIn/GaN se compose de l'empilement de plusieurs couches : un substrat sur lequel s'effectue la croissance de la structure, et qui sera présenté ci-dessous, une couche tampon pour corriger la différence de maille entre le substrat et le GaN, la couche de GaN et enfin la barrière d'AlGaIn. Deux couches peuvent être rajoutées pour améliorer les performances du transistor : une couche de passivation au dessus de la barrière d'AlGaIn et une couche d'AlN à l'interface entre le GaN et l'AlGaIn. Sur les échantillons étudiés dans cette thèse et sauf mention contraire, ces couches furent toujours présentes. La méthode de croissance utilisée est le dépôt chimique en phase vapeur. Pour le GaN, le substrat chauffé est exposé à des précurseurs métallorganiques sous forme gazeuse qui réagissent chimiquement à la surface pour former le cristal semi-conducteur. Cette méthode de croissance est appelée MOCVD ("Metalorganic Chemical Vapor Deposition").

Les substrats utilisables pour la croissance des HEMT AlGaIn/GaN sont le saphir, le SiC, le Si et le GaN. Le choix du substrat s'effectue selon la conductivité thermique, le coût et la facilité de croissance du GaN. Les substrats GaN sont les plus adaptés mais leur coût est très élevé. Les substrats SiC ont des caractéristiques thermiques intéressantes ainsi qu'une faible différence de maille avec le GaN mais restent chers. Le saphir possède une conductivité thermique faible. Le Si présente une bonne option en terme de coût et de dimension mais possède une différence de maille importante avec le GaN.

Dans le cadre de la fabrication de plaques AlGaIn/GaN au CEA, le choix d'un substrat de silicium (1,1,1) a été effectué.

On a vu au paragraphe précédent l'influence de la couche d'AlGaIn sur la densité de porteurs du gaz 2D. Comme expliqué précédemment, le gaz 2D est lié à la charge présente en surface. Afin de passiver cette surface, les transistors HEMT AlGaIn/GaN sont recouverts d'une couche de Si_3N_4 . Plusieurs articles ont montré l'importance de cette couche de passivation. Elle permet notamment de neutraliser les pièges de surface qui dégradent les caractéristiques des transistors en hyperfréquence et qui diminuent la tension de claquage [16] [1]. La couche de Si_3N_4 peut-être déposée In-situ ou après épitaxie. Au CEA, il a été choisi de déposer celle-ci après épitaxie par un procédé de LPCVD ("Low-Pressure Chemical Vapor Deposition").

Afin d'améliorer les performances des transistors AlGaIn/GaN, il est possible d'ajouter une fine couche d'AlN à l'interface entre ces deux matériaux. La présence d'AlN dans les transistors HEMT entre l'AlGaIn et le GaN est censée augmenter les performances en mobilité des transistors. En effet, cette couche d'AlN diminue la diffusion associée au désordre atomique [17] [18]. Cette diffusion est causée par la pénétration de la fonction d'onde des électrons dans l'AlGaIn. Plusieurs travaux dans la littérature ont proposé une épaisseur optimale d'AlN de 1nm [17] [19] [20]. De plus, la densité de porteurs du canal est légèrement augmentée par la présence d'une couche d'AlN car celle-ci engendre une plus grande discontinuité de bande (ΔEc) entre l'AlGaIn et le GaN [21].

1.4.2 Gravure type du Si_3N_4

Afin de procéder aux dépôts des contacts et de la grille, il est nécessaire de procéder à la gravure du Si_3N_4 . Pour cela, il existe plusieurs méthodes de gravure. En particulier, nous étudierons dans cette thèse la gravure ICP ("Inductively Coupled Plasma") ainsi que la gravure RIE ("Reactive Ion Etching").

Ces deux gravures sont des gravures sèches se déroulant en présence d'un plasma. Le but d'une telle gravure est de faire réagir le plasma avec l'espèce à graver de manière à former un composé volatil qui sera évacué. Pour la gravure RIE, le plasma est créé 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. C'est une association de gravure physique et chimique, en effet, les ions peuvent pulvériser le substrat grâce au bombardement ionique ou peuvent graver le matériau en participant aux réactions chimiques.

La gravure ICP repose sur un principe équivalent, néanmoins le champ statique est remplacé par un champ magnétique RF qui permet de densifier le plasma. Ainsi, la densité des ions au sein du plasma peut-être considérablement décuplée indépendamment de l'énergie de bombardement de l'échantillon. En modérant l'énergie des ions du plasma, on peut limiter les dommages engendrés en surface.

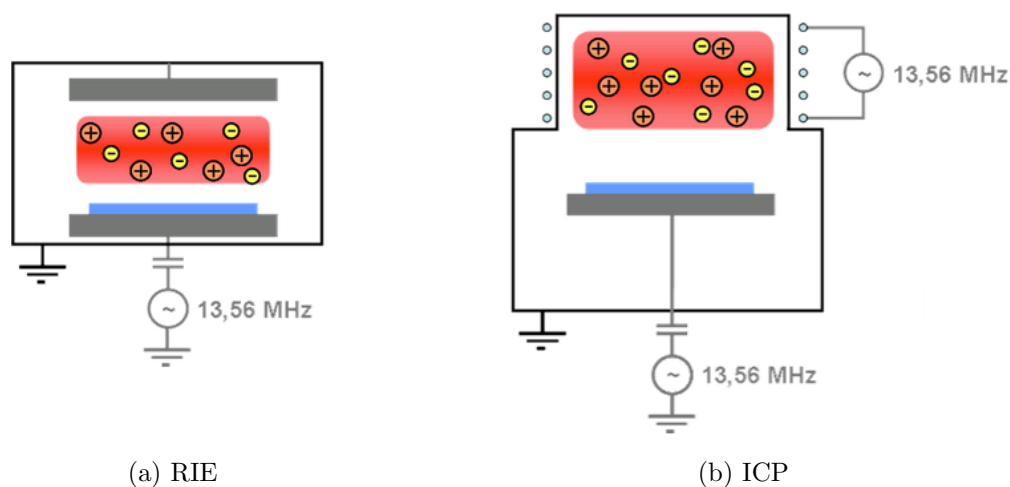


FIGURE 1.18 – Illustration des gravures RIE et ICP

1.4.3 Dépôt des contacts

Il s'agit ensuite de graver le Si_3N_4 aux endroits où vont être déposés les contacts. Les contacts sont fabriqués à base de Ti/Al/Cu. Ceux-ci doivent être ohmiques et peu résistifs.

Pour obtenir un contact ohmique, il faut que le travail de sortie des électrons du semi-conducteur, Φ_s , soit supérieur à celui du métal, Φ_m , (Fig. 1.19). Un contact ohmique se traduit par une caractéristique courant-tension symétrique indépendamment de la température. De plus, la chute de tension aux bornes du contact doit être négligeable devant les chutes de

tension dans les zones actives du composant. Enfin, il faut que le contact possède une bonne stabilité mécanique (tenue aux chocs thermiques) et qu'il ne subisse pas d'électromigration sous l'action de champs électriques élevés.

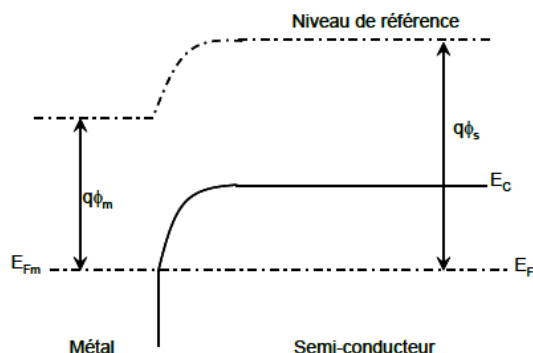


FIGURE 1.19 – Illustration d'un contact ohmique

Une étude bibliographique de la fabrication des contacts ohmiques sur AlGaN/GaN sera effectué au chapitre 2.

1.4.4 Fabrication de la brique grille

Deux types de grilles peuvent-être fabriquées sur un HEMT AlGaN/GaN : une grille Schottky ou une grille MIS. Les grilles Schottky entraînent d'importantes fuites aux tensions élevées et sont mal adaptées à une utilisation pour des applications de puissance. On a donc uniquement utilisé des grilles avec oxyde.

Plusieurs oxydes de grille sont utilisables sur les technologies AlGaN/GaN tels que le Si_3N_4 , le SiO_2 ou des oxydes à haute permittivité diélectrique comme l' Al_2O_3 ou le HfO_2 . L'utilisation d'un matériau à haute permittivité diélectrique permet de diminuer l'épaisseur d'oxyde et ainsi augmenter la transconductance. Afin de garder un procédé compatible avec une salle blanche CMOS, seuls les oxydes à haute permittivité HfO_2 et l' Al_2O_3 sont utilisables. En comparaison avec le HfO_2 , l' Al_2O_3 possède une différence de bande d'énergie de conduction ΔE_C avec l'AlGaN plus importante ce qui permet de diminuer les fuites de grille. L' Al_2O_3 a donc été choisi comme oxyde de grille pour les transistors HEMT AlGaN/GaN. Pour conclure la réalisation de l'empilement de grille, on recouvre ensuite l'oxyde d'une fine couche de TiN, puis d'une couche de W selon un procédé standard pour ce type d'oxyde.

1.4.5 Normally off

Afin de favoriser l'utilisation de transistors HEMT dans l'industrie, il est nécessaire de développer des transistors "normally-off". En effet, pour diminuer la consommation électrique des circuits et pour des raisons de sécurité, il est intéressant d'obtenir des transistors qui soient à l'état bloqué sans application d'une tension de grille. Plusieurs voies ont été explorées afin de développer des transistors "normally-off" sans pour autant dégrader les performances de ceux-ci. Pour cela, l'idée est de mettre au point une technologie post-épitaxie de contrôle local

de la tension de seuil. Pour ne pas dégrader la résistance à l'état passant, un transistor HEMT performant nécessite un canal sous la grille "normally-off" avec des zones d'accès au niveau des contacts "normally-on". Dans le cadre de cette thèse, on s'est intéressé à deux mécanismes qui sont utilisés pour obtenir des transistors "normally-off" : il s'agit de la diminution de l'épaisseur d'AlGaN et de l'injection d'ions fluor.

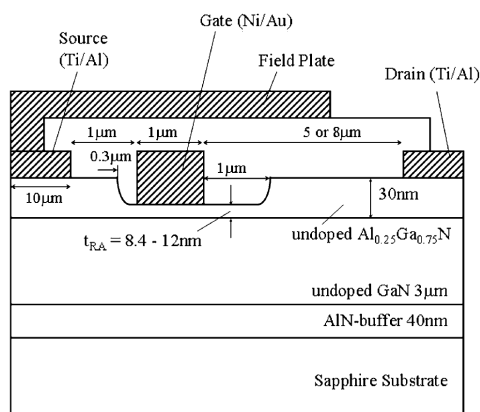


FIGURE 1.20 – Illustration du transistor HEMT avec gravure de la grille [22]

La première solution consiste à exploiter les propriétés de formation du gaz 2D en fonction de l'épaisseur de la barrière d'AlGaN (Fig. 1.20). En effet, nous avons vu qu'en dessous d'une certaine épaisseur, les états donneurs se trouvent sous le niveau de Fermi, ce qui ne permet pas la formation d'un gaz 2D. En l'absence d'électrons dans le gaz 2D, le transistor est donc "normally-off" et il faut appliquer une tension positive sur la grille pour que les électrons transfèrent des états donneurs de surface au gaz 2D, rendant ainsi le canal à nouveau passant. De cette façon, Saito et al ont cherché à étudier en détail, pour un transistor Schottky, le décalage de la tension de seuil en fonction de la gravure de la couche d'AlGaN sous la grille [22]. La figure 1.21 montre la relation empiriquement déduite puis simulée entre gravure de l'AlGaN et le décalage de la tension de seuil. On identifie ainsi une épaisseur de 8,2nm pour passer d'un transistor "normally-on" à un transistor "normally-off".

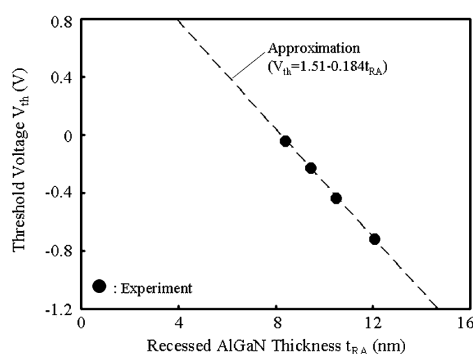


FIGURE 1.21 – Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur d'AlGaN [22]

Une autre solution à été développée par Cai et al. Celle-ci consiste à implanter des ions fluorure (F⁻) dans la couche d'AlGa_{0.3}N (Fig. 1.22). Ainsi, un décalage contrôlé de V_{th} peut être obtenu grâce à une modulation des bandes d'énergies par l'injection de fluor dans l'AlGa_{0.3}N durant le traitement plasma avant le dépôt de la grille [23]. L'élément fluor lors de son injection, tend à capturer un électron pour devenir un ion fluorure. Cette charge ainsi obtenue modifie localement le potentiel et cause la déplétion du gaz 2D [24]. La figure 1.23 compare la structure de bande d'un empilement AlGa_{0.3}N/GaN simulé avec et sans injection des ions fluorure [23]. En comparaison avec un transistor de base, avec injection d'ions fluorure, le minimum de la bande de conduction est au dessus de niveau de Fermi. Ceci indique une déplétion complète du gaz 2D. De plus, les ions F⁻ situés sous la grille engendrent une courbure positive du diagramme de bande, à l'origine d'une barrière Φ_F supplémentaire. Cai et al ont montré que cette hauteur de barrière supplémentaire est à l'origine d'une diminution significative du courant de fuite sur une grille Schottky [23]. De cette manière, il est possible de contrôler le décalage de la tension de seuil en fonction de la puissance et du temps d'injection des ions fluorure (Figure 1.24).

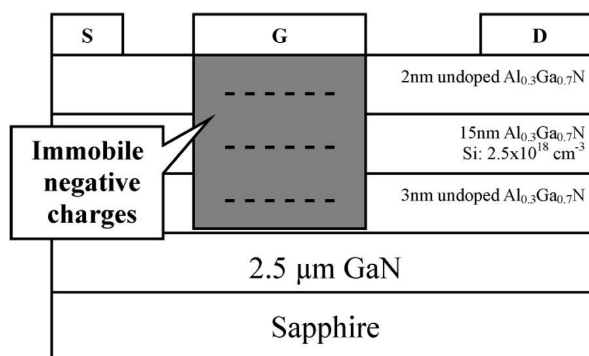


FIGURE 1.22 – Illustration du transistor HEMT avec injection d'ions fluor [23]

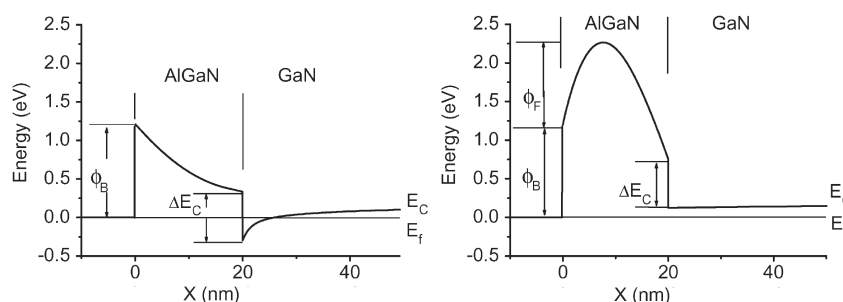


FIGURE 1.23 – Comparaison des structures de bandes d'un HEMT simulées avec et sans injection de fluor [23]

Néanmoins, l'injection d'ions fluorure engendre une dégradation des performances du transistor. Des dégradations de la transconductance et du courant de drain ont été observées. Il semblerait qu'une amélioration du processus d'injection des ions fluorure à travers la diminution de la puissance des ions et un recuit post-injection à 400 °C permettrait de réduire la dégradation à seulement 10 à 20% de la mobilité du transistor [24]. Enfin, Sun et al [25] ont

CF ₄ Plasma treatment condition	Barrier height (eV)	Ideality factor	V _{th} (V)
Conventional HEMT	0.4	8	-4.0
100W, 60s	0.6	4	-2.87
150W, 20s	0.71	2.5	-2.37
150W, 60s	0.62	4.8	-1.53
150W, 150s	0.74	3.5	0.9
200W, 60s	0.9	2.4	-0.29

FIGURE 1.24 – Hauteur de barrière Schottky, facteur d'idéalité de la diode Schottky et tension de seuil mesurés sur les transistors après différents traitement plasma engendrant l'injection d'ions fluorure [23]

montré que l'injection d'ions fluorure engendre une instabilité de la tension de seuil due à l'apparition de pièges lents. Dans le cadre de cette thèse, nous serons amenés à étudier l'influence de la gravure fluorée de la couche de Si₃N₄ sur les performances électriques du gaz 2D.

1.4.6 Mécanismes de piégeage dans les transistors AlGa_N/Ga_N HEMT

Dans cette thèse, nous serons amenés à caractériser un phénomène de piégeage dégradant les caractéristiques électriques du gaz 2D. De ce fait, il est intéressant de détailler les deux principaux mécanismes de piégeage qui ont été identifiés dans notre technologie.

Les phénomènes de piégeage proviennent d'impuretés localisées dans l'empilement qui vont capter puis ré-émettre des porteurs de charge. Les porteurs de charge piégés ne participeront pas à la conduction et vont ainsi limiter les performances du gaz d'électrons à deux dimensions. Ces phénomènes se caractérisent par des vitesses de capture rapide et des temps d'émission très importants. Dans la technologie AlGa_N/Ga_N, deux principaux mécanismes de piégeage sont identifiés. Ceci sont reliés à un fonctionnement des HEMT en puissance (à des tensions élevées, sur des structures avec grille) et peuvent être rangés en deux catégories : ceux qui réagissent à des changements de polarisation de grille et génèrent des effets dits de "gate-lag" [1] [26][27] et ceux qui réagissent à des changements de polarisation du contact de drain et génèrent des effets dits de "drain-lag" [28] [29]. Dans la littérature, on considère que les pièges causant les phénomènes de "gate-lag" sont causés par des pièges se trouvant à la surface du matériau alors que les pièges induisant des effets de type "drain-lag" ont été identifiés comme étant dans le Ga_N.

Mécanisme de "gate-lag"

Comme expliqué précédemment, les empilements AlGa_N/Ga_N sont par défaut "normally-on". Ceci signifie qu'il est nécessaire de polariser négativement la grille pour dépléter le canal d'électrons. Lorsque le transistor est à l'état bloqué. L'application d'une importante différence de potentiel entre la grille et le contact de drain engendre l'apparition d'un fort courant électrique dans la zone grille drain du transistor. Ceci peut entraîner l'injection d'électrons dans les états de surface de l'empilement AlGa_N/Ga_N. Ces porteurs forment ainsi une grille virtuelle en surface du composant. Ce mécanisme a été présenté par Vetury et al et est depuis supporté par

beaucoup d'autres travaux [26][27]. Au cours d'une impulsion positive sur la grille, le porteur de charge qui avait été capturé est lentement ré-émis, ce qui entraîne entre temps une dégradation de la réponse des transistors avec une diminution du courant de sortie et une augmentation de la résistance à l'état passant. La figure 1.25 illustre le phénomène. On observe une augmentation progressive du courant de drain alors que la tension de grille est stable. Ceci est causé par le dé-piégeage progressif des charges en surface de l'AlGa_N.

Comme mentionné précédemment, de nombreux travaux ont montré qu'il est possible de diminuer le "gate-lag" allant jusqu'à le supprimer complètement grâce à des traitements de surface tel l'ajout d'une couche de passivation de Si₃N₄ [1] [16].

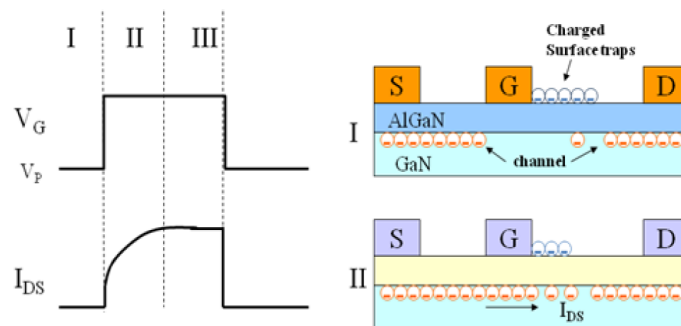


FIGURE 1.25 – Illustration du phénomène de grille virtuelle engendrée par le piégeage de charges en surface de l'AlGa_N [1]

Mécanisme de "drain-lag"

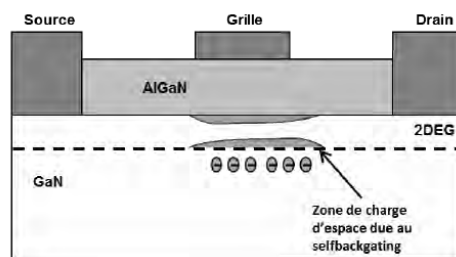


FIGURE 1.26 – Illustration du phénomène de piégeage d'électrons chauds dans le substrat

L'application d'un champ électrique relativement important entre le drain et la source peut engendrer une chute brutale du courant de drain. Ces phénomènes sont qualifiés de "drain lag". Sous de fortes tensions de polarisation du drain, les électrons chauds du canal sont injectés et capturés par les pièges dans la couche Ga_N [28] [29]. Ceci provoque une désertion du canal et réduit le courant de sortie (Fig. 1.26). Le courant de drain mesuré est alors en deçà de la valeur attendue et finit par se rétablir lorsque les pièges ont été ré-émis.

1.4.7 Conclusion

Dans ce chapitre, une comparaison du GaN par rapport aux matériaux utilisés en micro-électronique a été effectuée. L'empilement AlGa_N/Ga_N se distingue par sa tenue en tension, sa forte mobilité et sa faible résistance à l'état passant, ce qui en fait la meilleure combinaison pour les applications haute fréquence et haute puissance.

On a montré que les polarisations piézoélectrique et spontanée, engendrées par la structure wurzite des matériaux GaN et AlGa_N sont à l'origine d'une importante charge surfacique à l'interface AlGa_N/Ga_N. Afin de compenser cette charge, un gaz d'électrons à deux dimensions se crée dans le GaN. Ensuite, plusieurs modèles présentant la source des électrons dans le gaz 2D et des équations de calcul de la densité de porteurs ont été présentés. Enfin, les principes de fabrication des HEMT AlGa_N/Ga_N ont été exposés.

Bibliographie

- [1] U. K. Mishra, “AlGaN/GaN transistors for power electronics,” *Electron Devices Meeting (IEDM), San Francisco, USA 6-8 december*, vol. 77, pp. 3.2.1 – 13.2.4, 2010. 3, 23, 28, 29
- [2] B. J. Baliga, “Power semiconductors device figure of merit for high-frequency applications,” *IEEE Electron Devices Letters*, vol. 10, pp. 455–457, 1989. 3
- [3] H. Okumura, “Present status and future prospect of widegap semiconductor high-power devices,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 45, pp. 7565–7586, 2006. 4
- [4] B. J. Baliga, *Fundamentals of Power Semiconductor Devices*. 2009. 5
- [5] W. Saito, I. Omura, T. Ogura, and H. Ohashi, “Theoretical limit estimation of lateral wide band-gap semiconductor power-switching device,” *Solid-State Electronics*, pp. 1555–1562, 2004. 6
- [6] F. A. Marino, N. Faralli, D. K. Ferry, S. M. Goodnick, and M. Saraniti, “Figures of merit in high-frequency and high-power GaN HEMTs,” *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 193, pp. 012040–, 2009. 7
- [7] S. Oktyabrsky and P. Ye, *Fundamentals of III-V semiconductor MOSFETS*. 2010. 8
- [8] O. Ambacher, J. Smart, J. Shealy, N. Weimann, and K. C. et al, “Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga- face AlGa_N/Ga_N heterostructures,” *Journal of Physics*, vol. 85, pp. 3222–3233, 1999. 10, 12, 13, 47, 115, 117, 130, 131, 132, 140
- [9] F. Bernardini and V. Fiorentini, “Macroscopic polarization and band offsets at nitride heterojunctions,” *Physical Review B*, vol. 57, pp. R9427–R9430, 1998. 12, 13
- [10] J. Ibbetson, P. Fini, K. Ness, and S. Denbaars, “Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors,” *Applied Physics Letters*, vol. 77, pp. 250–252, 2000. 18, 19, 20, 45, 114, 115
- [11] G. Koley and M. Spencer, “On the origin of the two-dimensional electron gas at the Al-GaN/GaN heterostructure interface,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 042107–, 2005. 20, 21, 45, 114, 115
- [12] L. Gordon, M.-S. Miao, S. Chowdhury, M. Higashiwaki, U. K. Mishra, and C. G. V. de Walle, “Distributed surface donor states and the two-dimensional electron gas at Al-GaN/GaN heterojunctions,” *J. Phys. D : Appl. Phys.*, pp. 505501–, 2010. 20, 21, 22, 45, 114, 115
- [13] H. Jang, C. Jeon, K. Kim, J. Kim, S.-B. Bae, J.-H. Lee, J. Choi, and J.-L. Lee, “Mechanism of two-dimensional electron gas formation in Al_xGaN_{1-x}/Ga_N heterostructures,” *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 1249–, 2002. 22
- [14] Y. Dong, R. Feenstra, and J. Northrup, “Electronic states of oxidized GaN (0001) surfaces,” *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 171920–, 2006. 22

- [15] T. Hashizume and H. Hasegawa, “Effects of nitrogen deficiency on electronic properties of AlGaN/GaN surfaces subjected to thermal and plasma processes,” *Applied Surface Science*, vol. 234, pp. 387–, 2004. 22
- [16] B. M. Green, K. K. Chu, E. M. Chumbes, J. A. Smart, J. R. Shealy, and L. F. Eastman, “The effect of surface passivation on the microwave characteristics of undoped AlGaN/GaN HEMTs,” *Electron device letters*, pp. 268–270, 2000. 23, 29
- [17] M. Miyoshi, T. Egawa, and H. Ishikawa, “Study on mobility enhancement in MOVPE-grown AlGaN/GaN HEMT structures using a thin AlN interfacial layer,” *Solid-State Electronics*, vol. 50, pp. 1515—1521, 2006. 23, 44, 125, 131, 134, 140, 141, 142, 143
- [18] G. Parish, G. A. Umana-Membreno, S. M. Jolley, D. Buttari, S. Keller†, B. D. Nener, and U. K. Mishra, “AlGaN/AlN/GaN high electron mobility transistors with improved carrier transport,” *2004 Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices*, pp. 29–32, Brisbane, 8 December, 2004. 23, 125, 131, 140
- [19] I. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. DenBaars, J. Speck, and U. Mishra, “AlN/GaN and AlGaN/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 90, pp. 5196–, 2001. 23, 44
- [20] T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, E. Yagyu, K. Yoshiara, and Y. Tokuda, “Drivability enhancement for AlGaN/GaN high-electron mobility transistors with AlN spacer layer using Si ion implantation doping,” *Applied Physics Express*, vol. 2, pp. 031003–, 2009. 23, 44
- [21] J. Lee, J. Kim, J. Lee, C. Kim, J. Oh, M. Shin, and J. Lee, “Reduction of current collapse in AlGaN/GaN HFETs using AlN interfacial layer,” *Electronics letters*, vol. 39, pp. 750 – 752, 2003. 23, 45
- [22] W. Saito, Y. Takada, M. Kuraguchi, K. Tsuda, and I. Omura, “Recessed-gate structure approach toward normally off high-voltage AlGaN/GaN HEMT for power electronics applications,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, pp. 356–362, 2006. 26
- [23] Y. Cai, Y. Zhou, K. Lau, and K. Chen, “Control of threshold voltage of AlGaN/GaN HEMTs by fluoride-based plasma treatment : From depletion mode to enhancement mode,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 53, pp. 2207–2215, 2006. 27, 28
- [24] K. J. Chen, L. Yuan, M. J. Wang, H. Chen, S. Huang, Q. Zhou, C. Zhou, B. K. Li, and J. N. Wang, “Physics of fluorine plasma ion implantation for GaN normally-off HEMT technology,” *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 19.4.1 – 19.4.4, Washington, 5-7 December 2011. 27, 107, 123
- [25] X. Sun, Y. Zhang, K. S. Chang-Liao, T. Palacios, and T. P. Ma, “Impacts of fluorine-treatment on E-mode AlGaN/GaN MOS-HEMTs,” *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 17.3.1 – 17.3.4, San Francisco, 15-17 December 2014. 27, 45, 107
- [26] R. Vetury, N. Zhang, S. Keller, and U. Mishra, “The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HFETs,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, pp. 560–566, 2001. 28, 29

- [27] O. Mitrofanov and M. Manfra, “Mechanisms of gate lag in Ga_N/AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors,” *Superlattices and Microstructures*, vol. 34, pp. 33–53, 2003. 28, 29
- [28] P. B. Klein, S. C. Binari, K. Ikossi-Anastasiou, A. E. Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, and D. S. Katzer, “Investigation of traps producing current collapse in AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors,” *Electronics Letters*, vol. 37, pp. 661–, 2001. 28, 29
- [29] S. Binari, K. Ikossi, J. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. Dietrich, D. Koleske, A. Wickenden, and R. Henry, “Trapping effects and microwave power performance in AlGa_N/Ga_N HEMTs,” *IEEE transactions on electron devices*, vol. 48, pp. 465 – 471, 2001. 28, 29

Chapitre 2

Mesures préliminaires : étude de structures lithographiées sans grille

Contents

2.1	Introduction	35
2.2	Mesure de résistance de couche sur des structures lithographiées sans grille	35
2.2.1	Théorie de la mesure quatre pointes développée par Van Der Pauw	35
2.2.2	Mise en évidence de la variabilité de mesure	37
2.2.3	Mise en évidence du piégeage sur l'échantillon 1	38
2.2.4	Étude du piégeage en fonction de l'épitaxie	39
2.2.5	Influence de la longueur d'onde sur le piégeage	41
2.2.6	Étude du piégeage en fonction de l'empilement AlGa _N /Ga _N	43
2.2.6.1	Influence de l'épaisseur d'AlN	44
2.2.6.2	Influence de l'épaisseur d'AlGa _N	45
2.2.6.3	Influence de la concentration d'Al	47
2.3	Discussion sur le mécanisme de piégeage	48
2.4	Conclusion	49
2.5	Étude de la résistance de contact en fonction de la longueur	50
2.5.1	Définition d'un contact	50
2.5.1.1	Théorie du modèle TLM	51
2.5.1.2	Méthode de calcul de R_m , R_c et R_e	54
2.5.2	État de l'art des contacts ohmiques sur HEMT AlGa _N /Ga _N	55
2.5.3	Structure à contacts uniques de longueur différente	59
2.5.3.1	Influence de la gravure sur la linéarité des contacts	60
2.5.3.2	Étude de $R_s k$ et ϱ_c en fonction de la longueur des contacts	61
2.5.4	Structure à contacts doubles de longueur identique	64
2.5.4.1	Étude de $R_s k$ et ϱ_c en fonction de la longueur des contacts	64
2.6	Conclusion	69
	Bibliographie	70

2.1 Introduction

Afin de caractériser la technologie AlGa_N/Ga_N développée au CEA, il est important de maîtriser la mesure des paramètres de base. La résistance de couche et la résistance des contacts sont deux paramètres qui jouent un rôle important sur la résistance à l'état passant du transistor. Pour minimiser les pertes et augmenter l'efficacité, il est nécessaire d'obtenir une résistance à l'état passant faible. Cette résistance se compose de la résistance du canal du transistor (caractérisée par R_{sh}) additionnée à la résistance des contacts (caractérisée par R_c) et la résistance des inter-connexions. Pour se familiariser avec la technologie, au début de la thèse nous avons cherché à caractériser ces deux premiers paramètres. Dans une première partie, nous étudierons la résistance de couche sur des structures lithographiées de type Van Der Pauw sans grille puis nous caractériserons en détail les contacts grâce à des structures dites de type TLM.

2.2 Mesure de résistance de couche sur des structures lithographiées sans grille

2.2.1 Théorie de la mesure quatre pointes développée par Van Der Pauw

Les mesures de résistance de couche ont été effectuées sur des structures de type Van Der Pauw, en se basant sur la théorie des mesures quatre pointes développée par celui-ci [1]. L'avantage des mesures quatre pointes est qu'elles permettent de s'affranchir des résistances de contact. La théorie de Van Der Pauw s'applique à la mesure de résistances de couches homogènes de faible épaisseur. Elle stipule que la résistance d'un échantillon de forme quelconque peut-être mesurée sans connaître le chemin du courant si :

- (a) L'échantillon est plat et de même épaisseur en tout point
- (b) L'échantillon n'a pas de trou isolé
- (c) L'échantillon est homogène et isotrope
- (d) Les quatre contacts sont situés sur les bords de l'échantillon
- (e) L'aire de chaque contact doit être au moins inférieure d'un ordre de grandeur à l'aire de l'échantillon

En considérant un échantillon de forme arbitraire avec des contacts 1, 2, 3 et 4 en périphérie (Fig. 2.1), si l'échantillon satisfait aux conditions de Van Der Pauw alors on peut définir une résistance $R_{12,34}$ comme suit :

$$R_{12,34} = \frac{V_{34}}{I_{12}} \quad (2.1)$$

avec I_{12} le courant entrant dans la structure par le contact 1 et sortant par le contact 2 et $V_{34} = V_3 - V_4$ la différence de tension entre les contacts 3 et 4. La résistance $R_{23,41}$ est définie de la même manière.

En considérant que l'échantillon a une épaisseur t , sa résistivité s'exprime alors de la manière suivante :

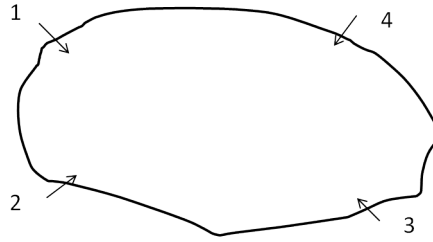


FIGURE 2.1 – Échantillon de forme quelconque satisfaisant les conditions de Van Der Pauw

$$\varrho = \frac{\pi}{\ln(2)} t \frac{(R_{12,34} + R_{23,41})}{2} F \quad (2.2)$$

Où F est le facteur de correction. Il s'exprime en fonction du ratio $R_r = \frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}$ tel que :

$$\frac{R_r - 1}{R_r + 1} = \frac{F}{\ln(2)} \operatorname{arcosh}\left(\frac{\exp(\frac{\ln(2)}{F})}{2}\right) \quad (2.3)$$

Pour un échantillon symétrique tels ceux dessinés par Van Der Pauw (Fig. 2.2), $R_r = 1$ et $F = 1$. Dès lors, on peut écrire :

$$\varrho = \frac{\pi}{\ln(2)} t R_{12,34} = 4,532 \cdot t \cdot R_{12,34} \quad (2.4)$$

Et on peut définir la résistance de couche R_{sh} comme ceci :

$$R_{sh} = \frac{\varrho}{t} = \frac{\pi}{\ln(2)} R_{12,34} = 4,532 \cdot R_{12,34} \quad (2.5)$$

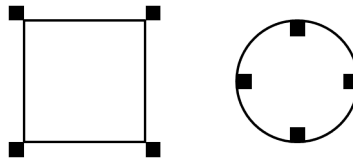


FIGURE 2.2 – Géométrie d'échantillons dessinés par Van Der Pauw pour faciliter la mesure de la résistance de couche

La théorie de Van Der Pauw est basée sur le cas de contacts petits et négligeables, situés sur le bord de la structure de test. Pour prendre en compte de vrais contacts, un facteur de correction a été développé par Van Der Pauw. Néanmoins l'erreur engendrée étant très faible, nous n'en tiendrons pas compte dans cette thèse.

2.2.2 Mise en évidence de la variabilité de mesure

L'étude de base a été effectuée sur trois échantillons aux épitaxies similaires, fabriqués dans des laboratoires partenaires du CEA. L'échantillon 1 est épitaxié sur Si et se compose d'un buffer de GaN et d'une couche d'AlGaN de 22nm avec 25% d'aluminium. Les échantillons 2 et 3 sont épitaxiés respectivement sur SiC et saphir et se composent d'un buffer de GaN avec une épaisseur d'AlGaN de 24nm et 22% d'Al (Fig. 2.3). Des contacts ohmiques à base de Ti/Al ont été déposés sur l'échantillon 1 alors que des contacts Ti/Al/Au ont été utilisés sur les échantillons 2 et 3. Enfin, une couche de Si_3N_4 de passivation a été déposée sur les échantillons 2 et 3. Sur chaque échantillon, plusieurs structures Van Der Pauw ont été lithographiées.

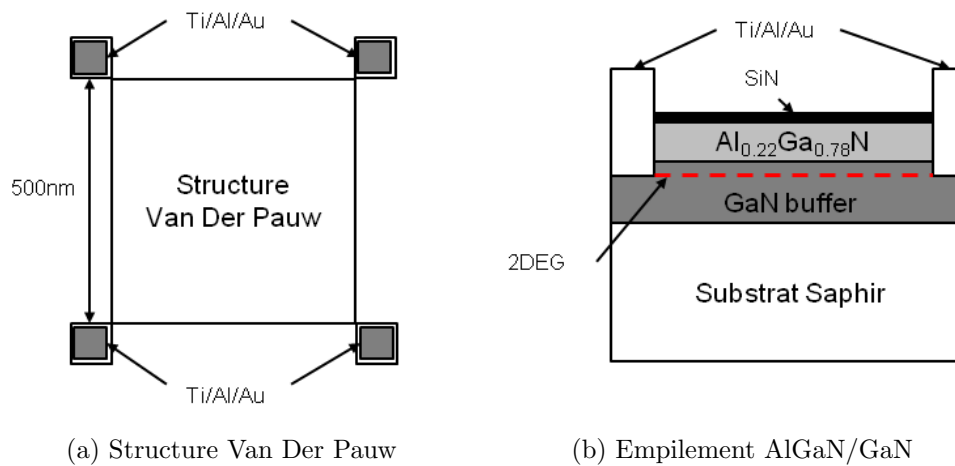


FIGURE 2.3 – Représentation schématique des structures et échantillons étudiés

Tout d'abord, on a cherché à évaluer la reproductibilité des mesures de résistance de couche. Pour cela, huit structures Van Der Pauw de l'échantillon 1 ont été mesurées quatre fois par jour sur deux jours différents. Les résultats sont rapportés en figure 2.4.

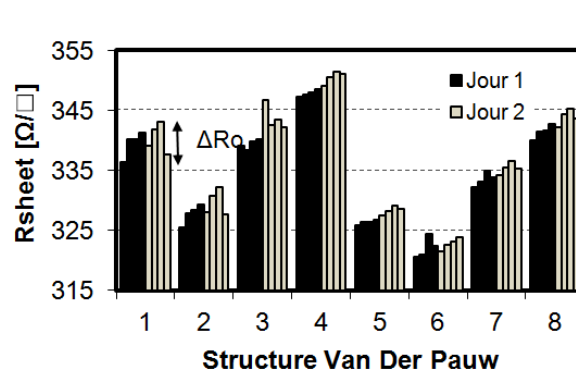


FIGURE 2.4 – Séries de deux fois quatre mesures de R_{sh} sur huit structures Van Der Pauw différentes. Les mesures ont été faites sur deux jours différents

On observe une dispersion de la mesure avec une variation sur une même structure Van Der Pauw pouvant atteindre jusqu'à 2,4% de la valeur moyenne. Pour chaque structure, des

résultats différents sont obtenus chaque jour et on observe une tendance générale à la hausse de la valeur de R_{sh} en fonction des mesures. Dans des conditions de test identiques, ce type de structure sans grille devrait nous permettre de mesurer une valeur de résistance de couche identique à chaque mesure. On a donc cherché à analyser la dispersion observée.

Afin de caractériser plus précisément la dispersion observée, toujours sur l'échantillon 1, une mesure d'une structure Van Der Pauw a été effectuée durant plus de 60 heures. La résistance de couche mesurée est représentée sur la figure 2.5 en fonction du temps. On observe une importante dérive de la mesure de plus de 6% de la valeur initiale de R_{sh} . L'encadré montre la même figure pour une échelle de temps logarithmique. On voit au bout d'un certain temps une variation logarithmique de la résistance R_{sh} en fonction du temps. Ce type de caractéristique est typique d'un phénomène de piégeage complexe impliquant plusieurs types de pièges avec des constantes de temps différentes.

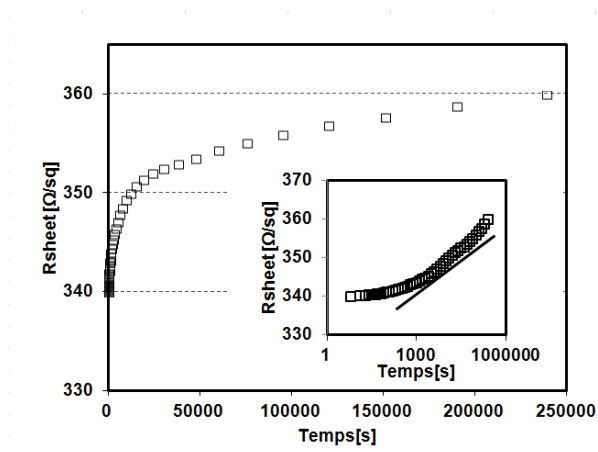


FIGURE 2.5 – Évolution d'une mesure de R_{sh} durant 60 heures. L'encadré montre le même résultat avec le temps en échelle logarithmique

2.2.3 Mise en évidence du piégeage sur l'échantillon 1

Il semblerait donc que la variabilité de R_{sh} observée soit due à un piégeage. Dans ce paragraphe, nous avons donc cherché à étudier les causes et le comportement de celui-ci. On trouve dans la littérature de nombreuses études concernant l'influence de la lumière sur les HEMT AlGa_N/Ga_N [2][3]. Nous avons donc décidé d'étudier l'influence de la lumière sur le piégeage.

Tout d'abord, nous avons cherché à évaluer la reproductibilité du piégeage. Pour une même structure Van Der Pauw de l'échantillon 1, deux mesures ont été effectuées sur deux jours différents. L'échantillon a d'abord été mesuré sous éclairage. Puis à $t=550s$, l'échantillon a été placé sous obscurité. Enfin, le second jour, l'échantillon a suivi le même protocole mais il a été éclairé à nouveau à $t=1300s$. Les résultats de mesures sont rapportés en figure 2.6.

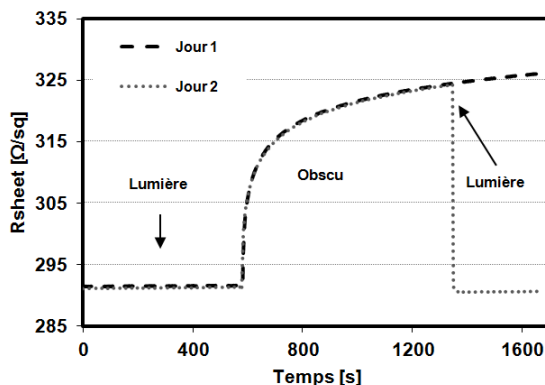


FIGURE 2.6 – Comparaison de l’effet de la lumière sur la mesure de la même structure sur deux jours différents

On observe une stabilité parfaite de la mesure sous éclairement : la mesure de R_{sh} obtenue est constante et identique d’un jour à l’autre. Immédiatement après l’extinction de la lumière, on voit une dérive de la résistance. Pour la mesure effectuée le second jour, aussitôt l’échantillon éclairé, la mesure de R_{sh} revient à sa valeur initiale. Il apparait donc clairement que l’on assiste dans l’obscurité à un phénomène de piégeage de charges qui entraine une augmentation de R_{sh} .

On a vu précédemment (eq. 2.5), que R_{sh} était une mesure de la résistivité d’un matériau normalisée par rapport à son épaisseur. On sait que la résistance de couche d’un matériau s’exprime de la manière suivante

$$R_{sh} = \frac{1}{en_s\mu} \quad (2.6)$$

Avec e la charge élémentaire, n_s la densité de porteurs surfacique et μ la mobilité des porteurs.

Il semblerait donc que le remplissage des pièges du matériau engendre une diminution de la concentration du gaz 2D, ce qui cause une augmentation de R_{sh} . Dans la suite de ce chapitre, nous avons cherché à caractériser précisément ce piégeage.

2.2.4 Étude du piégeage en fonction de l’épitaxie

On a vu que la lumière permet de libérer les charges piégées et ainsi revenir à une valeur de R_{sh} minimale. On peut donc définir $\Delta(R_{sh})$, le décalage de R_{sh} dans l’obscurité par rapport à sa valeur minimale sous éclairement de la manière suivante :

$$\Delta(R_{sh}) = R_{sh} - R_{sh}(lum) \quad (2.7)$$

Premièrement, on a cherché à confirmer le phénomène de piégeage observé sur un autre échantillon. Pour cela, et afin d'étudier la dispersion du piégeage sur un échantillon, $\Delta(R_{sh})$ de six structures Van Der Pauw différentes de l'échantillon 2 a été représenté sur la figure 2.7.

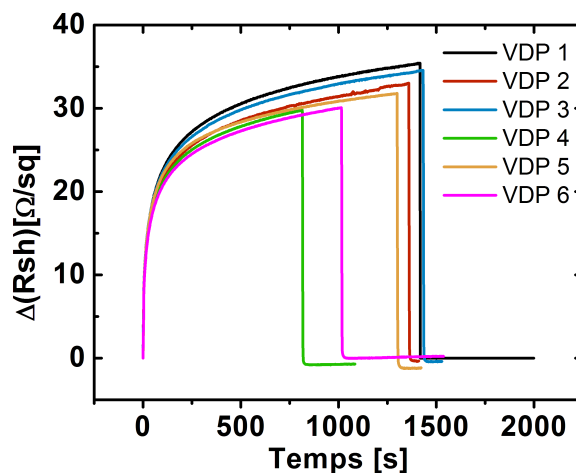


FIGURE 2.7 – Étude du $\Delta(R_{sh})$ de 6 structures de l'échantillon 2

On voit qu'un phénomène de piégeage similaire est observé. Celui-ci semble être d'une amplitude comparable à l'échantillon 1 avec un décalage de 30Ω de R_{sh} en 1000s. La figure montre une dynamique de piégeage similaire pour l'ensemble des structures testées. Il semblerait donc que la dynamique de piégeage soit caractéristique de cet échantillon.

Deuxièmement, on a cherché à étudier $\Delta(R_{sh})$ selon l'échantillon testé. Pour cela, pour chaque échantillon, on a mesuré huit structures Van Der Pauw sept fois dans l'obscurité et sous illumination. Pour chaque structure Van Der Pauw testée, on définit alors deux grandeurs : $\Delta(R_o)$ et $\Delta(R_l)$. $\Delta(R_o)$ représente la dispersion entre les sept mesures de R_{sh} effectuées dans l'obscurité. $\Delta(R_l)$ représente la dispersion entre les sept mesures de R_{sh} effectuées sous éclairage. Ces résultats sont synthétisés en figure 2.8.

Tout d'abord, on voit qu'indépendamment de l'échantillon, la valeur sous éclairage reste constante : $\Delta(R_l)$ est très faible. La lumière agit donc comme stabilisateur de la mesure sur tous les échantillons. De plus, on voit qu'un piégeage est observé pour tous les échantillons avec une augmentation de la résistance de couche dans l'obscurité.

Concernant les valeurs de $\Delta(R_o)$, on voit que celles-ci dépendent de l'échantillon analysé. Pour l'échantillon 1, on observe en moyenne une valeur de $\Delta(R_o)$ de 5Ω . Pour l'échantillon 2, une valeur plus importante est observée, celle-ci se trouve aux alentours de 20Ω . Enfin, pour l'échantillon 3, une valeur moyenne de 5Ω est observée. Ceci montre bien la variabilité de la mesure de R_{sh} effectuée dans l'obscurité ainsi que les différentes dynamiques de piégeage en fonction de l'échantillon.

Enfin, comme présenté précédemment (2.2.2), une couche de Si_3N_4 de passivation a été déposée sur les échantillons 2 et 3. Or, on voit que la dynamique de piégeage la plus importante est obtenue pour l'échantillon 2 et que des dynamiques de piégeage équivalentes sont obtenues sur les échantillon 1 et 3. La présence d'une couche de Si_3N_4 ne semble donc pas avoir d'impact

sur ce phénomène de piégeage.

Afin de caractériser une épitaxie, il est nécessaire d'étudier deux paramètres : la valeur de R_{sh} mesurée sous éclairement mais aussi la dynamique du piégeage dans l'obscurité (représentée par $\Delta(R_{sh})$).

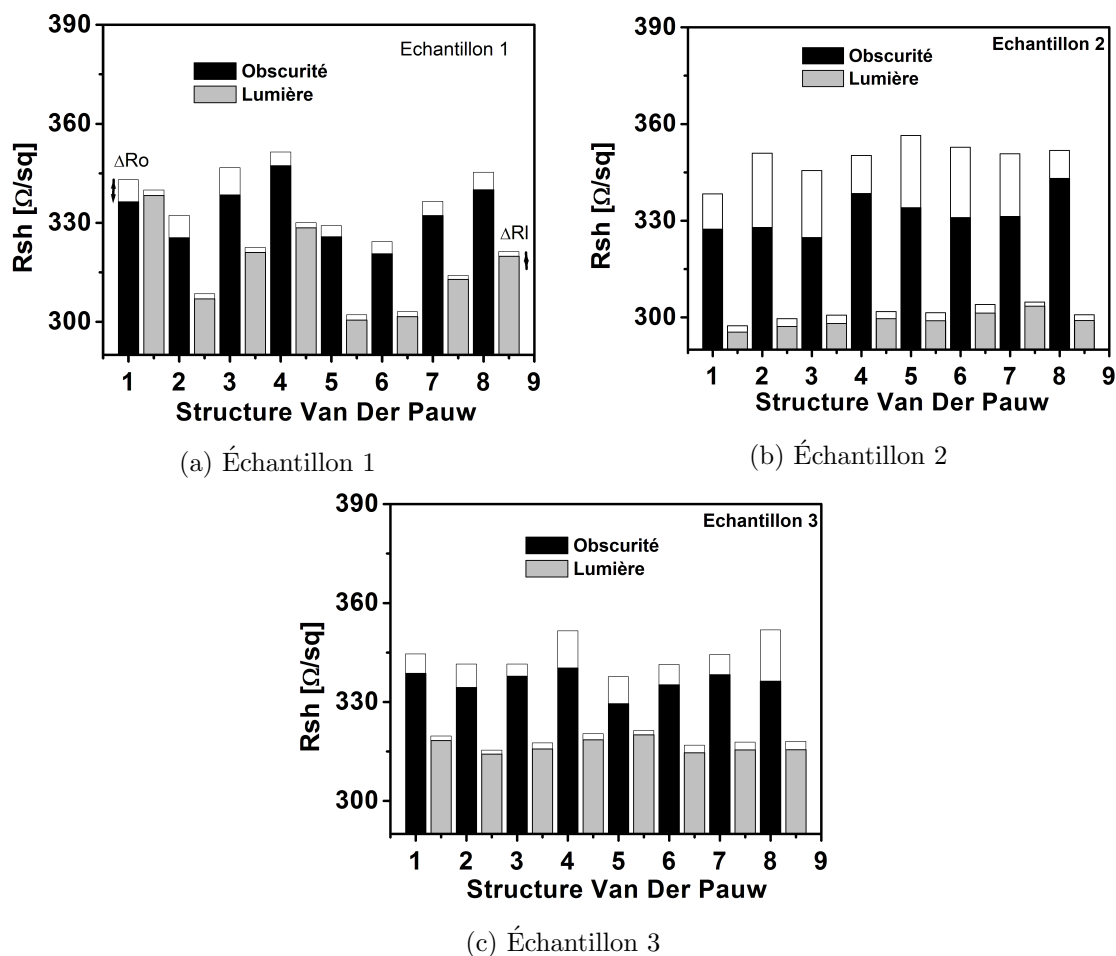


FIGURE 2.8 – Étude de $\Delta(R_o)$ et $\Delta(R_l)$ pour les trois échantillons

2.2.5 Influence de la longueur d'onde sur le piégeage

Jusqu'à présent, les études sous illumination ont été faites grâce à une lampe Néon émettant dans une large gamme de fréquences. Pour étudier plus précisément l'effet de la lumière sur le piégeage et la dépendance de celui-ci par rapport à la longueur d'onde, une étude avec monochromateur et lampe Xénon a été effectuée. Le but de cette étude était de juger du dé-piégeage engendré par la lumière en fonction de la longueur d'onde d'éclairnement.

Dans une première partie, on a cherché à identifier la longueur d'onde pour laquelle une valeur de R_{sh} minimale était obtenue. Pour cela, on a mesuré la résistance de couche d'une

structure Van Der Pauw de l'échantillon 1 pour des longueurs d'onde allant de 200 à 1000nm. Pour chaque longueur d'onde étudiée, l'échantillon a d'abord été éclairé avec la lampe néon afin d'obtenir une valeur de R_{sh} initiale identique. Ensuite l'échantillon a été placé sous illumination avec une longueur d'onde comprise entre 200 et 1000nm. Après 500 secondes, on a relevé la valeur de R_{sh} obtenue. Les résultats sont rapportés sur la figure 2.9.

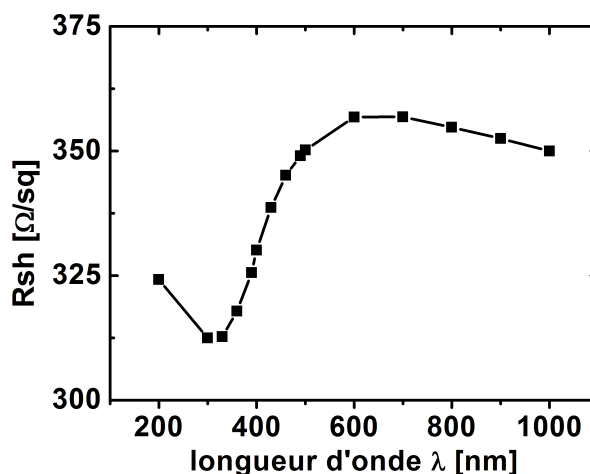


FIGURE 2.9 – R_{sh} à $t=500s$ pour différents λ

Il est intéressant de noter que la valeur minimale de R_{sh} est obtenue pour λ comprise entre 300 et 350nm. Ceci correspond approximativement à la hauteur du gap de l'AlGaIn et du GaN. Pour des longueurs d'onde supérieures ou inférieures, on observe une importante augmentation de R_{sh} qui dépend de la longueur d'onde d'éclairage, ce qui laisse supposer que l'on a plusieurs niveaux de piégeage. Le R_{sh} le plus important est obtenu pour des longueurs d'onde de 600 et 700nm.

Dans une seconde partie, la dynamique de piégeage en fonction de λ a été étudiée. Sur la figure 2.10, à $t=0s$, l'échantillon a été éclairé à 300nm afin d'obtenir R_{sh} minimal. Puis, pour chaque longueur d'onde, on a suivi l'évolution de $\Delta(R_{sh})$ pendant 500s.

La figure 2.10 montre la complexité du piégeage. On observe des niveaux de résistance qui varient avec la longueur d'onde utilisée. Pour $\lambda = 200nm$, une valeur de R_{sh} stable et plus élevée qu'à $\lambda=300nm$ est obtenue très rapidement. A $\lambda=400nm$, on observe une dynamique particulière avec un pic de R_{sh} dans les premières secondes puis une stabilisation. Entre 500 et 1000nm, le R_{sh} semble tendre vers la même valeur avec des dynamiques de piégeage différentes. Pour 500 et 600nm, on observe une dynamique d'augmentation rapide avec un R_{sh} qui atteint sa valeur maximale en quelques secondes. Avec l'augmentation de la longueur d'onde, la dynamique du piégeage ralentit : pour 900nm, la valeur maximale de R_{sh} est atteinte après 300s. Pour 1000nm, elle n'est pas encore atteinte après 500s. Il est intéressant de noter que la dynamique à 800nm est plus faible qu'à 900nm. Enfin, on voit que dans l'obscurité, la dynamique de piégeage est plus faible que pour des longueurs d'ondes comprises entre 500 et 1000nm. Il semblerait donc que certaines longueurs d'onde favorisent le piégeage.

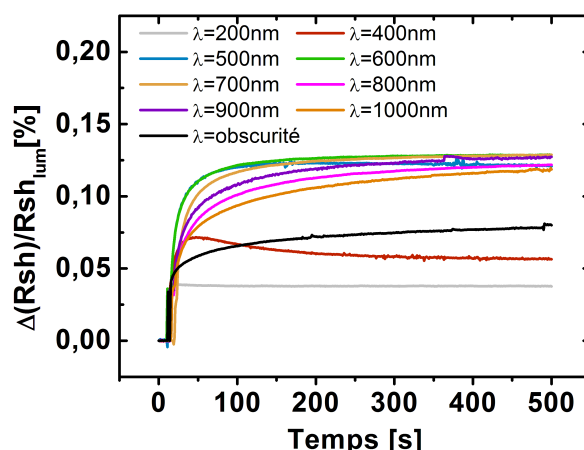


FIGURE 2.10 – Évolution des mesures transitoires sur une structure VDP. A $t=0s$, $\lambda=300nm$.

Lors de cette étude, seul l'échantillon 1 a été testé. On a vu ici que le niveau bas se trouvait à 300nm et que plusieurs niveaux intermédiaires étaient obtenus en fonction des longueurs d'onde. Il serait intéressant de comparer l'uniformité du comportement en effectuant une étude statistique sur plusieurs structures et pour les trois échantillons. Néanmoins, il ne m'a pas été possible d'effectuer une telle étude durant ma thèse. Dès lors, dans la suite nous n'étudierons que $\Delta(R_{sh})$ entre $\lambda=300nm$ et l'obscurité.

2.2.6 Étude du piégeage en fonction de l'empilement AlGa_N/Ga_N

Détails	Variations épaisseur AlGa _N			Variations % Al			
AlN (nm)	1	1	1	1	1	2	2
AlGa _N (nm)	10	17	24	24	24	24	24
% Al	25	25	25	18	25	12	25

Détails	Variations épaisseur AlN			
AlN (nm)	0	0,5	1	2
AlGa _N (nm)	24	24	24	24
% Al	25	25	25	25

FIGURE 2.11 – Détail du lot étudié

Le but de ce paragraphe est d'identifier les paramètres de l'épitaxie ayant un lien avec le piégeage. Pour cela, une étude du $\Delta(R_{sh})$ en fonction de l'empilement AlGa_N/Ga_N a été menée. Un lot AlGa_N/Ga_N sur Si épitaxié au CEA a été caractérisé en détail. Les différentes variantes de l'épitaxie AlGa_N/Ga_N sont présentées sur la figure 2.11. Nous avons séparé ce lot en trois parties : variations de l'épaisseur de la couche d'AlN se trouvant entre l'AlGa_N et le Ga_N, variations de l'épaisseur d'AlGa_N et enfin variations de la concentration d'Al de la

couche d'AlGaIn. Pour chaque plaque, une cartographie de 6 structures a été effectuée. R_{sh} sous éclairement a été mesuré et l'évolution de R_{sh} ($\Delta(R_{sh})$) dans l'obscurité a été étudiée durant 900 secondes.

Dans cette section et pour chaque paramètre étudié, on rendra compte des résultats obtenus à travers trois figures. Sur la première figure, on a représenté l'évolution de $\Delta(R_{sh})$ durant 900 secondes. La seconde figure représente les valeurs moyennes de $\Delta(R_{sh})$ et R_{sh} dans l'obscurité ou sous éclairement. Enfin, la troisième figure représente les dispersions de $\Delta(R_{sh})$ et R_{sh} dans l'obscurité ou sous éclairement.

2.2.6.1 Influence de l'épaisseur d'AlN

Afin d'étudier l'influence de l'épaisseur d'AlN, on a fait varier celle-ci entre 0 et 2nm. Le rôle de l'AlN dans l'empilement AlGaIn/GaN a été détaillé au chapitre 1. Cette couche est placée à l'interface entre le GaN et l'AlGaIn. Elle est utilisée pour améliorer les performances des transistors, notamment la mobilité [4] [5] [6]. Plusieurs travaux dans la littérature ont proposé une épaisseur optimale d'AlN de 1nm [6] [5] [4].

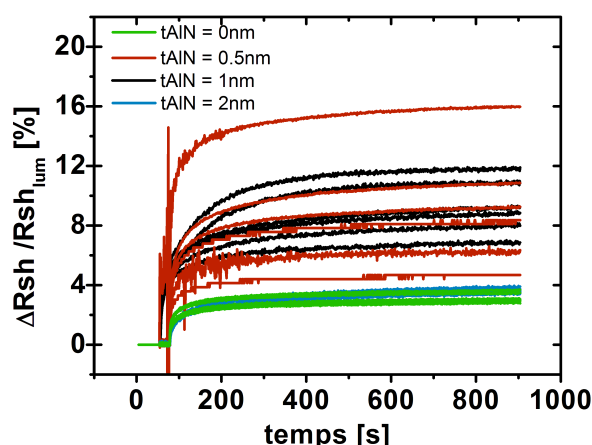
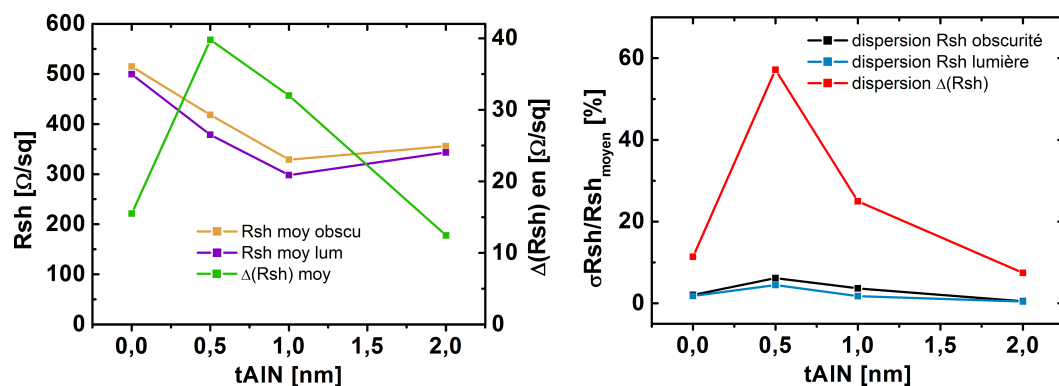


FIGURE 2.12 – Représentation de $\Delta(R_{sh})$ pour différentes épaisseurs d'AlN

La figure 2.12 présente $\Delta(R_{sh})$ pour différentes épaisseurs d'AlN. Pour une épaisseur de 0 ou 2nm d'AlN, une valeur de $\Delta(R_{sh})$ faible et équivalente est mesurée. Pour une épaisseur de 0,5 et 1nm, on observe une valeur de $\Delta(R_{sh})$ plus élevée. Concernant la dispersion, celle-ci est faible et équivalente pour 0 ou 2nm d'AlN, très élevée pour 0,5nm d'AlN et élevée pour 1nm d'AlN.

Sur la figure 2.13a, on observe en cohérence avec la littérature [6] une diminution du R_{sh} moyen avec ou sans illumination pour des épaisseurs d'AlN allant de 0 à 1nm puis une légère augmentation pour 2nm. Aucune corrélation n'est observée entre R_{sh} et $\Delta(R_{sh})$. En effet, si l'on compare 0 et 2nm d'AlN, on observe une valeur de $\Delta(R_{sh})$ identique alors que R_{sh} est quasiment divisé par deux lorsque l'on passe de 0 à 2nm d'AlN. Pour des épaisseurs intermédiaires d'AlN (0,5 et 1nm), $\Delta(R_{sh})$ ainsi que sa dispersion (Fig. 2.13b) augmentent de manière importante.



(a) Valeur moyenne de $\Delta(R_{sh})$ et de R_{sh} avec ou sans lumière en fonction de l'épaisseur d'AlN (b) Dispersion de $\Delta(R_{sh})$ et de R_{sh} avec ou sans lumière en fonction de l'épaisseur d'AlN

FIGURE 2.13 – Valeur moyenne et dispersion pour $\Delta(R_{sh})$ et R_{sh} avec ou sans lumière

Ainsi donc, alors qu'une couche d'AlN épaisse ne semble pas affecter $\Delta(R_{sh})$, on observe pour des épaisseurs intermédiaires une augmentation significative du nombre de pièges ainsi que de la dispersion entre deux puces. Lee et al ont montré que l'ajout d'une couche d'AlN, en constituant une barrière de potentiel pour les électrons souhaitant passer dans l'AlGaIn, permet de diminuer le piégeage dans l'AlGaIn [7]. Dans leurs travaux, les effets de diminution du piégeage sont observés en comparant un épaisseur d'AlN de 0 et 1nm. Sun et al ont étudié les dislocations et la relaxation de la couche d'AlGaIn pour des épaisseurs d'AlN de 0, 9, 18, 26 et 40nm [8]. Bien que les épaisseurs étudiées soient supérieures aux nôtres, ils ont montré que l'augmentation de l'épaisseur de la couche d'AlN à l'interface entre l'AlGaIn et le GaN permet d'améliorer la relaxation de la couche d'AlGaIn et de diminuer les dislocations de celle-ci. D'après ces résultats et si le phénomène de piégeage est causé par la couche d'AlGaIn, l'augmentation de l'épaisseur d'AlN devrait donc diminuer ce piégeage. Or, les analyses effectuées ici montrent une augmentation du piégeage pour les épaisseurs de 0,5 et 1nm d'AlN, associé à une augmentation de la dispersion. Étant donné les faibles épaisseurs d'AlN déposées, il est envisageable que l'épitaxie de celle-ci soit moins bien contrôlée entre 0 et 2nm, ce qui engendre l'augmentation du piégeage observée pour 0,5 et 1nm d'AlN.

2.2.6.2 Influence de l'épaisseur d'AlGaIn

D'après les travaux d'Ibbetson [9], de Gordon [10] ou de Koley et Spencer [11], le gaz 2D se forme à partir d'une épaisseur d'AlGaIn de 3-5nm. L'influence de cette épaisseur sur la densité de porteurs du gaz 2D suit ensuite une courbe croissante, avec une stabilisation du gaz 2D pour des épaisseurs de l'ordre de 10nm. Des mesures similaires sont donc attendues pour des épaisseurs d'AlGaIn de 10, 17 et 24nm.

La figure 2.14 représente l'évolution de $\Delta(R_{sh})$ pour différentes épaisseurs d'AlGaIn. On observe une importante diminution de $\Delta(R_{sh})$ avec la diminution de l'épaisseur d'AlGaIn. Pour 24 nm d'AlGaIn, $\Delta(R_{sh})$ est maximale et égale à environ 10% de la valeur obtenue sous illumination. En revanche, pour 10nm d'AlGaIn, $\Delta(R_{sh})$ représente moins de 2% de la valeur obtenue sous illumination. Concernant la dispersion, on voit que celle-ci est associée à l'épaisseur d'AlGaIn. Pour 10nm d'AlGaIn, une faible dispersion est observée. En revanche pour 24nm d'AlGaIn,

une dispersion de 10% est visible.

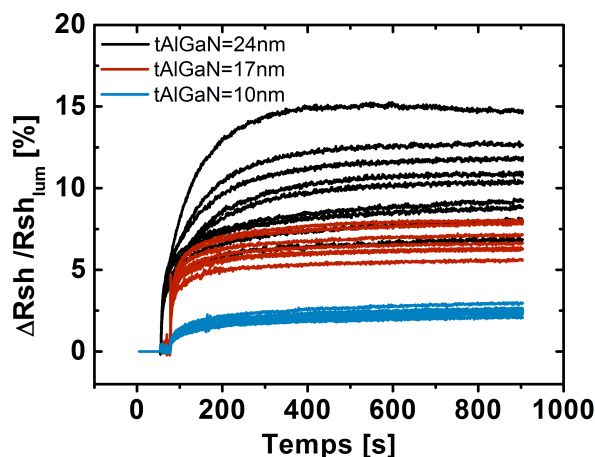
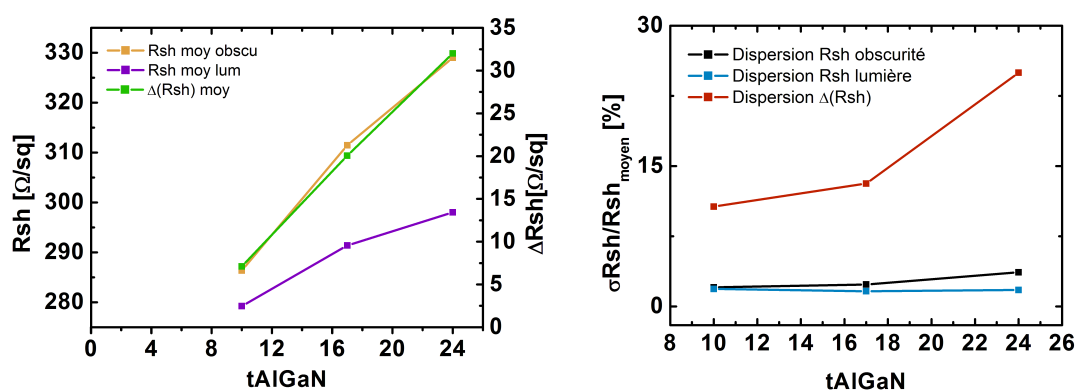


FIGURE 2.14 – Représentation de $\Delta(R_{sh})$ pour différentes épaisseurs d'AlGaIn

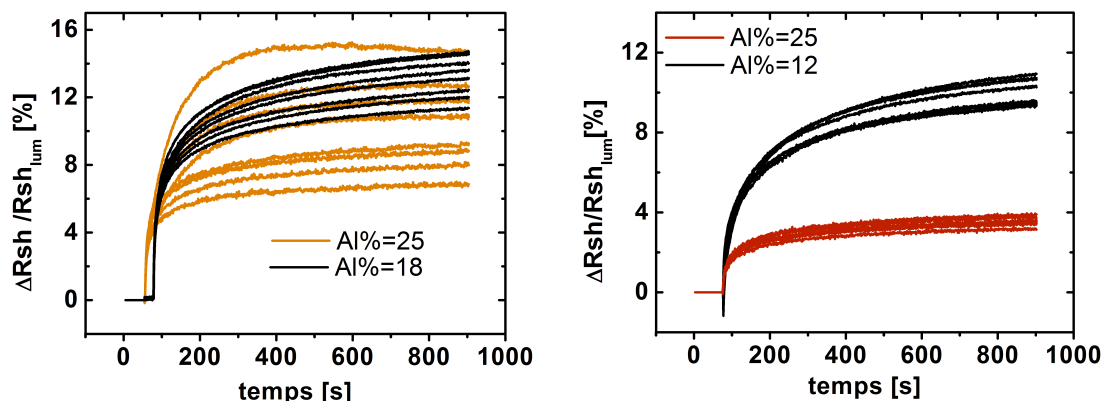


(a) Valeur moyenne de $\Delta(R_{sh})$ et de R_{sh} avec ou sans lumière en fonction de l'épaisseur d'AlGaIn

(b) Dispersion de $\Delta(R_{sh})$ et de R_{sh} avec ou sans lumière et en fonction de l'épaisseur d'AlGaIn

FIGURE 2.15 – Valeur moyenne et dispersion pour $\Delta(R_{sh})$ et R_{sh} avec ou sans lumière

La figure 2.15a montre une dépendance linéaire du $\Delta(R_{sh})$ en fonction de l'épaisseur d'AlGaIn. Ceci est associé à une augmentation importante de la dispersion sur $\Delta(R_{sh})$ entre 17 et 24nm (Fig. 2.15b). De plus, on voit que l'augmentation de $\Delta(R_{sh})$ est associée à une augmentation de R_{sh} . Ces résultats montrent qu'il existe une forte corrélation entre l'épaisseur de la couche d'AlGaIn et le piégeage observé. Il semblerait que le piégeage augmente simultanément avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlGaIn.

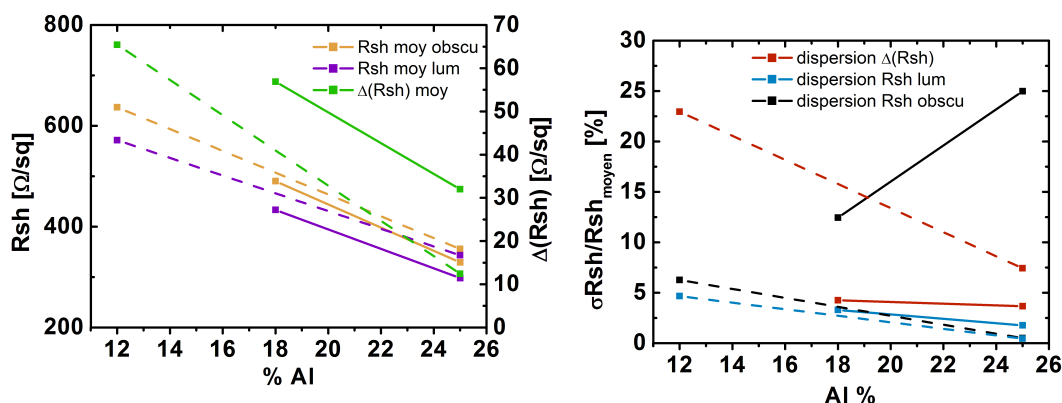


(a) Représentation de $\Delta(R_{sh})$ pour différentes concentrations d'Al et AlN=1nm (b) Représentation de $\Delta(R_{sh})$ pour différentes concentrations d'Al et AlN=2nm

FIGURE 2.16 – Représentation de $\Delta(R_{sh})$

2.2.6.3 Influence de la concentration d'Al

Les travaux d'Ambacher introduits au chapitre 1, montrent que l'augmentation de la concentration d'Al dans la couche d'AlGa_N entraîne une augmentation des polarisations piézoélectrique et spontanée de l'AlGa_N. Ceci cause une augmentation de la densité de porteurs dans le gaz 2D et donc une diminution du R_{sh} [12]. Dès lors, on a cherché à caractériser l'impact de cette concentration d'Al sur le piégeage. Pour cela, quatre plaques ont été caractérisées : les deux premières plaques possèdent une épaisseur d'AlN de 1nm et un taux d'Al respectivement de 18 et 25%, les deux autres ont une épaisseur d'AlN de 2nm et un taux d'Al respectivement de 12 et 25%.



(a) Valeur moyenne de $\Delta(R_{sh})$ et de R_{sh} avec ou sans lumière en fonction de % Al. En pointillés sont représentés les résultats pour 2nm d'AlN (b) Dispersion de $\Delta(R_{sh})$ et de R_{sh} avec ou sans lumière en fonction de % Al. En pointillés sont représentés les résultats pour 2nm d'AlN

FIGURE 2.17 – Valeur moyenne et dispersion pour $\Delta(R_{sh})$ et R_{sh} avec ou sans lumière

La figure 2.16 représente l'évolution de $\Delta(R_{sh})$ pour différentes concentrations d'Al et pour

une épaisseur d'AlN de 1nm (2.16a) ou 2nm (2.16b). Avec 1nm d'AlN, l'importante dispersion de mesure rend l'analyse de $\Delta(R_{sh})$ difficile. Pour 2nm d'AlN, on observe une augmentation de $\Delta(R_{sh})$ quand le pourcentage d'Al décroît. Concernant la dispersion, on observe comme montré précédemment (Fig. 2.13) une nette diminution de la dispersion avec une épaisseur d'AlN de 2nm en comparaison avec une épaisseur d'AlN de 1nm.

Sur la figure 2.17, on a représenté en pointillés les résultats pour 2nm d'AlN et en trait plein ceux pour 1nm d'AlN. On voit sur la figure 2.17a que quelle que soit l'épaisseur d'AlN, $\Delta(R_{sh})$ varie linéairement en fonction de %Al et diminue avec l'augmentation de la fraction molaire d'aluminium. De plus, on voit que l'augmentation de $\Delta(R_{sh})$ est associée à une augmentation de R_{sh} . Concernant la dispersion, on observe une influence de l'épaisseur d'AlN (Fig. 2.17b). Pour 2nm, l'augmentation de % Al engendre une diminution de la dispersion. En revanche pour 1nm d'AlN la dispersion augmente pour R_{sh} dans l'obscurité et reste relativement stable pour R_{sh} sous éclairément et $\Delta(R_{sh})$.

Identiquement à ce qui a été observé pour les variations de l'épaisseur d'AlGaIn, on observe ici une corrélation linéaire entre l'augmentation de la fraction molaire d'Al et le piégeage. A nouveau, la diminution du piégeage est associée à une diminution de R_{sh} .

2.3 Discussion sur le mécanisme de piégeage

Comme mentionné dans le chapitre 1, les deux principaux mécanismes de piégeage qui ont été identifiés sur la technologie AlGaIn/GaN concernent des pièges se trouvant dans le substrat GaN ou à la surface de l'AlGaIn. Dans cette étude, aucune variation n'a été étudiée concernant la couche de GaN. Les expériences effectuées ici ne nous permettent donc pas de conclure sur un éventuel piégeage dans le GaN. En revanche, cette étude a permis de montrer l'influence de la couche d'AlGaIn sur $\Delta(R_{sh})$.

Les mesures effectuées dans cette section ont permis de mettre en évidence :

- L'invariance du mécanisme de piégeage en la présence ou non d'une couche de Si_3N_4 ;
- Une augmentation du piégeage lié à l'augmentation de l'épaisseur d'AlGaIn ;
- Une diminution du piégeage lié à l'augmentation du pourcentage d'Al dans la couche d'AlGaIn ;
- Une forte influence de l'épaisseur d'AlN avec un faible piégeage à 0 et 2nm d'AlN et un fort piégeage pour 0,5 et 1nm.

Le rôle joué par cette couche d'AlN et l'invariance du mécanisme de piégeage indépendamment de la présence d'une couche de Si_3N_4 semblent indiquer que le piégeage n'est pas causé par la présence de pièges de surface mais qu'il intervient au voisinage de l'interface AlGaIn/GaN. Il existe des travaux ayant fait état d'un piégeage dans la couche d'AlGaIn. Ainsi, Khan et al. ont montré que sous un champ électrique moyennement fort ($V_{ds} < 20V$), appliqué entre la grille et le drain, les électrons du canal peuvent être injectés dans la couche barrière d'AlGaIn [13]. Piégés dans cette couche, les porteurs désertent davantage le canal et conduisent à une

réduction du courant de drain. De plus, leurs travaux ont montré que l'utilisation d'une source de lumière de 360nm permettait un dé-piégeage des charges.

2.4 Conclusion

On a montré ici l'importance de la lumière dans la mesure de R_{sh} . Dans l'obscurité, un piégeage dépendant de l'épitaxie a été mis en évidence. Afin de caractériser efficacement une épitaxie, il est donc important de mesurer R_{sh} sous éclairage mais aussi $\Delta(R_{sh})$. Une longueur d'onde d'environ 300nm a été identifiée comme celle permettant d'obtenir des valeurs de R_{sh} minimums et stables. L'étude du piégeage en fonction de la longueur d'onde a montré un mécanisme complexe avec plusieurs niveaux de piégeage. Il serait intéressant d'approfondir les travaux concernant l'influence de la lumière sur le piégeage.

Les études effectuées sur l'influence de l'empilement AlGaIn/GaN sur le piégeage ont montré un important rôle de la couche d'AlN et de la couche d'AlGaIn. Il semblerait donc que le piégeage intervienne dans la couche d'AlGaIn et près de l'interface entre l'AlGaIn et le GaN. Néanmoins, des mesures concernant l'influence de la couche GaN sur le piégeage seraient nécessaires afin de localiser plus précisément celui-ci.

2.5 Étude de la résistance de contact en fonction de la longueur

Nous avons présenté dans le chapitre 1 la géométrie des transistors HEMT et les principaux paramètres qui les caractérisent, notamment les contacts de drain et de source. Ces deux contacts composent une partie non négligeable de la résistance à l'état passant du transistor. En conséquence, l'optimisation de l'efficacité des transistors passe par une étude détaillée de la brique contact.

Cette section se compose d'une partie théorique et d'une partie expérimentale. Dans la partie théorique, on a d'abord défini les caractéristiques de base des contacts. Ensuite, afin de caractériser ceux-ci, le modèle TLM ("Transmission Line Model") a été introduit. Celui-ci se base sur une analogie entre les contacts métal/semi-conducteur et le modèle de ligne à transmission. Dans la partie expérimentale, après avoir introduit les structures de test, on étudiera tout d'abord la linéarité des caractéristiques $R(I)$ des contacts sur deux plaques différentes en fonction de la gravure ou non d'une partie de l'AlGaIn. Ensuite, grâce au modèle TLM, les contacts de plusieurs plaques seront caractérisés. Enfin, l'utilisation du modèle TLM sur la technologie AlGaIn/GaN sera discuté.

2.5.1 Définition d'un contact

Il existe deux types de contacts : latéral ou vertical selon que le courant circule horizontalement ou verticalement par rapport au contact (Figure 2.18). La méthode de fabrication des contacts n'est pas différente mais c'est bien leur application qui diffère. Sur des technologies HEMT AlGaIn/GaN, les contacts utilisés sont exclusivement horizontaux.

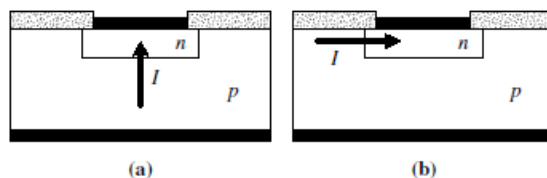


FIGURE 2.18 – Représentation schématique d'un contact vertical (a) et latéral (b). [14]

Les contacts horizontaux ont un fonctionnement particulier, en effet, la zone effective de collection du courant peut être différente de la zone du contact. Ceci est dû au phénomène de "current crowding" et cela signifie qu'avec ce type de contact, la répartition du courant n'est pas homogène (Figure 2.19).

On peut décomposer schématiquement la mesure d'une résistance entre deux contacts identiques en trois composantes : $R = 2R_m + 2R_c + R_{semi}$ avec R_m la résistance du métal, R_c la résistance des contacts et R_{semi} la résistance du semi-conducteur (Figure 2.20). La résistance du semi-conducteur (R_{semi}) est clairement définie par la résistance carrée de celui-ci. La résistance du contact (R_c) est en revanche plus difficile à caractériser puisqu'elle dépend de l'interface entre le métal et le semi-conducteur mais aussi de la résistance du métal de contact (R_m) et de la résistance sous le contact.

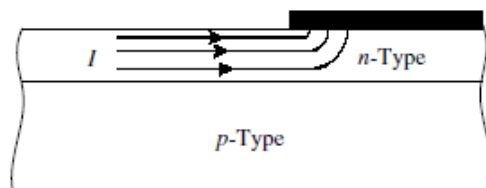


FIGURE 2.19 – Représentation schématique du phénomène de "current crowding". [14]

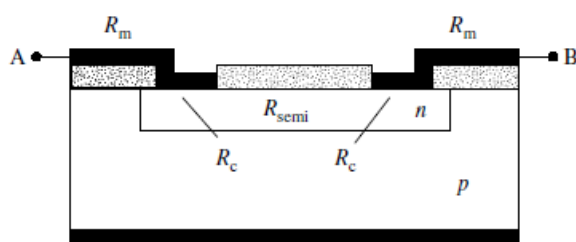


FIGURE 2.20 – Représentation schématique de la mesure d'une résistance entre deux contacts identiques. [14]

Afin de faciliter l'étude du contact, on cherche à extraire deux variables : la résistance de contact (R_c) et la résistivité du contact (ρ_c). Pour un contact homogène, on peut écrire : $R_c = \frac{\rho_c}{A}$ avec A la surface du contact, R_c la résistance du contact qui s'exprime en Ohms et ρ_c la résistivité du contact qui s'exprime en $\Omega \cdot \mu m^2$. Néanmoins, dans le cas d'un contact réel où la distribution du courant à l'interface métal/semi-conducteur n'est pas uniforme, cette définition de ρ_c n'est plus exacte. On utilise donc des modèles physiques, tel le modèle TLM, afin de déduire ρ_c . Dans ce cas, ρ_c inclut non seulement la résistance de l'interface mais aussi la résistivité des régions supérieures et inférieures.

Dans l'analyse des contacts, on cherchera à mesurer la résistivité du contact. En effet, c'est un paramètre très utilisé puisqu'il est indépendant de la taille du contact et permet ainsi une comparaison facile de contacts de tailles différentes.

2.5.1.1 Théorie du modèle TLM

Deux modèles différents existent concernant la modélisation des résistances de contact. Le premier modèle a été élaboré par Kennedy et Murley [15] et porte leur nom. Une approche différente basée sur le modèle TLM a été développée simultanément par Berger [16], Murrmann et Widmann [17].

Le modèle développé par Kennedy et Murley consiste dans son cas extrême à considérer la résistivité du contact, ρ_c , nulle. Le modèle TLM dans son extrême considère lui le semi-conducteur d'épaisseur nulle sous le contact. Nous étudierons ici uniquement le modèle TLM à une dimension.

Tout d'abord, il convient de définir plusieurs grandeurs qui seront utilisées dans ce modèle. R_{sh} représente la résistance du gaz 2D en dehors du contact. Celle-ci a été étudiée dans la section précédente. Elle s'exprime en Ω/sq et se calcule de cette manière : $R_{sh} = \frac{\rho}{t}$ avec t l'épaisseur de l'échantillon et ρ la résistivité de celui-ci. R_{sk} représente la résistance du gaz 2D sous le contact

et s'exprime en Ω/sq . Dans le cas idéal, cette résistance n'est pas modifiée par la fabrication du contact et dès lors $R_{sk} = R_{sh} \cdot L_t$ est défini comme la distance de transfert et s'exprime en μm . Elle correspond à la distance au delà de laquelle la majorité du courant a été transféré du semi-conducteur vers le métal ou inversement. Enfin, ρ_c représente la résistivité des contacts et s'exprime en $\Omega \cdot \mu m^2$ et Z représente l'impédance caractéristique de la ligne de transmission en Ω

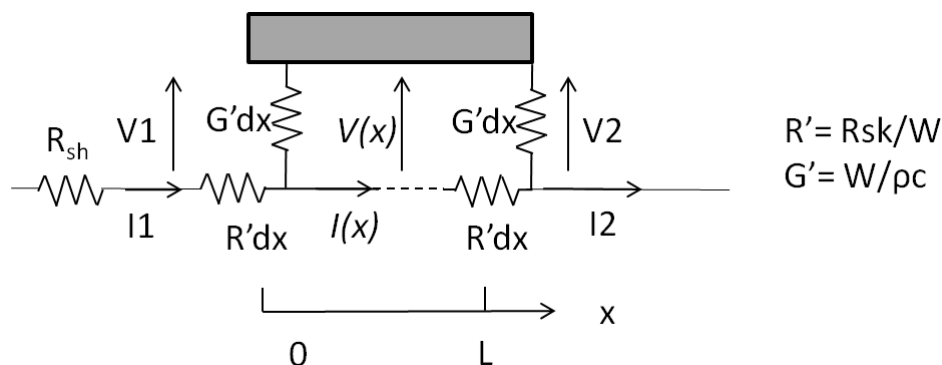


FIGURE 2.21 – Représentation schématique d'un contact dans le modèle TLM

Le modèle TLM se base sur une analogie entre la ligne à transmission et les contacts sur semi-conducteur. Dans ce modèle, on considère le métal parfait et donc sa résistance nulle. Le bloc contact est alors modélisé par une succession de résistances horizontales (R' sur la figure 2.21) et verticales (G' sur la figure 2.21). La résistance verticale dépend de ρ_c et modélise la résistance de l'interface. La composante horizontale dépend de R_{sk} et modélise la résistance du canal sous le contact. Cette modélisation permet de prendre en compte la non uniformité de la distribution du courant due au phénomène de "current crowding" explicité figure 2.19.

Les relations entre le courant $I(x)$ et la tension $V(x)$ pour un contact de largeur W sont alors :

$$\frac{dV(x)}{dx} = \frac{R_{sk}}{W} I(x) \quad (2.8)$$

$$\frac{dI(x)}{dx} = \frac{W}{\rho_c} V(x) \quad (2.9)$$

En résolvant ce système d'équations, on définit [16] :

$$I(x) = I_1 \cosh\left(\frac{x}{L_t}\right) - \frac{V_1}{Z} \sinh\left(\frac{x}{L_t}\right) \quad (2.10)$$

$$V(x) = V_1 \cosh\left(\frac{x}{L_t}\right) - I_1 Z \sinh\left(\frac{x}{L_t}\right) \quad (2.11)$$

$$\text{Avec } L_t = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sk}}} \text{ et } Z = \frac{\sqrt{R_{sk}\rho_c}}{W}$$

Il n'est pas possible d'accéder par des mesures directes à R_{sk} et ρ_c . On utilise alors trois mesures de résistance différentes : R_c , R_e et R_m . La mesure de ces résistances n'est pas immédiate et sera détaillée ultérieurement.

Ces trois résistances peuvent être exprimées en fonction de $V1$, $V2$ et $I1$, $I2$ sur la figure 2.21. Les résistances R_c et R_e sont définies pour un courant $I1$ entrant dans le contact et un courant $I2$ nul. La résistance R_c est définie comme le ratio entre la chute de tension $V1$ à travers l'interface avant du contact, là où l'intensité est maximale, sur le courant $I1$. La résistance R_e est définie comme le ratio entre la chute de tension $V2$ à travers le bord arrière du contact, où la densité de courant est la plus faible, en fonction de l'intensité $I1$. Enfin, la résistance R_m est définie comme le ratio entre la tension $V1$ et l'intensité $I1$ lorsque le courant circule en parallèle de l'électrode, c'est à dire lorsque $I1=I2$.

R_c , R_e et R_m sont donc définis de la manière suivante :

$$R_c = \frac{V1}{I1} \text{ avec } I2 = 0A \quad R_e = \frac{V2}{I1} \text{ avec } I2 = 0A \quad R_m = \frac{V1}{I1} \text{ avec } I1 = I2 \quad (2.12)$$

Après résolution des équations 2.11 et 2.10 associées au système, on peut exprimer R_c , R_e et R_m en fonction des paramètres de la ligne de transmission :

$$R_c = Z \coth \frac{L}{L_t} \quad (2.13)$$

$$R_e = \frac{Z}{\sinh \frac{L}{L_t}} \quad (2.14)$$

$$R_m = Z \tanh \frac{L}{2L_t} \quad (2.15)$$

Une fois que les résistances R_e , R_m et R_c ont été extraites, on peut calculer les valeurs de Z et L_t propres à ce contact. Enfin, on peut exprimer R_{sk} et ρ_c en fonction de Z et L_t extrait et de la manière suivante :

$$R_{sk} = \frac{ZW}{L_t} \quad (2.16)$$

$$\rho_c = Z \times W \times L_t \quad (2.17)$$

Dans la littérature, et afin de pouvoir comparer aisément les valeurs obtenues, les résistances de contact sont exprimées en $\Omega \cdot mm$, c'est à dire en impédance caractéristique de la ligne de transmission par millimètre. Afin d'obtenir une résistance du transistor à l'état passant minimale et en accord avec les valeurs figurant dans la littérature, on a ici comme but d'obtenir des contacts dont la résistance est inférieure à $1\Omega \cdot mm$. Ayant des contacts de largeur $W = 100\mu m$ et en considérant que $R_{sk} = R_{sh} = 400\Omega/sq$ on peut écrire d'après les équations 2.16 et 2.17 :

$$\rho_c = Z \times W \times L_t = 2500 \Omega \cdot \mu m^2 \quad (2.18)$$

2.5.1.2 Méthode de calcul de R_m , R_c et R_e

Le but de la théorie TLM est de mesurer R_m , R_c et R_e . Grâce à ces trois résistances, on peut déduire Z et L_t qui permettront à leur tour de calculer R_{sk} et ρ_c . Contrairement à la mesure de R_e , les mesures de R_m et R_c ne sont pas immédiates et seront présentées ci-dessous. Pour extraire les valeurs de R_m et R_c , il faut d'abord mesurer la résistance entre deux contacts puis soustraire la résistance de couche de la zone comprise entre les deux contacts et enfin diviser la valeur obtenue par deux. Il faut donc combiner ces mesures avec une mesure précise de la résistance de couche R_{sh} .

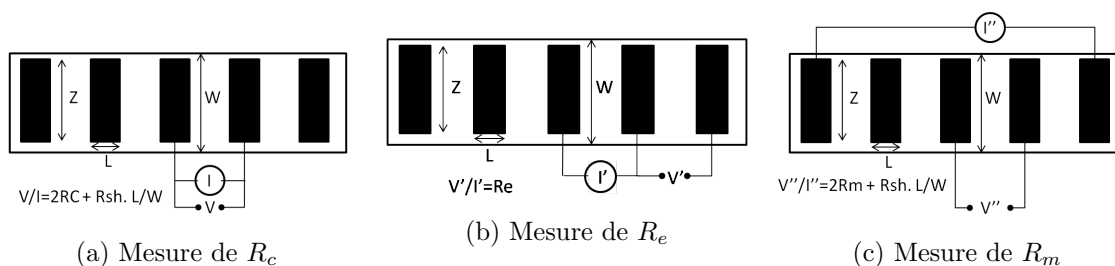
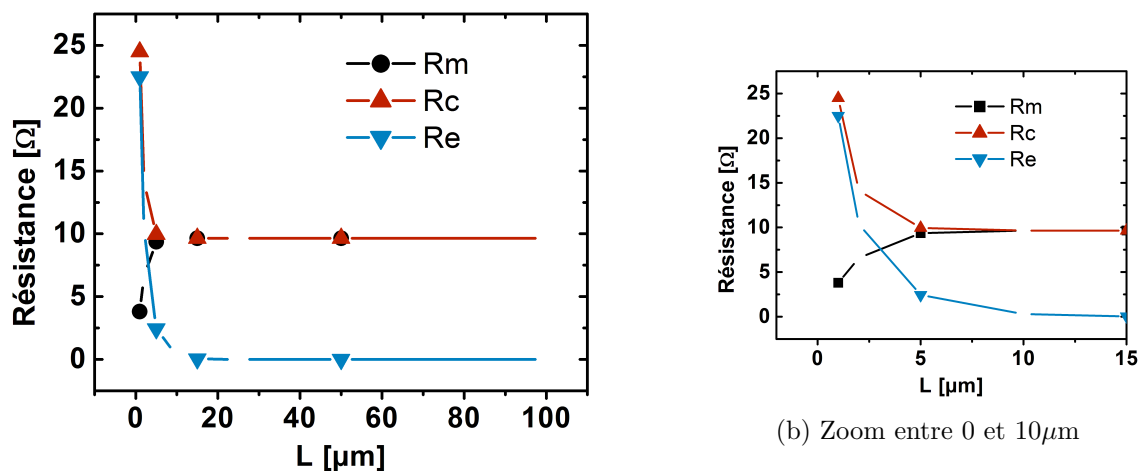


FIGURE 2.22 – Représentation schématique des mesures qui permettent de déduire R_c , R_e et R_m

Grâce aux équations 2.13, 2.14 et 2.15 ; on a simulé les résistances R_e , R_m et R_c correspondant à $\rho_c = 2500\Omega \cdot \mu m^2$ pour des longueurs de contact allant de 100 à 1 μm . Ces longueurs correspondent à celles qui seront étudiées dans ce chapitre. La figure 2.23 montre les résultats obtenus.

On voit ici que pour des longueurs supérieures à $10\mu m$, les résistances R_m et R_c sont semblables. Il s'agit d'un phénomène classique pour des contacts distribués : si le contact est suffisamment long, le courant transite par le contact et non par le canal, dès lors $R_m = R_c$. En revanche, pour des faibles longueurs de contact, la résistance R_c augmente alors que la résistance R_m diminue. Cela traduit l'augmentation de la résistivité des contacts en dessous d'une certaine longueur. On voit que la résistance R_e augmente pour des contacts inférieurs à 20 μm . Elle n'est significative que pour des contacts de faible longueur. Si l'on se réfère aux équations 2.13 et 2.15, on voit que lorsque $L \gg Lt$, la tangente hyperbolique et la cotangente hyperbolique tendent vers 1 donc les valeurs de R_c et R_m tendent vers Z . En revanche, lorsque $L \ll Lt$, la tangente hyperbolique tend vers zéro alors que la cotangente hyperbolique tend vers l'infini. Donc la résistance R_c tend vers l'infini et la résistance R_m tend vers zéro. Concernant R_e , lorsque $L \ll Lt$, le sinus hyperbolique tend vers 0 et la résistance R_e tend vers l'infini. En revanche, lorsque $L \gg Lt$, le sinus hyperbolique tend vers l'infini et R_e tend vers zéro.



(a) Courbes caractéristiques de R_e , R_m et R_c attendues en fonction de la longueur de contact

FIGURE 2.23 – Représentation théorique de R_e , R_m et R_c

2.5.2 État de l’art des contacts ohmiques sur HEMT AlGaIn/GaN

Avant d’analyser les mesures effectuées, il est important de présenter la technologie utilisée sur les empilements AlGaIn/GaN pour la fabrication de contacts.

Afin de permettre un fonctionnement haute fréquence et haute puissance, les contacts des transistors HEMT doivent avoir la résistance de contact (R_c) la plus faible ainsi qu’une bonne stabilité thermique et mécanique et enfin une bonne morphologie de surface afin d’éviter les débordements latéraux du contact [18]. Dans les technologies HEMT, les valeurs de R_c typiques se situent aux alentours de 0,5 Ohms.mm [19] [20]. On présentera dans ce paragraphe le procédé utilisé pour la fabrication des contacts puis les matériaux utilisés et enfin on détaillera les mécanismes de conduction qui interviennent.

Tout d’abord une désoxydation de la surface est effectuée. Cette étape est indispensable pour obtenir des contacts ohmiques de faible résistance. Les solutions utilisées au CEA sont le HF ou l’EKC. Le premier est une solution aqueuse tandis que le second est un solvant organique. Aucune différence n’a été observée entre ces deux préparations. Dans la littérature, l’hypothèse usuellement effectuée concernant les contacts sur un empilement HEMT est que la conduction entre le gaz 2D et les contacts s’effectue par courant tunnel. Cette hypothèse sera discutée ultérieurement. Compte tenu du fait que les contacts et le gaz 2D sont séparés par une couche d’AlGaIn non dopée, il est indispensable pour diminuer la résistance du contact de procéder à une gravure partielle ou totale de la couche d’AlGaIn. La gravure RIE ou ICP à base de chlore (SiCl_4 , BCl_3/Cl_2) est couramment utilisée. Comme mentionné précédemment, il existe une épaisseur minimale de la barrière d’AlGaIn (3 à 5nm) pour que le gaz 2D existe à l’interface AlGaIn/GaN. Selon Singh il existe trois régimes différents [21] : si la couche d’AlGaIn est trop épaisse, il ne peut y avoir d’effet tunnel. Si la couche d’AlGaIn est trop fine, il n’y

a pas de gaz 2D sous le contact et il ne peut donc y avoir d'effet tunnel entre le contact et celui-ci. Entre les deux, il existe une épaisseur optimale d'AlGa_N permettant une concentration suffisante d'électrons dans le gaz 2D ainsi qu'un effet tunnel suffisant. Les résultats concernant cette épaisseur optimale sont différents selon les publications [20][19]. Fagerlind et al montrent qu'avec une gravure de la couche d'AlGa_N ne laissant que 2nm d'épaisseur, la résistance de contact passe de 0,9 $\Omega \cdot mm$ avant gravure à 0,2 $\Omega \cdot mm$ après gravure. En revanche, le groupe de Meneghesso a obtenu un minimum de la résistance de contact avec une gravure de l'AlGa_N laissant une épaisseur de 7nm. De cette façon la résistance de contact est passée de 0,45 $\Omega \cdot mm$ avant gravure à 0,27 $\Omega \cdot mm$ après gravure. Enfin, il est à noter que des résultats contradictoires existent au sujet de la gravure totale de la couche d'AlGa_N. Contrairement à Fagerlind ou Meneghesso, certains groupes ont obtenus de très bon résultats avec ce type de procédé [22]. D'après ces travaux, la gravure totale de la couche d'AlGa_N permet d'obtenir un contact latéral entre le gaz 2D et le métal, ce qui permet une résistance de contact plus faible.

Dans les technologies AlGa_N/Ga_N, les contacts se basent principalement sur un empilement métallique Ti/Al/métal/Au. Différents types de matériaux sont utilisés pour la couche "métal", notamment le Ni, le Ti ou encore le Mo. D'autres contacts n'utilisant ni Ti ni Al existent, néanmoins ceci constituent une faible proportion de la littérature et ne seront pas discutés ici. Les matériaux Ti et Al furent les premiers utilisés car ils possèdent un travail de sortie légèrement inférieur à l'affinité électronique de l'AlGa_N. De plus, la combinaison des deux permet de diminuer la résistance de contact et la température de recuit. L'Or et le métal sous-jacent sont utilisés afin de stabiliser l'empilement.

Le Ti est le premier matériau déposé. L'hypothèse généralement admise est que pendant le recuit, l'azote d'interface est extrait de l'AlGa_N et réagit avec le titane pour former du TiN. Cette migration crée parallèlement des lacunes d'azote dans l'AlGa_N qui engendrent un dopage de type n de la région sous le contact. Cependant, le Ti et l'Al sont sensibles à l'oxydation. A la surface du contact, une couche d' Al_2O_3 peut se former, rendant le contact très résistif. Pour pallier ces problèmes, au dessus de cet empilement, une couche d'or est utilisée. La faible résistivité de l'or est favorable pour la prise de contact et permet ainsi d'augmenter la conductivité de l'empilement métallique. Mais la température de recuit des contacts pouvant être supérieure à la température de fusion de l'Al et afin d'éviter la diffusion de l'or dans l'Al, on intercale une couche métallique entre l'or et l'aluminium. Le Ni et le Ti ont été largement utilisés comme métal dans l'empilement Ti/Al/métal/Au. Néanmoins, il a été montré qu'avec le Ni, le contact présente une rugosité importante et que celui-ci peut diffuser à l'intérieur de l'AlGa_N. De plus, ces deux métaux peuvent engendrer un débordement latéral des contacts et causer un court circuit entre la grille et le contact de source. Ceci est dû à la diffusion de l'or dans l'aluminium qui engendre l'apparition de l'alliage $AlAu_4$ [23][24]. La tendance actuelle est à l'utilisation du molybdène, en effet, celui-ci possède une température de fusion élevée, une faible solubilité dans l'or et un faible travail de sortie (4,6eV). Ceci permet d'éviter les problèmes de diffusion de l'or dans l'aluminium tout en obtenant des contacts très stables thermiquement [23]

Le dépôt des contacts est suivi d'un recuit RTA (rapid thermal annealing) à des températures comprises entre 750-900 ° C. Le recuit des contacts permet la création d'un alliage TiN à l'interface entre le contact et l'AlGa_N en consommant l'azote contenu dans la couche d'AlGa_N. Liang et al ont mené une étude concernant la formation des contacts en fonction de la température de recuit sur un empilement Ti/Al/Mo/Au [25]. Ils ont observé à 500 ° C une transition d'un

contact Schottky à un contact ohmique relié à l'apparition de l'alliage TiN. Enfin, une valeur minimale de résistance de contact a été obtenue à 850 ° C .

En conclusion, une étude comparative de l'impact du "métal" de l'empilement Ti/Al/métal/Au a été effectuée par Mohammed et al. Les couches de "métal" étudiées sont le titane, le molybdène, le platine, l'iridium, le nickel, le tantale et le niobium. Différentes températures de recuit furent étudiées : 750, 850 ou 950 ° C. Les résultats montrent des variations de R_c en fonction de la température et du "métal" utilisé. Ces travaux démontrent que des contacts à faible résistance peuvent être obtenus avec toutes ces couches de "métal" à des températures de recuit différentes. Néanmoins, la morphologie de surface et la définition des bords de contacts ne sont pas identiques.

Dans le cadre de la fabrication de transistors de puissance au CEA, un empilement Ti/Al/Cu a été utilisé. En effet, afin d'obtenir un procédé de fabrication compatible avec les procédés CMOS, il est impossible d'utiliser de l'or. Enfin, une température de recuit ainsi que des proportions idéales des différents métaux ont été calculés.

Concernant la formation des contacts, d'importantes études sur l'empilement Ti/Al/Mo/Au ont été effectuées par le groupe de Liang et al [26] [27] [25]. L'interface contact/AlGaN avant et après recuit a été étudiée grâce à des mesures TEM. On observe dans ces travaux (Fig. 2.24) la formation d'importants îlots de TiN pouvant aller jusqu'à 50nm d'épaisseur au niveau des dislocations se trouvant à l'interface AlGaN/GaN. En plus de cela, le TiN formerait à l'interface entre les contacts et l'AlGaN une couche d'une épaisseur fine (5-7nm).

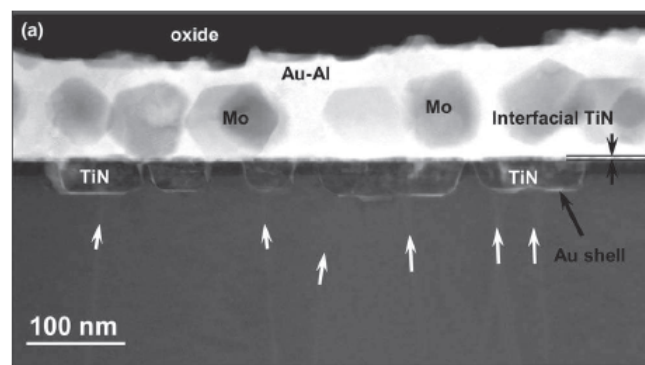


FIGURE 2.24 – Image TEM d'un contact Ti/Al/Mo/Au [25]

Comme le montre la figure 2.25, l'hypothèse formulée est donc que la conduction entre les contacts et le gaz 2D s'effectue par effet tunnel à travers la barrière d'AlGaN mais aussi par conduction directe entre les îlots de TiN et le gaz 2D.

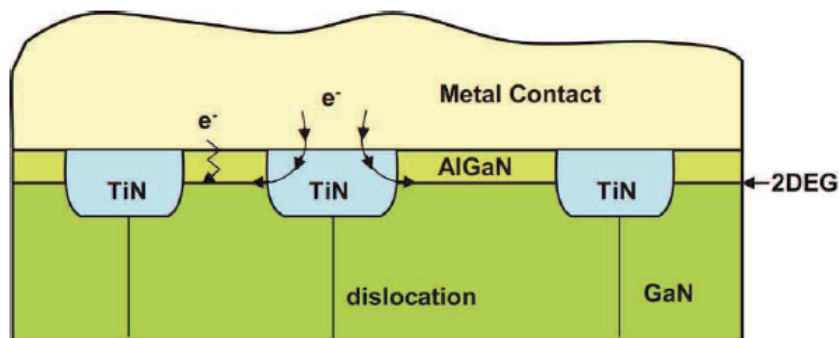


FIGURE 2.25 – Représentation schématique des mécanismes de conduction dans un contact Ti/Al/Mo/Au [26]

Enfin, des mesures TEM ont montré sur nos échantillons l'apparition de phénomènes semblables à du "trenching" (Fig. 2.26). Cela se définit par une non uniformité de la gravure sous le contact, avec une sur-gravure de l'AlGaN par endroits. On voit ici deux images TEM de la même gravure, on observe une sur-gravure de l'AlGaN sur les bords du contact, avec une épaisseur restante qui passe de 13.5nm à 8.5nm, soit 60% de différence. Cette sur-gravure de la couche d'AlGaN peut atteindre des longueurs de $1\mu m$.

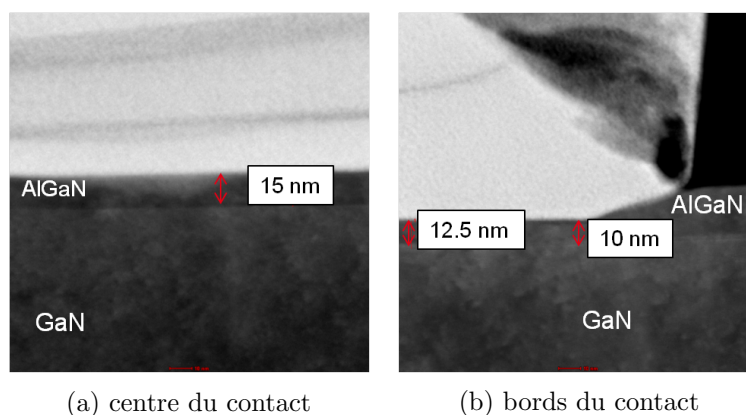


FIGURE 2.26 – Image TEM de trenching

De manière générale, il existe un manque d'information dans les publications sur la manière dont les résistances de contact sont évaluées. Dans la plupart des travaux, il semblerait que l'extraction de R_c se base sur la méthode "transfert length method". Cette dernière est une méthode de mesure basée sur l'utilisation de contacts identiques espacés d'une distance variable et originalement développée par Shockley [28]. Afin d'appliquer cette méthode, il est nécessaire de considérer la résistance sous le contact inchangée ($R_{sk} = R_{sh}$) et la longueur du contact largement supérieure à L_t . En mesurant la résistance des contacts deux à deux, on extrait une courbe de la résistance entre deux contacts en fonction de la distance entre ceux-ci (Fig. 2.27). La pente de la courbe permet de déduire la résistance R_{sh} du gaz 2D, l'ordonnée à l'origine permet d'extraire la résistance R_c d'un contact et enfin l'intersection avec l'axe des abscisses

permet de déduire L_t . Ensuite, on peut calculer ρ_c en utilisant la formule suivante : $\rho_c = R_{sh} \cdot L_t^2$.

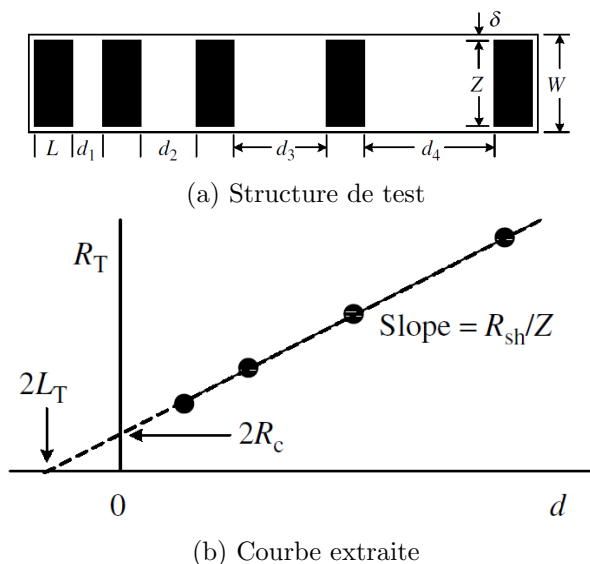


FIGURE 2.27 – Structure de test de la "transfert length method" et courbe permettant l'extraction de L_t et ρ_c [14]

Il existe néanmoins un groupe de recherche ayant travaillé tel que ce fut le cas dans notre équipe, à définir R_{sk} et ρ_c à travers l'étude de R_c et R_e [29] [30]. Dès lors, il apparait que des valeurs de R_{sk} plus faibles que R_{sh} sont obtenues. Une hypothèse soulevée par ce groupe est que la création de la couche de TiN à l'interface AlGaIn/GaN en captant les ions azote de celle-ci, serait à l'origine d'un dopage en ions négatifs de la couche d'AlGaIn. Ce dopage serait à l'origine de la création d'un second canal de conduction qui engendrerait une résistance R_{sk} plus faible que R_{sh} .

En conclusion, afin d'obtenir de bons contacts, il est nécessaire d'optimiser plusieurs paramètres (température de recuit, composition des contacts, épaisseur de la gravure d'AlGaIn). Les valeurs de ceux-ci ne font pas consensus dans la littérature. Des valeurs optimales pour ces paramètres ont été trouvées par l'équipe de fabrication des HEMT du CEA-Leti. Néanmoins, pour des raisons de confidentialité, celles-ci ne seront pas discutées ici. On cherchera pour des contacts dont la fabrication sera jugée optimale à étudier en détail leur comportement électrique en fonction de leur longueur.

2.5.3 Structure à contacts uniques de longueur différente

Tout d'abord, nous avons analysé la linéarité des caractéristiques $R(I)$ des contacts déposés avec ou sans gravure partielle de la couche d'AlGaIn. Pour les contacts déposés avec gravure partielle de la couche d'AlGaIn, l'influence de la longueur de contact sur les résistances R_m , R_e et R_c a été étudiée. A partir des mesures extraites et toujours en fonction de la longueur, nous avons calculé la résistivité du contact et la résistance du gaz 2D sous celui-ci.

2.5.3.1 Influence de la gravure sur la linéarité des contacts

Pour étudier l'effet de la gravure sur la nature des contacts, deux échantillons ont été comparés. Ceux-ci ont des épitaxies semblables. Les deux échantillons se composent d'un substrat de GaN, d'une couche d'AlN d'épaisseur 1nm et d'une couche de 24nm d'AlGaN à 25% d'Al. Sur chacune des plaques, une couche de Si_3N_4 a été déposée après l'épitaxie. Avant le dépôt des contacts, une gravure fluorée ICP de la couche Si_3N_4 a été utilisée. Pour le second échantillon, une gravure partielle ICP à base de chlore d'environ 10nm d'AlGaN a été effectuée. Pour les deux échantillons, les contacts se composent d'un dépôt de Ti/Al/Cu. Après dépôt, les contacts ont été recuits. Pour le premier échantillon, un recuit à 900°C a été effectué. Pour le second échantillon un recuit à 925°C a été effectué.

Sur ces deux échantillons, des contacts de longueur allant de $1\mu\text{m}$ à $100\mu\text{m}$ ont été dessinés (Fig. 2.28). Ces contacts sont nommés de a à h et sont espacés de $52\mu\text{m}$. La largeur des contacts est restée constante et égale à $50\mu\text{m}$.

Pour chaque plaque, la résistance de couche a été extraite puis, afin d'extraire R_e , R_m et R_c , les mesures représentées figure 2.22 ont été effectuées pour les différentes longueurs de contact et pour des intensités allant de -10mA à 10mA.

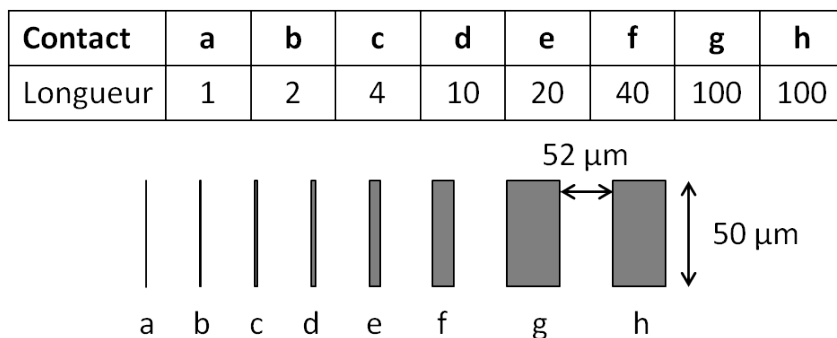


FIGURE 2.28 – Représentation schématique des structures utilisées

Pour l'échantillon 1, on a représenté sur la figure 2.29 R_m , R_c et R_e pour l'ensemble des longueurs de contact.

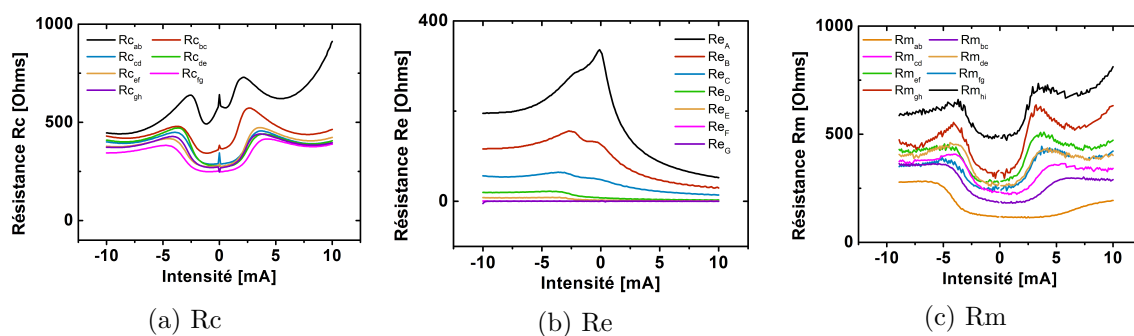


FIGURE 2.29 – Courbes R_c , R_e et R_m obtenues pour $I=-10\text{mA}$ à 10mA sur l'échantillon 1

Sur ce premier échantillon, on observe une importante non linéarité des caractéristiques des résistances R_c , R_m et R_e . Cette non linéarité se traduit par des variations significatives de la valeur mesurée en fonction de l'intensité. Aucune symétrie n'est observée entre les intensités négatives et positives. La non linéarité des contacts observée ici avec des variations de R_c de plus de 50% ne permet pas d'extraire des valeurs exploitables de Z et L_t et donc de R_{sk} et ρ_c .

Des mesures identiques ont été effectuées sur l'échantillon 2. On a représenté sur la figure 2.30 R_m , R_c et R_e pour l'ensemble des longueurs de contact.

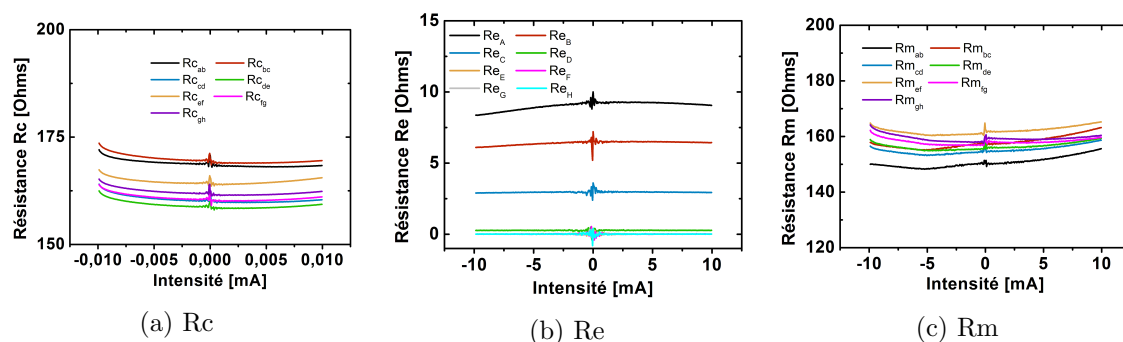


FIGURE 2.30 – Courbes R_c , R_e et R_m obtenues pour $I = -10\text{mA}$ à 10mA pour l'échantillon 2

On voit ici une bonne linéarité des caractéristiques indépendamment de la taille des contacts. Une légère augmentation de R_c et R_m est observée à $\pm 10\text{mA}$. Cette augmentation peut-être due à un échauffement des contacts lié à l'importante intensité injectée. De plus, on voit que les valeurs obtenues ici sont bien plus faibles que celles observées sur la figure 2.29.

A travers cette étude, on a tout d'abord montré que la gravure partielle de la couche d'AlGaIn permet d'améliorer considérablement la linéarité des contacts. On a vu que sur une plaque n'ayant pas subi de gravure, la variation des caractéristiques de $R(I)$ peut atteindre jusqu'à 50% de la valeur pour R_c , R_m ou R_e . Ceci rend impossible la caractérisation détaillée des contacts. Avant toute étude, il apparaît donc nécessaire de procéder à une vérification de la linéarité des contacts. Enfin, en comparant rapidement l'ordre de grandeur des valeurs mesurées, on a vu que la gravure partielle de l'AlGaIn a permis une diminution importante des résistances R_m , R_e et R_c .

2.5.3.2 Étude de R_{sk} et ρ_c en fonction de la longueur des contacts

Une fois des mesures stables et linéaires obtenues, on peut procéder à une étude des valeurs de R_{sk} et ρ_c sur l'échantillon 2. L'épitaxie des plaques ainsi que la gravure de l'AlGaIn effectuée avant le dépôt des contacts présentent toutes deux des dispersions circulaires. C'est pourquoi, on a comparé deux puces : une puce centrale et une puce située sur le bord de la plaque. Pour chaque puce, on a représenté les mesures de R_m , R_c et R_e obtenues.

Comme expliqué précédemment, le but d'une telle étude est d'extraire Z et L_t , ce qui permettra de calculer R_{sk} et ρ_c . Pour cela, en utilisant les équations 2.13, 2.14 et 2.15, on a calculé des valeurs de Z et L_t permettant de modéliser des résistances R_m , R_c et R_e identiques à celles

mesurées. On fera référence à ces valeurs sur les figures comme $R_m/R_c/R_e$ "modélisé". En théorie, il doit être possible de calculer une valeur unique de Z et L_t rendant compte des mesures de R_m , R_c et R_e en fonction de la longueur du contact. Néanmoins, les analyses effectuées montrent que, contrairement à ce qui est attendu, les mesures de R_m , R_c et R_e ne correspondent pas parfaitement à la théorie. Au contraire, pour obtenir des valeurs de R_m , R_c et R_e identiques à celles mesurées, il nous a fallu faire varier Z et L_t en fonction de la longueur des contacts.

Les figures 2.31 et 2.32 montrent les résistances R_m , R_c et R_e mesurées et modélisées en fonction de la longueur des contacts. On a défini précédemment (2.5.1.2) une valeur cible de $\rho_c = 2500 \Omega \cdot \mu m^2$ pour nos contacts. Puis, pour cette valeur, les résistances R_m , R_c et R_e en fonction de la longueur ont été calculées, à Z et L_t constant (Fig. 2.23). Ces valeurs apparaissent sur les figures 2.31 et 2.32 sous le terme "Rc/Re/Rm Z et L_t constant".

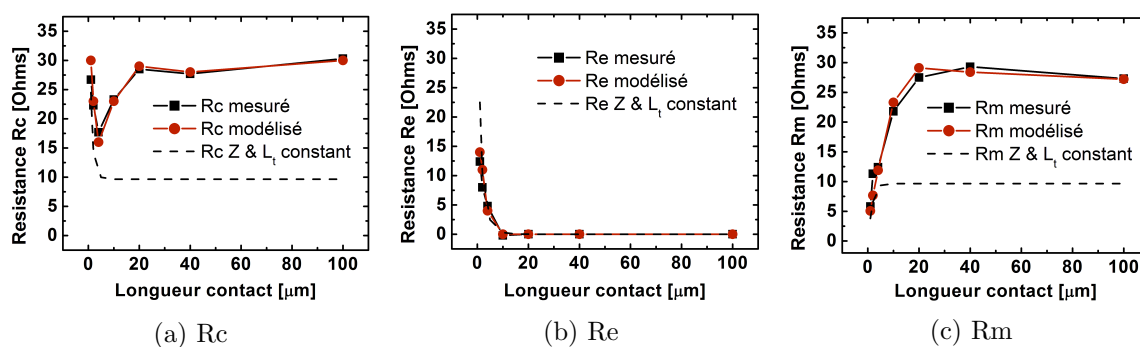


FIGURE 2.31 – Valeurs de R_c , R_e et R_m obtenues pour la puce centrale de l'échantillon 2

La figure 2.31 montre les valeurs de R_c , R_e et R_m obtenues au centre de la plaque. En comparaison aux valeurs cibles, on voit que les résistances R_m et R_c mesurées sont plus élevées. Ceci est dû à une impédance caractéristique trop importante. De plus, à faible longueur de contact, les variations de R_c et R_m sont différentes de celles calculées pour Z et L_t constant. La diminution de la résistance R_m en fonction de la longueur des contacts apparaît à $10 \mu m$ pour Z et L_t constant contre $40 \mu m$ pour les valeurs mesurées. Concernant la résistance R_c , l'augmentation attendue pour des longueurs de contacts inférieures à $10 \mu m$ pour Z et L_t constant n'est pas clairement observée, les valeurs mesurées montrent une dynamique différente avec une diminution de R_c à partir de $20 \mu m$ jusqu'à $5 \mu m$ puis une augmentation entre 5 et $1 \mu m$. Enfin, la résistance R_e suit les variations attendues pour Z et L_t constant, avec néanmoins une valeur de R_e mesurée plus faible pour des contacts de petite longueur.

La figure 2.32 montre les valeurs de R_c , R_e et R_m obtenues au bord de la plaque. En comparaison aux valeurs extraites du centre de la plaque (Fig. 2.31), les résistances mesurées sur les bords de la plaque sont plus faibles : pour des contacts de longueur $100 \mu m$, R_m et R_c sont divisées par deux. De la même manière, on voit ici que pour des longueurs de contacts supérieures à $40 \mu m$, les valeurs de R_c et R_m sont identiques à celles calculées à Z et L_t constant. Ceci traduit une impédance caractéristique suffisamment basse, ce qui permet d'obtenir une résistance de contact plus faible. Contrairement à ce qui est attendu pour Z et L_t constant, des variations semblables à celles observées au centre de la plaque ont été mesurées aux longueurs de contact

faibles, avec une diminution de R_m , une valeur de R_c qui reste stable et une résistance R_e plus faible.

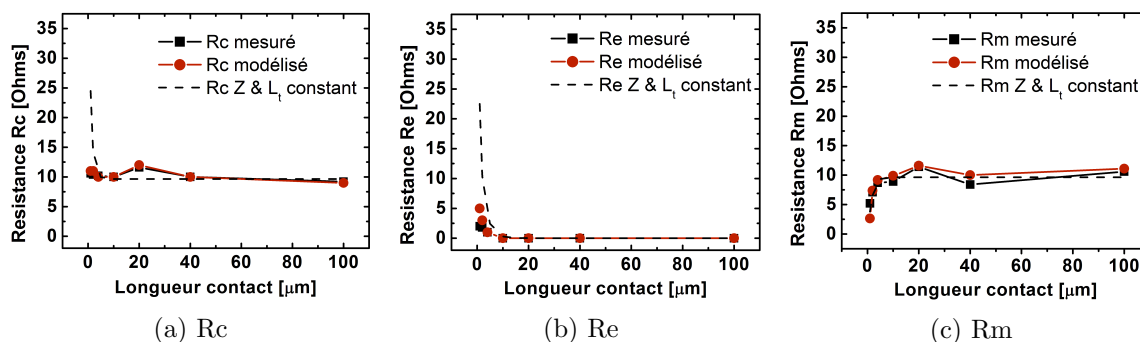


FIGURE 2.32 – Valeurs de R_c , R_e et R_m obtenues pour la puce périphérique de l'échantillon 2

Avec les valeurs de Z et L_t extraites des mesures de R_e , R_m et R_c et les équations 2.16 et 2.17, on peut calculer R_{sk} et ρ_c en fonction de la longueur du contact. La figure 2.33 montre les résultats obtenus au centre (2.33a) et bords (2.33b) de la plaque. Afin de pouvoir comparer la résistance de couche sous le contact (R_{sk}) avec la résistance du gaz 2D mesurée par ailleurs (R_{sh}), celle-ci a été représentée sur les graphiques.

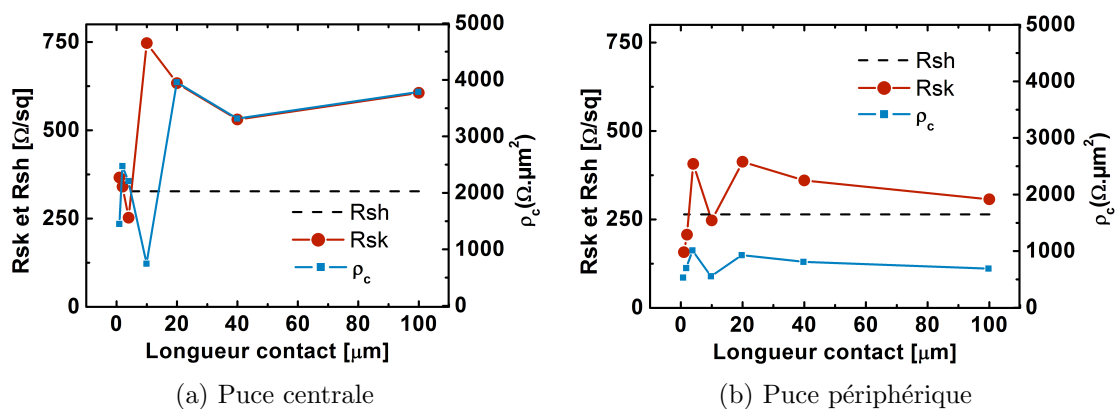


FIGURE 2.33 – R_{sk} , R_{sh} et ρ_c extraits des mesures effectuées sur la puce centrale et périphérique de l'échantillon 2

Pour les deux puces étudiées, on distingue deux comportements : entre $20 \mu\text{m}$ et $100 \mu\text{m}$, les valeurs de ρ_c et R_{sk} restent relativement constantes. Pour ces longueurs, au centre, une valeur de R_{sk} deux fois supérieure à R_{sh} est mesurée. Ceci est associé à un ρ_c presque deux fois supérieure à la valeur cible. En revanche sur les bords de la plaque, une valeurs de R_{sk} légèrement plus élevée que R_{sh} est mesurée. Ceci est associé à une valeur de ρ_c deux fois plus faible que la valeur cible. Pour des longueurs de contact inférieures à $20 \mu\text{m}$, on observe des variations de R_{sk} et ρ_c avec une importante diminution pour la puce centrale. Ceci est induit par la non augmentation du R_c mesuré pour des contacts de faible longueur. En conséquence, on obtient pour

la puce centrale une résistivité de contact bien meilleure pour des longueurs inférieures à 20 μm .

La comparaison des valeurs de R_{sk} et ρ_c obtenues sur le centre et le bord de la plaque confirme la dispersion circulaire de l'échantillon. On voit que sur le bord de la plaque, une résistivité de contact plus faible est mesurée. Ces valeurs sont cohérentes avec la dispersion d'épitaxie et de gravure. En effet, la dispersion d'épitaxie engendre un R_{sh} plus faible sur les bords de la plaque. De plus, la dispersion de gravure, peut engendrer une gravure plus importante sur les bords de la plaque et donc une épaisseur d'AlGaN plus faible. En conséquence, si l'épaisseur d'AlGaN restante est suffisante, il est possible que les contacts situés sur les bords de la plaque soient moins résistifs.

Au niveau des structures utilisées, il est important de noter que celles-ci ont été dessinées dans le but d'étudier des contacts pour lesquels Z et L_t ne varient pas en fonction de la longueur des contacts. Néanmoins, dans ce chapitre, nous avons montré que cette condition n'était pas vérifiée. De ce fait, ce type de structure n'est pas totalement adapté à cette étude. En effet, chaque mesure de R_c et R_m est effectuée entre deux contacts de longueur différente. Il s'agit ensuite de déduire la valeur de R_c et R_m propre à chaque contact en partant des contacts g et h qui sont identiques. De plus, l'espace entre chaque contact est de 52 μm , ce qui fait que la résistance de couche est une importante composante de la mesure de résistance effectuée pour déduire R_m ou R_c (Fig. 2.22).

A travers l'étude des structures 2.28, on a tout d'abord mis en évidence l'importance de l'évaluation de la linéarité des contacts. Ensuite, nous avons rendu compte de la complexité de l'analyse en montrant la variation de Z et L_t en fonction de la longueur des contacts. Une importante dispersion circulaire a été mise en évidence avec un contact doublement plus résistif au centre en comparaison au bord. Enfin dû à la variation de Z et L_t en fonction de la longueur des contacts, il est nécessaire d'adapter la structure utilisée afin de poursuivre cette étude plus en détail.

2.5.4 Structure à contacts doubles de longueur identique

2.5.4.1 Étude de R_{sk} et ρ_c en fonction de la longueur des contacts

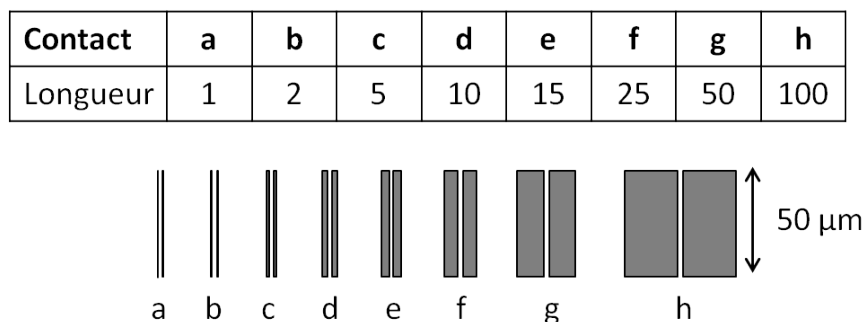


FIGURE 2.34

Afin de simplifier l'étude des résistances de contact, une nouvelle structure a été utilisée (Fig. 2.34). De même que précédemment, on a dessiné sur cette structure des contacts de longueur variable. Néanmoins, on a ici deux contacts identiques à chaque fois. De plus, afin de réduire l'impact de la résistance hors contact sur la mesure, la distance entre deux contacts a été réduite de $52\mu\text{m}$ à $5\mu\text{m}$. De cette façon, on peut étudier plus précisément les variations de L_t et Z en fonction de la longueur des contacts tout en diminuant l'influence du gaz 2D entre les contacts dans nos mesures.

L'échantillon 3 étudié ici est similaire à l'échantillon 2. Il se compose d'un buffer de $2\mu\text{m}$ de GaN, suivi d'une couche d'1nm d'AlN et d'une barrière d'AlGaIn de 22nm d'épaisseur moyenne. Il est à noter que sur cette plaque, des mesures de l'épaisseur d'AlGaIn ont montré une grande dispersion circulaire, avec une épaisseur d'AlGaIn pouvant atteindre 4nm de moins sur les bords. Ensuite, une gravure d'une dizaine de nanomètres de l'AlGaIn a été effectuée et des contacts Ti/Al/Cu ont été déposés et recuits à 875°C . Une fois la linéarité des mesures vérifiée, on a procédé de même que pour l'échantillon 2, à des mesures des résistances R_e , R_c et R_m en fonction de la longueur des contacts. A la différence de ce qui a été effectué précédemment, une cartographie de 20 mesures a ici été effectuée. Cette cartographie nous a permis de distinguer deux comportements selon que la mesure ait été faite au centre ou sur le bord de la plaque.

La figure 2.35 montre les résultats obtenus pour les mesures de R_e , R_c et R_m sur les puces centrales. Afin de pouvoir comparer avec les valeurs cibles définies précédemment (2.5.1.2), on a représenté en pointillés sur cette figure les valeurs de R_c , R_m et R_e calculées à Z et L_t constant pour obtenir $\rho_c = 2500 \Omega.\mu\text{m}^2$.

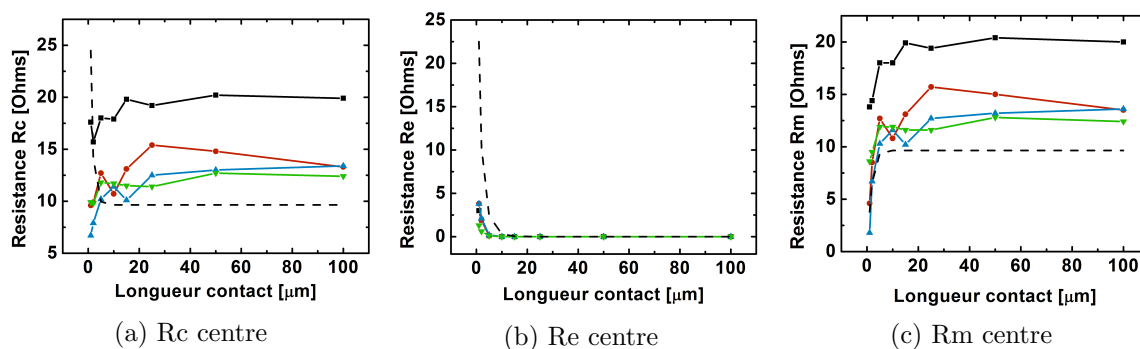


FIGURE 2.35 – Courbes R_c , R_m et R_e en fonction de la longueur des contacts pour les puces centrales. En pointillés les valeurs cibles définies précédemment ont été représentées.

Sur ces quatre puces, un même comportement a été identifié. Par rapport aux valeurs attendues, on observe une résistivité du contact plus élevée : pour des longueurs supérieures à $20\mu\text{m}$, les valeurs de R_c et R_m sont identiques mais jusqu'à deux fois supérieures aux valeurs cible. Identiquement à ce qui a été observé sur l'échantillon 2, on voit ici une diminution de R_m et une diminution non attendue de R_c pour des contacts de longueur inférieure à $25\mu\text{m}$. Concernant la résistance R_e , on observe une augmentation de celle-ci pour des contacts de longueur inférieure à $15\mu\text{m}$, néanmoins, cette augmentation est inférieure à celle attendue à Z et L_t constant.

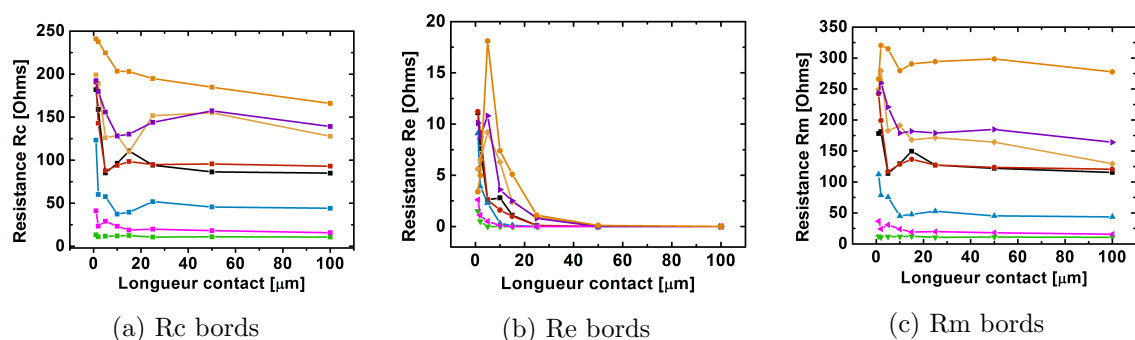


FIGURE 2.36 – Courbes R_c , R_m et R_e en fonction de la longueur des contacts pour les puces situées sur les bords de la plaque

La figure 2.36 montre les résultats obtenus sur les mesures de R_e , R_c et R_m pour les puces situées sur les bords de la plaque. Ces puces présentent un comportement similaire. Premièrement, on observe ici une importante dispersion des résultats sur les trois résistances, ceci est associé à des valeurs mesurées plus élevées qu’au centre. Enfin, sur ces puces, R_m , R_c et R_e semblent incohérents. En effet, on voit que pour des longueurs supérieures à $20\mu\text{m}$, R_m et R_c présentent jusqu’à $100\ \Omega$ de différence alors que dans cette zone, R_m et R_c ne varient plus et doivent être identiques (Fig. 2.23). De ce fait, il n’est pas possible de trouver une valeur de Z et L_t qui satisfasse aux équations de la théorie TLM (eq. 2.13, eq. 2.14 et eq. 2.15). Comme mentionné précédemment, des analyses supplémentaires ont montré une importante dispersion d’épitaxie sur l’échantillon 3, avec de grandes différences dans l’épaisseur d’AlGaIn entre le centre et les bords. L’hypothèse retenue pour expliquer les valeurs obtenues sur le bord de la plaque est une épaisseur trop faible de l’AlGaIn, ce qui cause une augmentation importante des résistances mesurées. Ces résultats ne seront donc pas analysés.

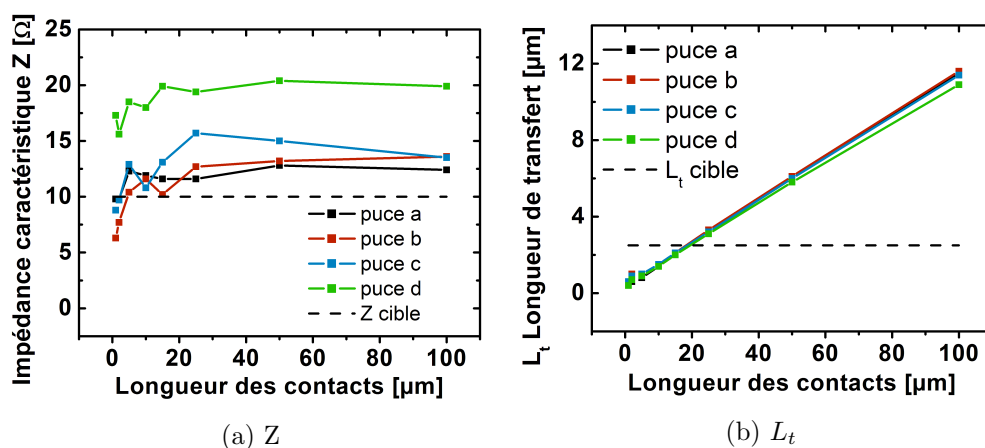


FIGURE 2.37 – Z et L_t en fonction de la longueur des contacts pour les puces centrales vérifiant la cohérence théorique entre R_m , R_c et R_e

Nous avons vu sur l’échantillon 2 qu’il est possible d’effectuer une modélisation théorique des valeurs de R_e , R_m et R_c extraites de nos plaques seulement si l’on considère Z et L_t variables en

fonction de la longueur des contacts. Pour les quatre puces centrales (Figure 2.35), on a procédé de la même manière qu'avec l'échantillon 2. Une modélisation de R_c , R_m et R_e a été effectuée et ensuite, avec les valeurs de Z et L_t extraites de cette modélisation et les équations 2.16 et 2.17, on a calculé R_{sk} et ρ_c en fonction de la longueur des contacts. Les valeurs de Z et L_t extraites seront d'abord présentées puis on discutera de la résistance de couche sous le contact (R_{sk}) et de la résistivité du contact (ρ_c).

Les valeurs de Z et L_t extraites des mesures de R_m , R_e et R_c sur les quatre puces centrales ont été représentées sur la figure 2.37. Ces puces ont été numérotées : a, b, c et d. Afin de pouvoir comparer avec les valeurs cibles définies précédemment (2.5.1.2), on a représenté en pointillés sur ces figures les valeurs de Z et L_t constant pour obtenir $\rho_c = 2500 \Omega \cdot \mu m^2$.

Par rapport à la valeur cible, on voit qu'une impédance caractéristique plus élevée est obtenue. Celle-ci reste approximativement stable sur toute la gamme des longueurs de contact avec toutefois une diminution pour les longueurs de contact inférieures à $20 \mu m$. Concernant la longueur de transfert, on voit que celle-ci augmente linéairement avec l'augmentation de la longueur des contacts. L_t est inférieur à la valeur cible jusqu'à une longueur de contact de $20 \mu m$.

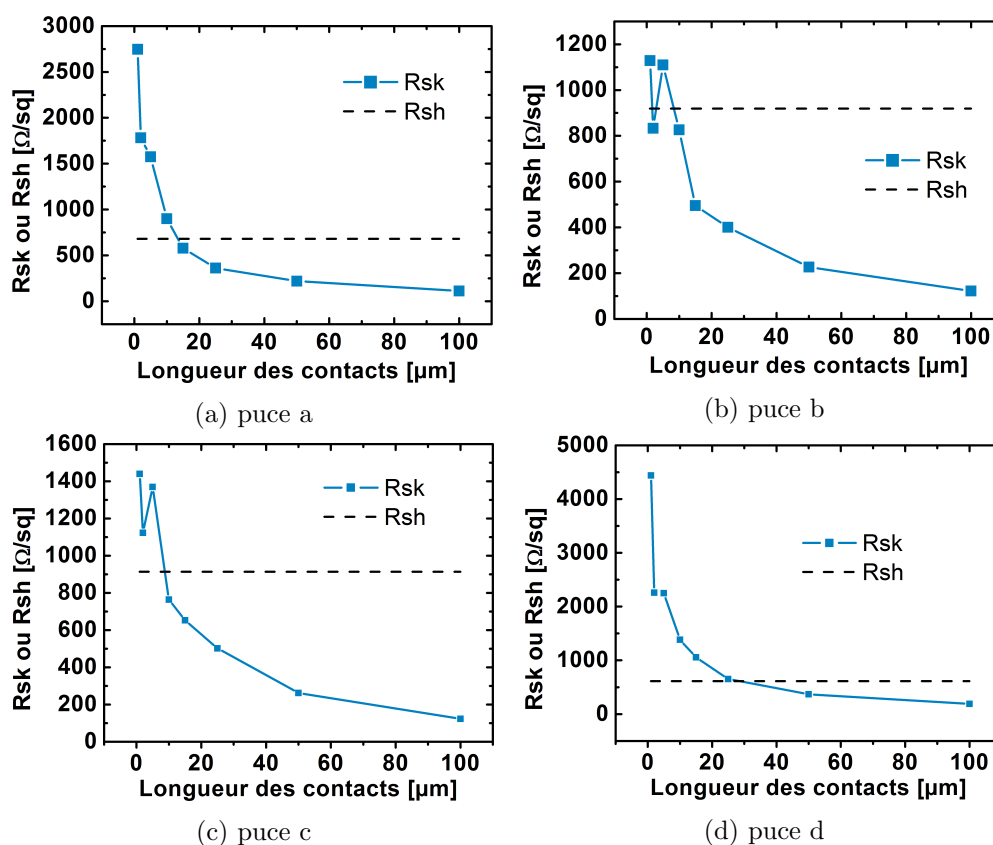


FIGURE 2.38 – Courbes R_{sk} en fonction de la longueur des contacts pour les puces centrales vérifiant la cohérence théorique entre R_m , R_c et R_e

On rapporte sur la figure 2.38, la résistance du canal sous le contact pour les quatre puces

centrales pour lesquelles une modélisation de R_e , R_m et R_c a été possible. On observe à chaque fois une augmentation du R_{sk} avec la diminution de la longueur des contacts. Cette augmentation est faible entre 20 et 100 μm et prononcée entre 0 et 20 μm . On a représenté en pointillés la résistance du canal R_{sh} entre les contacts. On voit ici que pour des contacts suffisamment grands, la résistance du canal sous le contact est plus faible que la résistance du canal entre deux contacts.

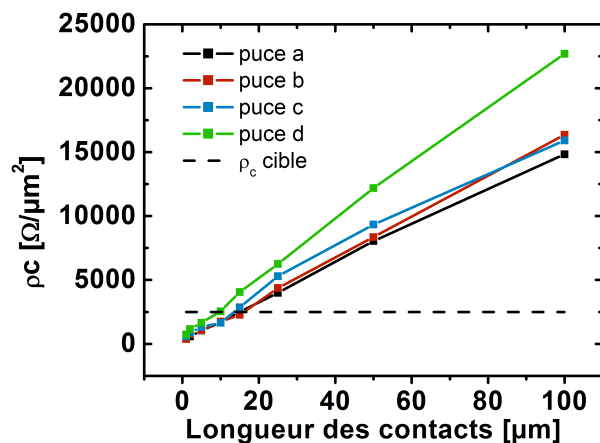


FIGURE 2.39 – Courbes ρ_c en fonction de la longueur des contacts pour les puces centrales vérifiant la cohérence théorique entre R_m , R_c et R_e

La figure 2.39 représente la résistivité du contact en fonction de la longueur de celui-ci. On observe pour les quatre puces centrales une augmentation linéaire de la résistivité du contact avec l'augmentation de sa longueur.

Les variations observées sur les valeurs de ρ_c et R_{sk} sont liées aux variations de Z et L_t extraits grâce aux équations 2.17 et 2.16. L'augmentation linéaire de ρ_c est causée par l'augmentation linéaire de L_t . En effet, on a vu sur la figure 2.37 que la longueur de transfert L_t est multipliée par dix entre 1 μm et 100 μm . En revanche, la diminution de Z aux faibles longueurs de contact n'est pas observé sur ρ_c . Concernant R_{sk} , l'augmentation importante pour des longueurs de contact inférieures à 20 μm reflète la forte diminution de L_t associé à une faible diminution de Z . Pour des longueurs de contact supérieures à 20 μm , Z reste stable. La diminution de R_{sk} observée est donc causée par l'augmentation de la longueur de transfert L_t .

Contrairement à ce qui est attendu, les résultats de R_{sk} et ρ_c montrent que la résistivité d'un contact sur AlGaIn/GaN décroît avec la diminution de sa longueur. Il est intéressant de noter que pour des contacts supérieures à 20 μm , la résistance sous le contact est améliorée par le processus de fabrication. On peut néanmoins s'interroger sur le sens physique de ces résultats.

Dans le modèle TLM, les valeurs de Z et L_t extraites sont indépendantes de la longueur du contact. Or, nous avons montré que ceci n'est pas possible sur nos contacts. Le modèle TLM a été créé pour rendre compte de contacts qui varient de manière linéaire en fonction de leur longueur. La différence entre nos mesures et le modèle TLM permet de mettre en évidence la variation non linéaire de nos contacts en fonction de leur longueur. Avant de pouvoir utiliser les

valeurs extraites d'un tel modèle, notre étude montre qu'il est nécessaire de vérifier la cohérence entre les mesures extraites et le modèle physique.

Nous avons évoqué précédemment un phénomène spécifique aux contacts étudiés : sur certains contacts fabriqués au CEA, un phénomène de "trenching" a été aperçu. Ce phénomène consiste en une sur-gravure de l'AlGa_N sur les bords du contact. Il semblerait que cette sur-gravure, en causant une différence de résistance sous le contact entre les bords et le centre de celui-ci, soit à l'origine de la non linéarité observée en fonction de la longueur des contacts. Dès lors, il apparaît difficile de prendre en compte les résultats obtenus et une modification du modèle TLM adaptée à ce phénomène serait nécessaire. Néanmoins, il ne m'a pas été possible de procéder à une telle étude durant ma thèse.

2.6 Conclusion

A travers ce chapitre, une étude des paramètres de base de structures simples sur des empilements AlGa_N/Ga_N a été effectuée. La première partie de ce chapitre nous a permis de mettre en évidence un phénomène de piégeage lors de la mesure de la résistance de couche dans l'obscurité. Ce phénomène est primordial car il nous a permis d'améliorer la précision de l'ensemble des études effectuées durant la thèse grâce à un contrôle des conditions d'éclairement dans lesquelles les mesures ont été effectuées.

Dans la seconde partie, les contacts sur AlGa_N/Ga_N ont été mesurés en détail et mis en lien avec la théorie du modèle TLM. La différence entre les valeurs extraites et le modèle TLM montre que les contacts fabriqués au CEA varient de manière non linéaire en fonction de leur longueur. Nous avons montré qu'il est primordial de procéder à une vérification du comportement des contacts avant d'utiliser le modèle TLM. Dans le cadre des contacts fabriqués au CEA, il apparaît difficile de prendre en compte les résultats extraits grâce au modèle TLM et une modification de celui-ci semble nécessaire.

Bibliographie

- [1] L.J. Van Der Pauw, “A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shape,” *Philips research reports*, vol. 13, pp. 1–9, 1958. 35, 77
- [2] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek, and T. Hashizume, “Capacitance-voltage characteristics of Al₂O₃/AlGa_N/Ga_N structures and state density distribution at Al₂O₃ interface,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 021001–, 2011. 38, 128, 136
- [3] M. Meneghini, A. Stocco, N. Ronchi, F. Rossi, G. Salviati, G. Meneghesso, and E. Zanoni, “Extensive analysis of the luminescence properties of AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors,” *Applied Physics Letters*, vol. 97, pp. 063508–, 2010. 38
- [4] T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, E. Yagyu, K. Yoshiara, and Y. Tokuda, “Drivability enhancement for AlGa_N/Ga_N high-electron mobility transistors with AlN spacer layer using Si ion implantation doping,” *Applied Physics Express*, vol. 2, pp. 031003–, 2009. 23, 44
- [5] I. Smorchkova, L. Chen, T. Mates, L. Shen, S. Heikman, B. Moran, S. Keller, S. DenBaars, J. Speck, and U. Mishra, “AlN/GaN and Al_{0.5}GaN/AlN/GaN two-dimensional electron gas structures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 90, pp. 5196–, 2001. 23, 44
- [6] M. Miyoshi, T. Egawa, and H. Ishikawa, “Study on mobility enhancement in MOVPE-grown AlGa_N/AlN/GaN HEMT structures using a thin AlN interfacial layer,” *Solid-State Electronics*, vol. 50, pp. 1515–1521, 2006. 23, 44, 125, 131, 134, 140, 141, 142, 143
- [7] J. Lee, J. Kim, J. Lee, C. Kim, J. Oh, M. Shin, and J. Lee, “Reduction of current collapse in AlGa_N/Ga_N HFETs using AlN interfacial layer,” *Electronics letters*, vol. 39, pp. 750 – 752, 2003. 23, 45
- [8] Q. Sun, J. Wang, H. Wang, R. Jin, D. Jiang, J. Zhu, D. Zhao, H. Yang, S. Zhou, M. Wu, D. Smeets, and A. Vantomme, “High-temperature AlN interlayer for crack-free AlGa_N growth on Ga_N,” *Journal of Applied Physics*, vol. 104, pp. 043516–, 2008. 27, 45, 107
- [9] J. Ibbetson, P. Fini, K. Ness, and S. Denbaars, “Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors,” *Applied Physics Letters*, vol. 77, pp. 250–252, 2000. 18, 19, 20, 45, 114, 115
- [10] L. Gordon, M.-S. Miao, S. Chowdhury, M. Higashiwaki, U. Mishra, and C. V. de Walle, “Distributed surface donor states and the two-dimensional electron gas at AlGa_N/Ga_N heterojunctions,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, pp. 505501–, 2010. 20, 21, 22, 45, 114, 115
- [11] G. Koley and M. Spencer, “On the origin of the two-dimensional electron gas at the Al-GaN/GaN heterostructure interface,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 042107–, 2005. 20, 21, 45, 114, 115
- [12] O. Ambacher, J. Smart, J. Shealy, N. Weimann, and K. C. et al, “Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga- face

- AlGa_N/Ga_N heterostructures,” *Journal of Physics*, vol. 85, pp. 3222–3233, 1999. 10, 12, 13, 47, 115, 117, 130, 131, 132, 140
- [13] M. Khan, M. Shur, Q. Chen, and J. Kuznia, “Current/voltage characteristic collapse in AlGa_N/Ga_N heterostructure insulated gate field effect transistors at high drain bias,” *Electronics letters*, vol. 30, pp. 2175–, 1994. 48
- [14] D. K. Schroder, *Semiconductor Material and Device Characterization*. 2005. 50, 51, 59
- [15] D. P. Kennedy and P. C. Murley, “A two-dimensional mathematical analysis of the diffused semiconductor resistor,” *IBM J. Res. Dev.*, vol. 12, pp. 242–, 1968. 51
- [16] H. Berger, “Contact resistance on diffused resistors,” *IEEE International Solid-State Circuits Conference. Digest of Technical Papers*, vol. 12, pp. 160–161, Philadelphie, 19-21 Feb. 1969. 51, 52
- [17] H. Murrmann and D. Widmann, “Current crowding on metal contacts to planar devices,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 16, pp. 1022–1024, 1969. 51
- [18] A. N. Bright, P. Thomas, M. Weyland, D. Tricker, C. Humphreys, and R. Davies, “Correlation of contact resistance with microstructure for Au/Ni/Al/Ti/AlGa_N/Ga_N ohmic contacts using transmission electron microscopy,” *Journal of Applied Physics*, vol. 89, pp. 3143–, 2001. 55
- [19] M. Fagerlind and N. Rorsman, “Optimization of recessed ohmic contacts for Al-GaN/AlN/GaN heterostructures using C(V) characterization of MSHM structures,” *Phys. Status Solidi*, vol. 7-8, pp. 2204–2206, 2011. 55, 56
- [20] D. Buttari, A. Chini, G. Meneghesso, E. Zanoni, B. Moran, S. Heikman, N. Q. Zhang, L. Shen, R. Coffie, S. P. DenBaars, and U. K. Mishra, “Systematic characterization of Cl 2 reactive ion etching for improved ohmics in AlGa_N/Ga_N HEMTs,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 23, pp. 76–78, 2002. 55, 56
- [21] M. Singh, Y. Zhang, J. Singh, and U. Mishra, “Examination of tunnel junctions in the AlGa_N/Ga_N system : Consequences of polarization charge,” *Applied Physics Letter*, vol. 77, pp. 1867–1869, 2000. 55
- [22] L. Wang, D.-H. Kim, and I. Adesida, “Direct contact mechanism of ohmic metallization to AlGa_N/Ga_N heterostructures via ohmic area recess etching,” *Applied Physics Letter*, vol. 95, pp. 172107–, 2009. 56
- [23] D. S. Deepak, F. Mohammed, A. Tesfayesus, and I. Adesida, “Comparative study of Ti/Al/Mo/Au, Mo/Al/Mo/Au, and V/Al/Mo/Au ohmic contacts to algan/gan heterostructures,” *JVST B - Microelectronics and Nanometer Structures*, vol. 22, pp. 2409–2416, 2004. 56
- [24] H. Xin, S. Poust, W. Sutton, D. Li, D. Lam, I. Smorchkova, R. Sandhu, B. Heying, J. Uyeda, M. Barsky, M. Wojtowicz, and R. Lai, “Optimization of AlGa_N/Ga_N HEMT ohmic contacts for improved surface morphology with low contact resistance,” *CS MAN-TECH Conference*, pp. 149–152, May 17th-20th, 2010, Portland, USA. 56

- [25] L. Wang, F. M. Mohammed, and I. Adesida, "Formation mechanism of ohmic contacts on AlGa_N/Ga_N heterostructure : Electrical and microstructural characterizations," *Journal of Applied Physics*, vol. 103, pp. 093516–, 2008. 56, 57
- [26] L. Wang, F. Mohammed, and I. Adesida, "Differences in the reaction kinetics and contact formation mechanisms of annealed Ti/Al/Mo/Au ohmic contacts on n-Ga_N and Al-Ga_N/Ga_N epilayers," *Journal of Applied Physics*, vol. 101, pp. 13702–, 2007. 57, 58
- [27] L. Wang, F. Mohammed, and I. Adesida, "Dislocation-induced nonuniform interfacial reactions of Ti/Al/Mo/Au ohmic contacts on AlGa_N/Ga_N heterostructure," *Applied Physics Letters*, vol. 87, pp. 141915–, 2005. 57
- [28] W. S. in A. Goetzberger and R. Scarlett, "Research and investigation of inverse epitaxial UHF power transistors," *Rep. No. AFAL-TDR-64-207*, Sept. 1964. 58
- [29] M. Hajłasz, J. J. T. M. Donkers, S. J. Sque, S. B. S. Heil, D. J. Gravesteijn, F. J. R. Rietveld, and J. Schmitz, "Sheet resistance under ohmic contacts to AlGa_N/Ga_N heterostructures," *Applied Physics Letter*, vol. 104, pp. 242109–, 2014. 59
- [30] M. Hajłasz, J. J. T. M. Donkers, S. J. Sque, S. B. S. Heil, D. J. Gravesteijn, F. J. R. Rietveld, and J. Schmitz, "Characterization of recessed ohmic contacts to AlGa_N/Ga_N," *Proceedings of the 2015 International Conference on Microelectronic Test Structures*, pp. 158 – 162, 23–26 March 2015, Tempe, AZ. 59

Chapitre 3

Mesure de résistance de couche de substrats AlGa_N/Ga_N par la méthode des quatre pointes colinéaires

Contents

3.1	Introduction	75
3.1.1	Intérêt de la caractérisation colinéaire de substrats AlGa _N /Ga _N	75
3.1.2	Théorie de la mesure colinéaire	75
3.1.2.1	La mesure colinéaire de substrats semi-infinis	75
3.1.2.2	La mesure colinéaire adaptée aux couches minces	76
3.1.2.3	Les travaux de Van Der Pauw	77
3.1.3	Mesure de la résistance de couche sur des substrats HEMT AlGa _N /Ga _N	80
3.1.3.1	Établissement d'un contact entre les pointes et le 2DEG	80
3.1.3.2	Mesure de la résistance de couche	81
3.2	Importance du contact 2DEG/pointe	83
3.2.1	Première asymétrie : caractéristique de diode du contact	83
3.2.2	Seconde asymétrie : influence de la polarité du claquage sur le contact	84
3.3	Maitrise de la mesure quatre pointes	85
3.3.1	Influence de la lumière sur la mesure	85
3.3.2	Maitrise du claquage et influence sur la mesure	86
3.3.2.1	Influence de la lumière sur le claquage	86
3.3.2.2	Corrélation entre la résistance de contact et le bruit de la mesure R_{sh}	89
3.3.2.3	Influence de la tension de claquage sur la mesure	91
	Caractéristique de claquage entre deux pointes	91
	Caractéristiques de claquage d'une pointe	92
	Influence du claquage sur le bruit de mesure	94
3.4	Qualification des mesures de résistance de couches	96

3.4.1	Mise en place d'un critère de détection des mesures erronées	97
3.4.1.1	Apparition d'une détérioration des contacts	97
3.4.1.2	Critère de fiabilité	98
3.4.1.3	Amélioration du claquage	98
3.4.2	Évaluation de la précision obtenue avec la méthode développée	99
3.4.2.1	Protocole mis en place	99
3.4.2.2	Évolution de la précision de la mesure R_{sh}	100
3.4.2.3	Application de la méthodologie développée à une autre technologie	102
3.5	Conclusion	103
	Bibliographie	104

3.1 Introduction

3.1.1 Intérêt de la caractérisation colinéaire de substrats AlGa_N/Ga_N

Dans les technologies AlGa_N/Ga_N, l'épitaxie constitue un point primordial car elle influe sur de nombreux paramètres : les fuites à travers le buffer, le Ron, le piégeage [1]. Il est donc primordial de mettre au point des méthodes permettant de caractériser cette épitaxie de manière précise et abordable. Sur des technologies mieux connues telle que le silicium, il existe différents moyens d'évaluer la résistivité d'une couche mince. On peut citer notamment la mesure Van Der Pauw ou bien la mesure quatre pointes colinéaires. La manière la plus complète de caractériser le substrat passe par un processus de lithographie. Néanmoins, cette méthode est relativement coûteuse et longue, et suppose d'avoir avancé la technologie jusqu'au niveau des interconnexions métalliques.

En nous inspirant des techniques déjà existantes sur d'autres semi-conducteurs, nous avons mis au point une méthode de caractérisation de la résistance de couche des plaques AlGa_N/Ga_N sans aucune étape de lithographie. Cette méthode est basée sur la mesure quatre pointes colinéaires. Un brevet a été déposé concernant cette méthode de caractérisation.

3.1.2 Théorie de la mesure colinéaire

3.1.2.1 La mesure colinéaire de substrats semi-infinis

En adaptant au germanium les travaux de Wenner sur la mesure quatre pointes dans le cas d'un volume semi-infini et pour déterminer la résistivité terrestre [2], Valdes [3] a développé une méthode de mesure de la résistivité de substrats semi-conducteurs germanium. Il a ensuite étendu le cas de la mesure de substrats semi-infinis à des mesures proches des bords de l'échantillon ou à des échantillons plus fins grâce à l'ajout de facteurs de correction.

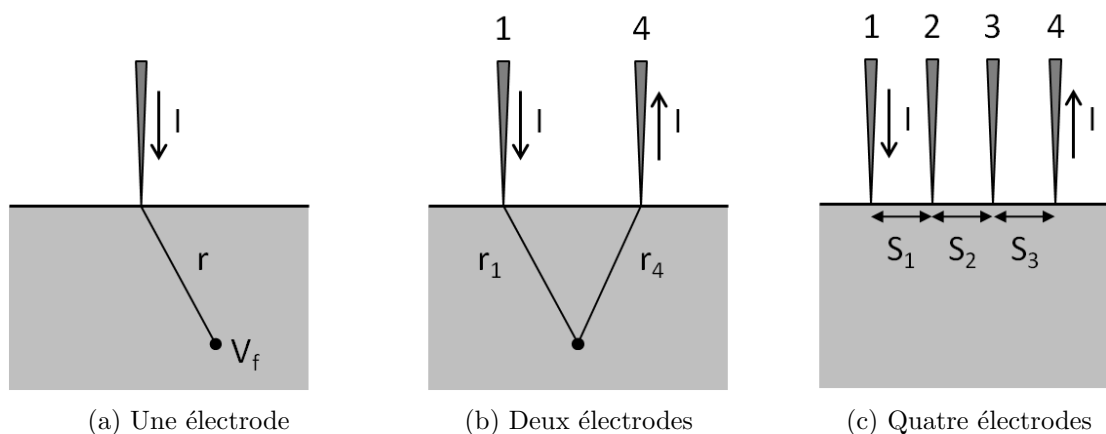


FIGURE 3.1 – Mesure de la tension dans un plan semi-infini avec plusieurs configurations

La tension V_f mesurée à une distance r d'une électrode injectant un courant I dans un matériau de résistivité ρ est donnée par (Fig. 3.1a) :

$$V_f = \frac{I\rho}{2r\pi} \quad (3.1)$$

Si l'on considère deux électrodes l'une injectant le courant et l'autre le récupérant (Fig. 3.1b), l'équation devient :

$$V_f = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_4} \right) \quad (3.2)$$

avec : r_1 la distance entre le point de mesure de tension et l'électrode 1 et r_4 la distance entre le point de mesure de tension et l'électrode 4.

Dès lors, on peut adapter cette équation au calcul du potentiel aux électrodes 2 (V_{f_2}) et 3 (V_{f_3}) de la figure 3.1c.

$$V_{f_2} = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} \right) \quad V_{f_3} = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1 + s_2} - \frac{1}{s_3} \right) \quad (3.3)$$

avec s_1 la distance entre les pointes 1 et 2, s_2 la distance entre les pointes 2 et 3 et s_3 la distance entre les pointes 3 et 4. Si l'on considère $s_1 = s_2 = s_3 = s_4$, la différence de potentiel entre ces deux pointes est donc :

$$V = V_{f_2} - V_{f_3} = \frac{I\rho}{2s\pi} \quad (3.4)$$

d'où la résistivité :

$$\rho = \frac{V}{I} 2s\pi \quad (3.5)$$

Plusieurs facteurs de corrections sont utilisables pour corriger notamment la position des pointes par rapport au bord de la plaque ou l'épaisseur du substrat. La résistivité s'exprime alors comme ceci :

$$\rho = \frac{V}{I} 2sF\pi \quad (3.6)$$

avec F le facteur de correction

3.1.2.2 La mesure colinéaire adaptée aux couches minces

Les travaux de Valdes peuvent être adaptés à la mesure de résistivité de couches minces en utilisant le facteur de correction ad hoc. En se basant sur les travaux de Weller [4], on peut exprimer le facteur de correction concernant l'épaisseur de la manière suivante :

$$F = \frac{\frac{t}{s}}{2 \ln\left(\frac{\sinh(\frac{t}{s})}{\sinh(\frac{t}{2s})}\right)} \quad (3.7)$$

Avec t l'épaisseur de la couche et s la distance entre les pointes. Pour des couches minces, ce facteur se simplifie de la manière suivante :

$$F = \frac{\frac{t}{s}}{2 \ln(2)} \quad (3.8)$$

Dès lors, on peut réinjecter ce facteur dans la formule de Valdes :

$$\rho = \frac{V}{I} t \frac{\pi}{\ln(2)} \quad (3.9)$$

La résistance de couche étant exprimée en Ω/sq , on obtient :

$$R_s h = \frac{\rho}{t} = \frac{V}{I} \frac{\pi}{\ln(2)} \quad (3.10)$$

3.1.2.3 Les travaux de Van Der Pauw

Van der Pauw analyse en détail la mesure de résistance de couche dans le cas des mesures où la prise de contact pour l'injection de courant et la mesure de la tension se font sur le bord de la structure (Fig. 3.2) [5]. La théorie de Van Der Pauw stipule que la résistance d'un échantillon de forme quelconque peut-être mesurée sans connaître le chemin du courant si :

- (a) L'échantillon est plat et de même épaisseur en tout point
- (b) L'échantillon n'a pas de trou isolé
- (c) L'échantillon est homogène et isotrope
- (d) Les quatre contacts sont situés sur les bords de l'échantillon
- (e) L'aire de chaque contact doit être au moins inférieure d'un ordre de grandeur à l'aire de l'échantillon

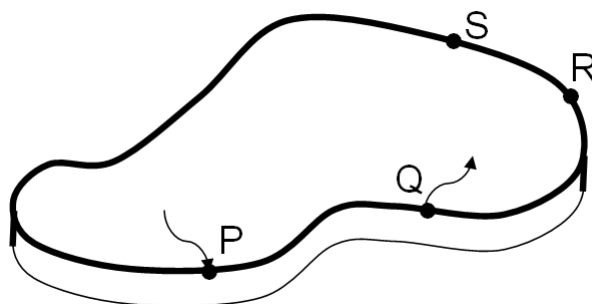


FIGURE 3.2 – Illustration d'une mesure quatre pointes sur un échantillon de taille finie tel que décrit par Van Der Pauw

Par le biais des transformations conformes, Van der Pauw ramène cette étude assez complexe à celle de la mesure quatre pointes colinéaires sur couche mince (Fig. 3.3). Il établit pour ce type de structures des relations entre les différentes résistances pouvant être mesurées et la résistance de couche.

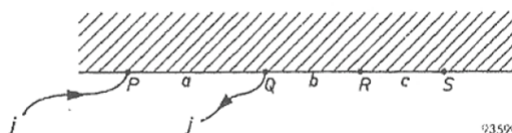


FIGURE 3.3 – Structure de test équivalente à la figure 3.2 dans la théorie de Van Der Pauw

Van Der Pauw en déduit les équations suivantes :

$$V_s - V_r = \frac{j\rho}{d\pi} \ln\left(\frac{(a+b)(b+c)}{b(a+b+c)}\right) \quad (3.11)$$

Définissant $R_{PQ,RS} = \frac{(V_s - V_r)}{I_p}$ on a :

$$R_{PQ,RS} = \frac{\rho}{d\pi} \ln\left(\frac{(a+b)(b+c)}{b(a+b+c)}\right) \text{ et } R_{QR,SP} = \frac{\rho}{d\pi} \ln\left(\frac{(a+b)(b+c)}{ca}\right) \quad (3.12)$$

Avec $b(a+b+c) + ca = (a+b).(b+c)$, Van der Pauw en déduit que

$$\exp\left(-\pi R_{PQ,RS} \frac{d}{\rho}\right) + \exp\left(-\pi R_{QR,SP} \frac{d}{\rho}\right) = 1 \text{ et } R_{PQ,SR} + R_{QR,SP} + R_{PR,QS} = 0 \quad (3.13)$$

Avec ρ la résistivité de la couche à caractériser et d son épaisseur. On peut donc définir trois mesures de résistances basées sur la configuration colinéaire :

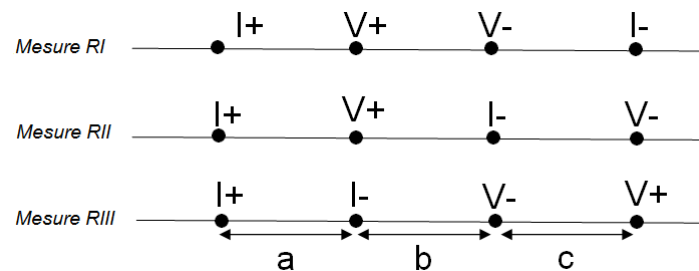


FIGURE 3.4 – Description des trois configurations de la mesure quatre pointes développées par Van Der Pauw

Les équations s'appliquent au cas de la mesure colinéaire qui correspond à la mise en contact de deux demi plans infinis. Ainsi, on peut écrire pour les trois mesures I, II et III définies dans la figure 3.4 et en considérant que $R_I = \frac{(V_{+}-V_{-})}{I_{+}}$:

$$R_I = \frac{R_{sh}}{2\pi} \cdot \ln\left((b+c) \cdot \frac{a+b}{a \cdot c}\right) \quad (3.14a)$$

Dans le cas d'une configuration colinéaire, on a $a = b = c = d$. Dès lors, on retrouve :

$$R_I = \frac{R_{sh}}{\pi} \cdot \ln(2) \quad (3.14b)$$

$$R_{II} = \frac{R_{sh}}{2\pi} \cdot \ln\left((a+b+c) \cdot \frac{b}{a \cdot c}\right) \quad (3.15)$$

$$R_{III} = \frac{R_{sh}}{2\pi} \cdot \ln\left((b+c) \cdot \frac{a+b}{(a+b+c) \cdot b}\right) \quad (3.16)$$

$$R_I = R_{II} + R_{III} \quad (3.17)$$

$$\exp\left(-2\pi \cdot \frac{R_I}{R_s}\right) + \exp\left(-2\pi \cdot \frac{R_{III}}{R_{sh}}\right) = 1 \quad (3.18)$$

$$\exp\left(2\pi \cdot \frac{R_I}{R_{sh}}\right) - \exp\left(2\pi \cdot \frac{R_{II}}{R_{sh}}\right) = 1 \quad (3.19)$$

Comme le montrent les équations 3.19 et 3.18, les valeurs mesurées en configuration RII et RIII peuvent être combinées avec RI pour obtenir R_{sh} . Ces deux configurations sont utilisées dans la littérature pour corriger les problèmes d'alignement ou d'espacement des pointes [6] [7].

3.1.3 Mesure de la résistance de couche sur des substrats HEMT AlGaN/GaN

3.1.3.1 Établissement d'un contact entre les pointes et le 2DEG

On a étudié la mesure colinéaire développée sur un échantillon de référence. Celui-ci se base sur une épitaxie standard du CEA-LETI et se compose d'un substrat de $2\ \mu\text{m}$ de GaN, d'une couche d'1nm d'AlN et d'une barrière de 24nm d'AlGaN avec 25% d'Al.

Des mesures directes sur substrat AlGaN/GaN ont montré qu'il n'est pas possible d'obtenir un contact sans claquage préalable. En effet, les plaques HEMT AlGaN/GaN se composent d'une couche d'AlGaN, d'une fine couche d'AlN et d'un substrat de GaN. Le gaz d'électrons se trouve à l'interface entre le GaN et l'AlN (Fig. 3.5). L'AlGaN et l'AlN étant des semi-conducteurs grand gap, il faut au préalable établir un contact entre nos pointes et le gaz 2D.

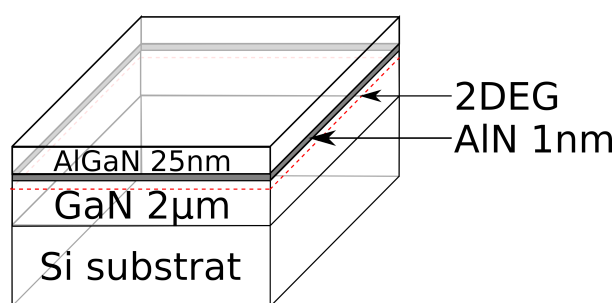


FIGURE 3.5 – Empilement AlGaN/GaN.

Afin de pouvoir mesurer les caractéristiques du gaz 2D, nous avons mis au point une méthode de claquage permettant d'établir un contact entre ce gaz 2D et les pointes. Le claquage a été développé en utilisant à chaque fois deux pointes : la première à un potentiel négatif, la seconde à un potentiel positif. De cette façon, on peut soumettre l'échantillon à une différence de potentiel allant jusqu'à 200V en limitant l'intensité à 20mA. Il sera prouvé plus tard que la polarité des pointes pendant le claquage influe sur la qualité du contact. On a donc développé deux claquages : standard et inverse, permettant d'étudier l'influence de la polarité du claquage sur la mesure (Fig. 3.6).

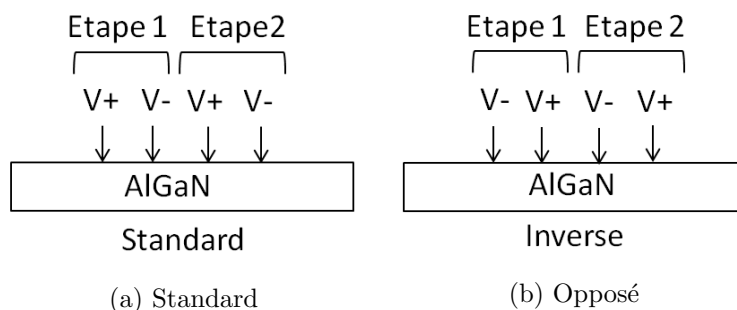


FIGURE 3.6 – Claquages développés

La figure 3.7 représente une mesure de R_{sh} obtenue sans claquage, on voit ici que l'on n'ob-

tient pas de mesure satisfaisante. On observe une importante variabilité de R_{sh} avec des valeurs aberrantes. De plus, la non linéarité de V23 montre bien que l'on ne mesure pas une couche conductrice.

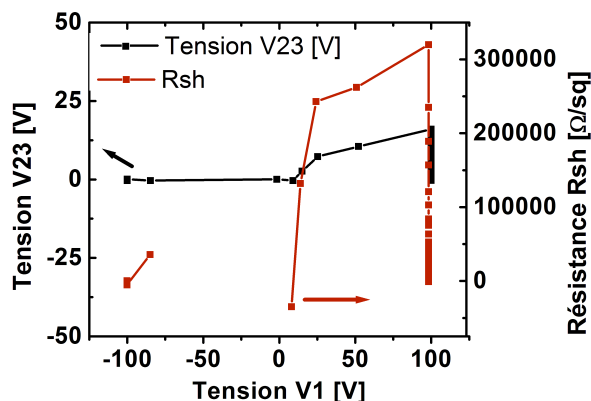


FIGURE 3.7 – Caractéristiques V23(V1) et $R_{sh}(V1)$ d'une mesure quatre points obtenues sur une plaque AlGaN/GaN sans claquage

La figure 3.8 représente la caractéristique entre deux points de 0 à 50V avant claquage, puis la caractéristique obtenue après claquage. L'application d'une forte tension aux bornes de deux points montre que l'on peut obtenir un contact de nature résistive entre celles-ci. Sur la caractéristique après claquage, on observe une bonne linéarité du courant en fonction de la tension.

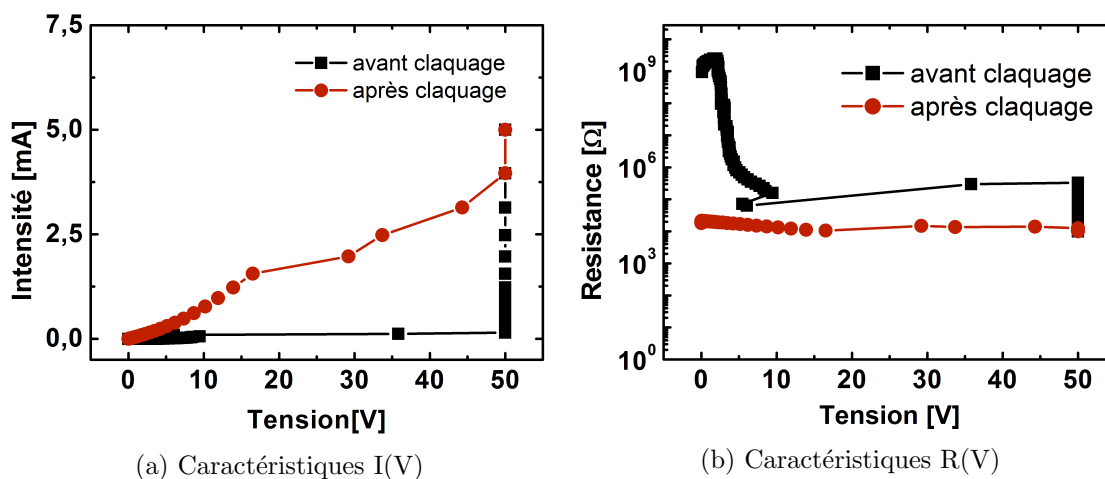


FIGURE 3.8 – Caractéristiques I(V) et R(V) entre deux points avant et après claquage

3.1.3.2 Mesure de la résistance de couche

On a représenté sur la figure 3.9 la mesure obtenue après claquage. On voit ici que grâce à ce claquage, il est possible de mesurer la résistance de couche du gaz 2D. On observe une

bonne linéarité de V_{23} et un faible bruit sur R_{sh} . Néanmoins, on voit que pour une intensité I_1 positive, la linéarité de V_{23} se perd quelque peu et le bruit sur R_{sh} augmente.

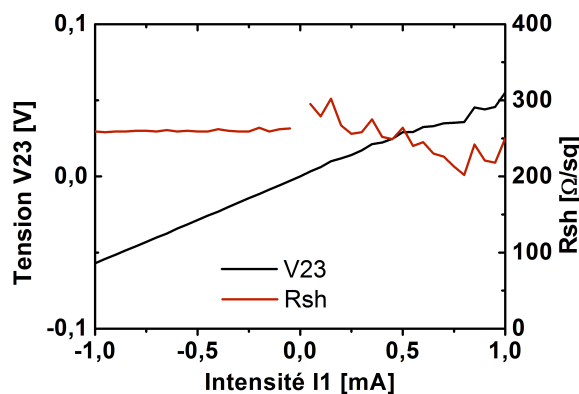


FIGURE 3.9 – Caractéristiques $V_{23}(I_1)$ et $R_{sh}(I_1)$ d'une mesure quatre pointes obtenue sur une plaque AlGa_N/Ga_N après claquage

La méthode de claquage développée nous a permis d'effectuer une mesure de la résistance du canal (Fig. 3.9). Dès lors, on a cherché à étudier la qualité de la mesure ainsi développée. Pour cela sur l'échantillon de référence, on a effectué quatre cartographies identiques de 25 mesures. La figure 3.10 montre les résultats obtenus. On voit que pour un même échantillon, on obtient des mesures comprises entre $150 \Omega/sq$ et $600 \Omega/sq$. Cela correspond à une dispersion de plus de 100% sur l'ensemble de la plaque et une dispersion sur un même site pouvant atteindre 90%. Avec des structures lithographiées et une épitaxie similaire, on obtient une dispersion de mesure inférieure à 1% et une dispersion de plaque inférieure à 10%. Il apparaît donc nécessaire d'étudier en détail les facteurs d'imprécision de cette mesure.

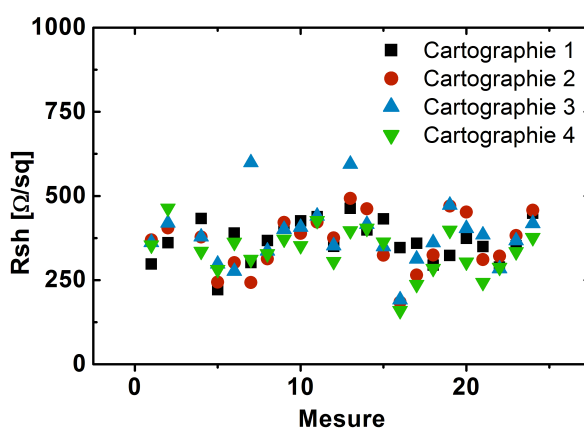


FIGURE 3.10 – Cartographies 1, 2, 3, 4 de mesure du R_{sh} sur l'échantillon de référence. Chaque mesure représente une position précise sur la plaque

Dans le reste de ce chapitre, nous allons analyser la mesure colinéaire avec établissement de

contact par claquage électrique afin de comprendre les causes d'imprécision de celle-ci et ainsi mieux la contrôler.

3.2 Importance du contact 2DEG/pointe

Dans le but d'étudier plus en détail la relation entre le mode de claquage, les valeurs de résistance de contacts créés et la mesure du R_{sh} , des mesures quatre pointes à différentes intensités de courant ont été faites. Dans la mesure quatre pointes (Fig. 3.11), l'intensité passant par les deux points centrales est fixée à zéro, car on effectue sur ces points des mesures de tension. Dès lors, on peut négliger leur résistance de contact. En faisant varier I_1 de -1mA à $+1\text{mA}$ on peut, en regardant la tension V_1 - V_2 , avoir une image de la résistance de contact sous la pointe 1, R_{c1} . De même, la tension V_3 donne une image de la résistance de contact sous la pointe 4, R_{c4} .

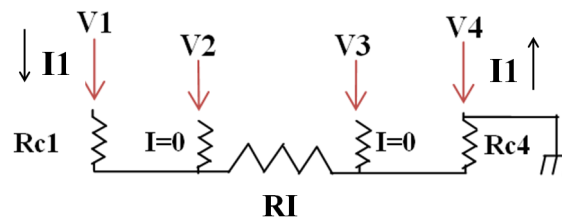


FIGURE 3.11 – Configuration des résistances de contact dans le cadre d'une mesure RI

3.2.1 Première asymétrie : caractéristique de diode du contact

La figure 3.12 montre les caractéristiques obtenues pour les tensions V_{12} et V_3 avec une intensité I_1 allant de -1mA à $+1\text{mA}$. Considérant que ces tensions renseignent sur les contacts R_{c1} et R_{c4} , on observe une importante asymétrie des caractéristiques. Pour R_{c1} (V_{12}) et R_{c4} (V_3), une résistance moins importante est systématiquement obtenue pour un courant entrant par la pointe associée (soit un courant I_1 positif pour R_{c1} et I_1 négatif pour R_{c4}).

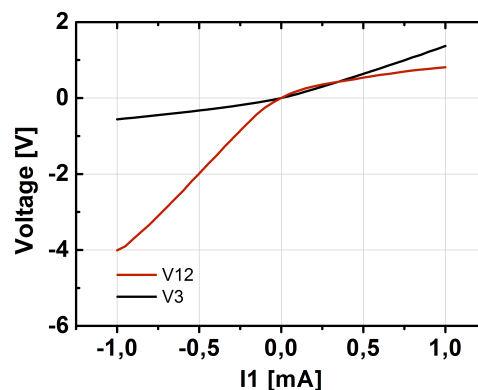
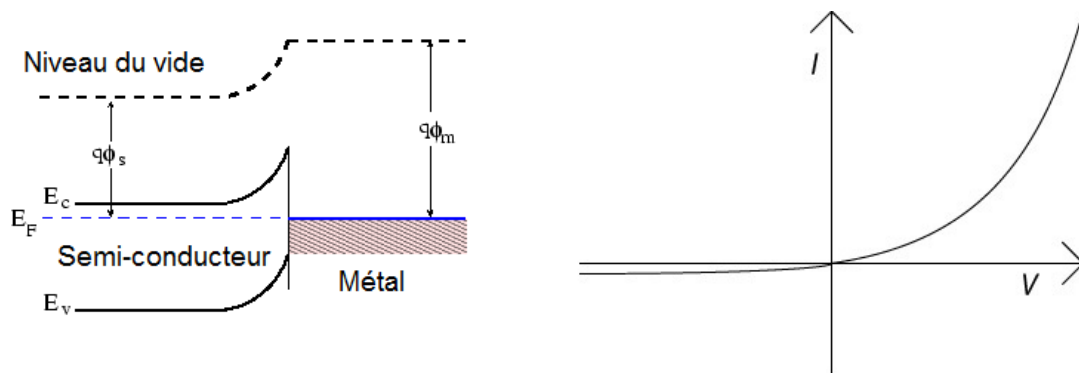


FIGURE 3.12 – Caractéristiques $V_{12}(I_1)$ et $V_3(I_1)$ dans la configuration RI après un claquage standard

Cette forte asymétrie de la résistance de contact est assimilable à un contact Schottky : c'est la première asymétrie de contact. Un contact Schottky se forme pour un semi-conducteur de type N et un métal lorsque le travail de sortie du semi-conducteur est inférieur à celui du métal. Dès lors, dans le semi-conducteur, une zone de déplétion se forme à l'interface et on assiste à une courbure des bandes vers le haut (Fig. 3.13a) avec la formation d'une barrière de potentiel au passage du courant. Il en résulte une caractéristique $I(V)$ typique d'un contact Schottky (Fig. 3.13b) avec une conduction largement asymétrique et limitée lorsque la jonction est polarisée en inverse.



(a) Schéma du diagramme des bandes d'énergie d'une jonction Schottky (b) Caractéristique $I(V)$ d'un contact Schottky

FIGURE 3.13 – Représentation schématique d'un contact Schottky

Le contact obtenu après claquage est assimilable à un contact Schottky. En effet, l'AlGa_N joue le rôle de zone de déplétion et de barrière. Quand la pointe est polarisée positivement (3.14a), la barrière d'AlGa_N est abaissée, facilitant le passage des électrons depuis le gaz 2D vers le métal. La résistance du contact est donc faible. Quand la pointe est polarisée négativement (3.14a), la barrière d'AlGa_N est relevée, empêchant le passage des électrons du métal vers le semi-conducteur. La résistance du contact est plus élevée.

3.2.2 Seconde asymétrie : influence de la polarité du claquage sur le contact

Une seconde asymétrie est engendrée par la polarisation lors du claquage. Une pointe polarisée négativement et une pointe polarisée positivement ne conduisent pas à la même résistance de contact. En effet, on voit sur la figure 3.12 que la résistance de contact R_{c1} associée à la caractéristique V12 est beaucoup plus élevée que la résistance de contact R_{c4} associée à la caractéristique V3. La résistance de contact semble donc dépendre de la polarisation des pointes lors du claquage.

L'hypothèse retenue est que, pour la pointe polarisée négativement, on force le courant alors que la barrière d'AlGa_N est plus importante, ce qui conduit à un claquage plus efficace car mettant en jeu plus d'énergie. Pour une pointe polarisée positivement, la barrière s'abaissant, le courant passerait plus simplement provoquant ainsi un claquage de moins bonne qualité. Les deux cas de figure sont illustrés sur la figure 3.14.

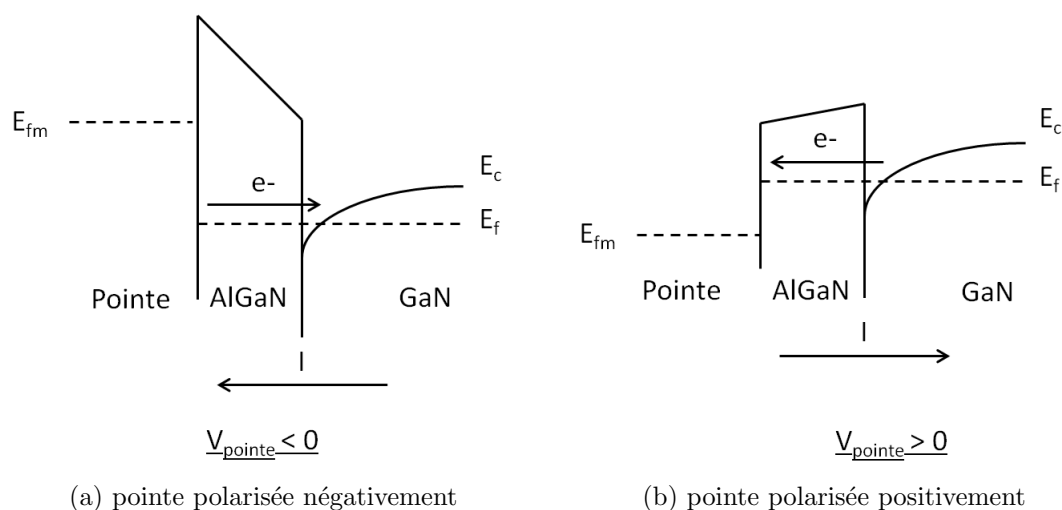


FIGURE 3.14 – Diagramme des bandes d'énergie pour un empilement Pointe/AlGaN/GaN

3.3 Maitrise de la mesure quatre pointes

Dans cette section, on a cherché à étudier l'influence de différents paramètres sur la mesure tel que la lumière ou le claquage. Les résultats sont présentés uniquement pour la configuration RI. Néanmoins, les mêmes effets ont été observés dans les configuration RII et RIII. Dans la suite, on nommera R_{sh} la résistance de couche déduite des mesures RI, RI,II ou RI,III.

3.3.1 Influence de la lumière sur la mesure

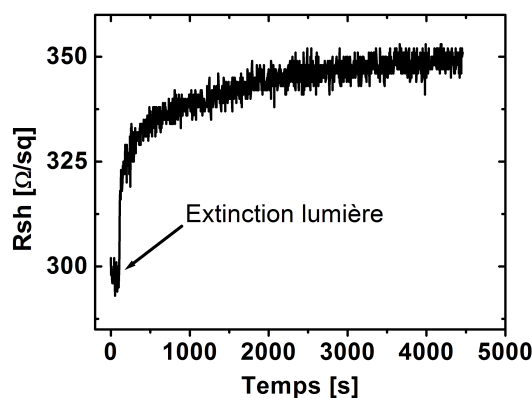


FIGURE 3.15 – Évolution du piégeage lors de la mesure R_{sh} après placement de l'échantillon dans l'obscurité

Pour des structures lithographiées de type Van Der Pauw, le rôle de la lumière sur la concentration d'électrons dans le gaz 2D ainsi que sur R_{sh} a été développé au chapitre 2. Nous avons donc cherché à étudier l'influence de la lumière sur la mesure quatre pointes colinéaires.

Sur la figure 3.15, on montre que pareillement à ce qui a été observé sur des structures Van Der Pauw, on observe ici une dérive de la résistance dans l'obscurité. Cette dérive a été associée à un piégeage d'électrons. On voit ici que pour obtenir une mesure constante et stable du R_{sh} , il est primordial d'effectuer la mesure sous éclaircissement.

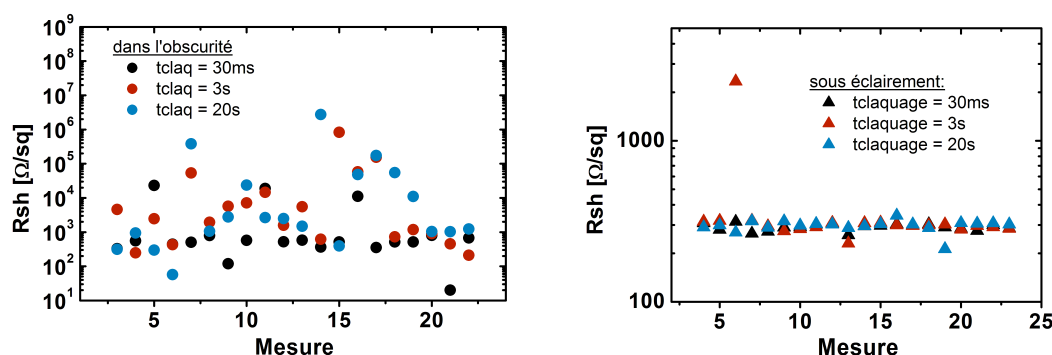
3.3.2 Maitrise du claquage et influence sur la mesure

3.3.2.1 Influence de la lumière sur le claquage

L'influence de la lumière sur la mesure ayant été prouvée, il nous a paru important d'étudier l'influence de la lumière sur le processus de claquage.

Sur l'échantillon de référence, plusieurs cartographies identiques sur vingt sites de mesure ont été effectuées après claquage avec polarisation standard. De cette manière, on a cherché à évaluer la dispersion de mesure sur un même endroit en fonction des conditions dans lesquelles le claquage a été fait. Le claquage varie selon deux facteurs : la durée de celui-ci et les conditions d'éclaircissement (dans l'obscurité ou sous éclaircissement). Dans les deux cas, la mesure est effectuée dans l'obscurité, contrairement aux remarques du paragraphe 3.3.1 mais pour être dans des conditions qui ne portent pas atteinte aux conclusions de la manipulation. Ces mesures sont reportées en figure 3.16a et figure 3.16b.

Avec un claquage dans l'obscurité, alors que les valeurs de résistance mesurées sont attendues autour de $300 \Omega/sq$, on note une dispersion importante. Certaines valeurs deviennent visiblement aberrantes avec des résistances supérieures à $1 k\Omega/sq$. Cette dispersion est d'autant plus importante que le temps de claquage augmente.



(a) Mesure du R_{sh} dans l'obscurité après un claquage à temps variable dans l'obscurité. Chaque mesure représente une position précise sur la plaque

(b) Mesure du R_{sh} dans l'obscurité après un claquage à temps variable sous éclaircissement. Chaque mesure représente une position précise sur la plaque

FIGURE 3.16 – Comparaison du claquage dans l'obscurité et sous éclaircissement

Pour un claquage avec éclaircissement, on observe une bonne précision avec peu de dispersion sur la plaque (Fig. 3.16b). De plus, le temps de claquage n'influence pas la valeur obtenue. La

lumière agit donc comme un moyen de stabilisation du claquage.

En figure 3.17, on rapporte l'évolution de plusieurs mesures visiblement fausses : elles sont supérieures d'une décade à la valeur attendue. Elles ont été obtenues après un claquage dans l'obscurité. On observe dans l'ensemble une décroissance de R_{sh} en fonction du temps. Néanmoins, le phénomène reste aléatoire avec des valeurs de R_{sh} très différentes mais toutes supérieures à la valeur attendue.

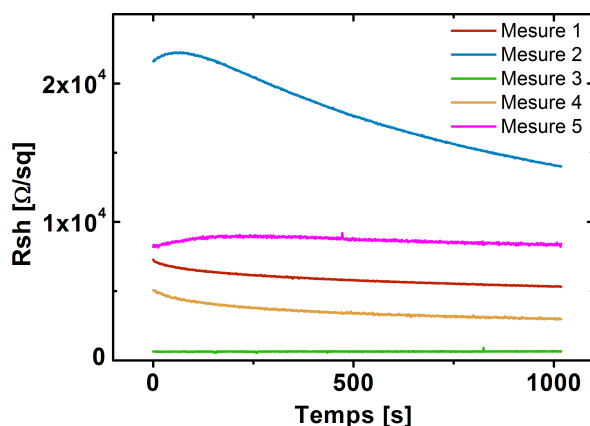


FIGURE 3.17 – Évolution de cinq mesures de R_{sh} dans l'obscurité et en fonction du temps après un claquage dans l'obscurité induisant des mesures de R_{sh} aberrantes

Une des hypothèses retenue est que le claquage dans l'obscurité provoquerait un piégeage de charges dans la zone où on cherche à évaluer R_{sh} . Dès lors, la résistance mesurée serait bien plus élevée. L'évolution décroissante des valeurs de R_{sh} montrée sur la figure 3.17 semble confirmer cette hypothèse. On a donc cherché à voir s'il était possible de dé-piéger ces charges afin d'obtenir une bonne mesure de R_{sh} .

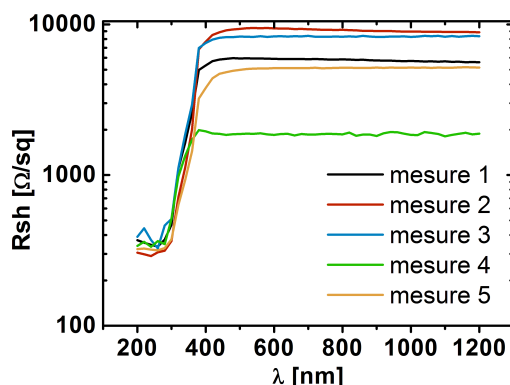
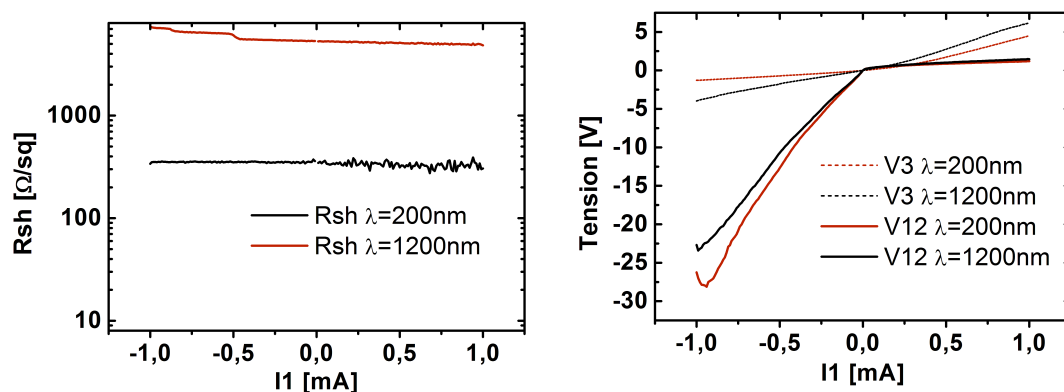


FIGURE 3.18 – Évolution de cinq mesures aberrantes de R_{sh} sous une source lumineuse contrôlée en λ après claquage dans l'obscurité

Sur la figure 3.18, l'influence de la lumière pour corriger les mesures fausses a été démontrée. Après un claquage dans l'obscurité induisant une mesure erronée, on a placé l'échantillon sous une lampe à longueur d'onde variable. On a utilisé un monochromateur afin de faire varier la longueur d'onde depuis 1200nm jusqu'à 200nm.

On observe pour les 5 mesures étudiées une légère diminution du R_{sh} à partir de $\lambda = 500nm$. Pour une longueur d'onde de 380nm, R_{sh} diminue très franchement pour atteindre la valeur obtenue après un claquage sous éclairement. Les dynamiques observées sont semblables à celles obtenues pour un dé-piégeage. Il est intéressant de noter que la longueur d'onde de 380nm correspond à une énergie de 3,3eV, soit une énergie proche de celle du gap du Ga_N (3,4 eV) mais aussi de celle du gap de l'AlGa_N (3,9eV). Néanmoins durant la thèse, rien ne nous a permis de discriminer l'un ou l'autre des matériaux et ainsi d'en déduire la localisation du piégeage.

Pour le cas de la mesure 5, les caractéristiques V12, V3 et R_{sh} ont été tracées pour $\lambda=1200nm$ puis $\lambda=300nm$ (Fig. 3.19). On observe pour $\lambda=1200nm$ une résistance bien plus élevée. Néanmoins, les caractéristiques V12 et V3 à $\lambda=1200nm$ sont déjà ohmiques et ne montrent aucun signe d'aberration. On obtient donc des valeurs de R_{sh} incohérentes malgré des caractéristiques correctes pour Rc_1 et Rc_4 . Il semblerait que le claquage dans l'obscurité provoque un piégeage influençant le gaz 2D que l'on cherche à mesurer. L'utilisation d'une source de lumière permettrait de dé-piéger des électrons et d'obtenir ensuite une mesure correcte.



(a) Caractéristique $R_{sh}(I_1)$ de la mesure 5 de Fig.3.18 pour 1200nm et 300nm (b) Caractéristique V12(I_1) et V3(I_1) de la mesure 5 de Fig.3.18 pour 1200nm et 300nm

FIGURE 3.19 – Caractéristique pour la mesure 5 de la figure 3.18 à $\lambda = 300$ et 1200nm

Afin d'étudier plus en détail l'influence de la lumière entre les longueurs d'onde 300 et 500nm, plusieurs mesures transitoires à 300, 400, 450 et 500nm ont été effectuées. La résistance R_{sh} inverse a été représentée en fonction du temps en logarithme à partir du moment où l'échantillon a été placé sous éclairement (Fig. 3.20).

On voit ici qu'en fonction de la longueur d'onde utilisée, la dynamique du dé-piégeage évolue. Pour une longueur d'onde de 300nm, un dé-piégeage rapide est observé. Le temps de dé-piégeage augmente avec une longueur d'onde de 400nm. Pour des longueurs d'onde de 450 et 500nm un dé-piégeage plus faible et très limité est observé. Une dynamique de dé-piégeage plus importante de R_{sh} est néanmoins observée avec l'utilisation d'une source lumineuse à 450nm. Dans les deux

cas, 1000 secondes après avoir placé l'échantillon sous éclairage la valeur correcte de R_{sh} n'est toujours pas atteinte.

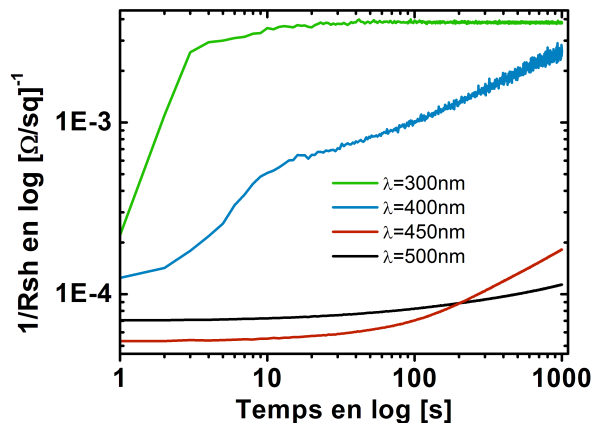


FIGURE 3.20 – Évolution de mesures R_{sh} aberrantes pour différentes longueurs d'ondes

3.3.2.2 Corrélation entre la résistance de contact et le bruit de la mesure R_{sh}

Comme montré précédemment, on peut assimiler la mesure à un système à trois résistances : R_I , R_{C_1} et R_{C_4} . Sur la figure 3.9, on observe une augmentation significative du bruit pour une intensité de mesure positive. Or, on a vu précédemment que les résistances de contact avaient des caractéristiques très dissymétriques selon le sens du courant (Fig. 3.12). Il semblerait donc que les niveaux de résistance de contact aient une influence sur le bruit de mesure.

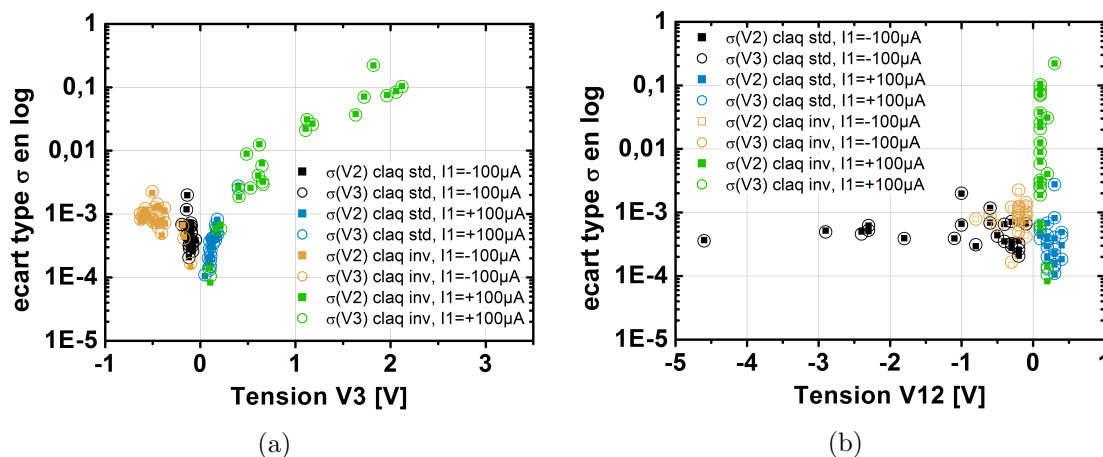


FIGURE 3.21 – $\sigma(V2)$ et $\sigma(V3)$ représentés en fonction de $V3$ (a) et $V12$ (b) pour un claquage standard ou opposé et une intensité de mesure positive ou négative

Sur l'échantillon de référence, on a cherché à analyser l'influence des résistances R_{C_1} et R_{C_4} sur la mesure. Comme expliqué précédemment (Fig. 3.11) on peut accéder à R_{C_1} à travers $V12$ et R_{C_4} via $V3$. Dès lors, une cartographie d'une vingtaine de mesures a été effectuée afin d'analyser la relation entre ces tensions et le bruit sur $V12$ et $V3$. Ensuite, on a analysé la relation

entre ces tensions et le bruit de mesure sur R_{sh} . Afin d'étudier l'influence des deux dissymétries de résistance après claquage déjà mentionnées (3.2), on a fait varier le type de claquage mis en œuvre (standard ou opposé) ainsi que le sens du courant injecté pour la mesure de R_{sh} (positif ou négatif).

Tout d'abord, on voit sur la figure 3.21a une importante corrélation entre l'écart type sur V2 et V3 et la tension V3. Le bruit sur les tensions mesurées pour évaluer R_{sh} (V2 et V3) dépend directement de la valeur de la résistance R_{c4} : une résistance plus élevée induit plus de bruit. Au contraire, la figure (3.21b) ne montre aucun lien entre l'écart type sur V2 et V3 et la tension V12. La valeur de la résistance R_{c1} n'influence pas le bruit sur les tensions V2 et V3.

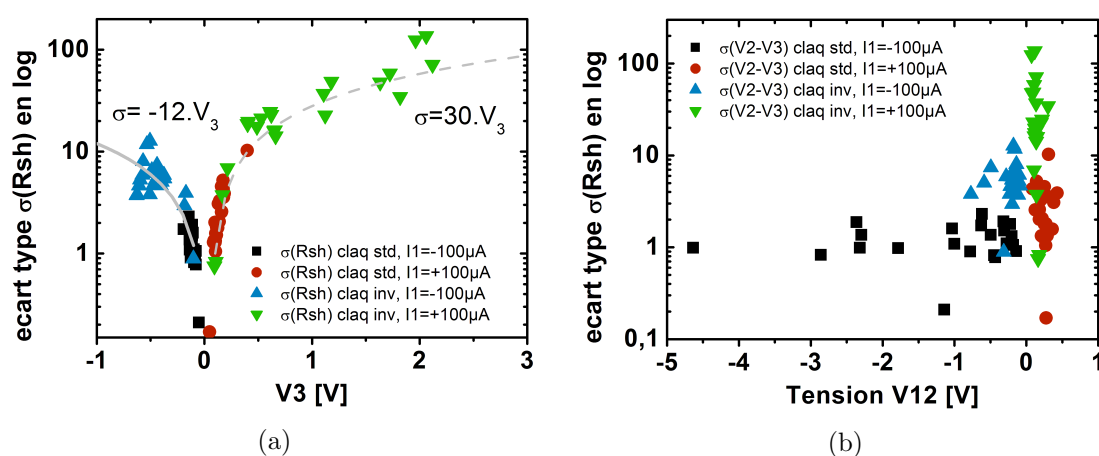


FIGURE 3.22 – $\sigma(R_{sh})$ représenté en fonction de V3 (a) et V12 (b) pour un claquage standard ou opposé et une intensité de mesure positive ou négative

On s'intéresse désormais au bruit sur la chute de tension utilisée pour évaluer R_{sh} : V2-V3. Nous le notons indifféremment $\sigma(R_{sh})$ ou $\sigma(V2-V3)$. Sur la figure 3.22a, on observe une importante corrélation entre le bruit sur la mesure R_{sh} et la tension V3. En revanche, aucun lien n'est observé entre le bruit sur la mesure R_{sh} et la tension V12 (Fig. 3.22b). Le bruit sur la mesure dépend donc là encore de la résistance R_{c4} et est indépendant de la résistance R_{c1} .

Comme on pouvait s'y attendre le bruit sur R_{sh} dépend du bruit sur les tensions V2 et V3 et on a vu la relation entre le bruit sur ces deux tensions et la tension V3. La tension V3 est une image de R_{c4} (Fig. 3.11), on peut affirmer que le bruit de mesure est fixé par la pointe qui se trouve à la masse. Pour obtenir une mesure peu bruitée, il est important d'obtenir une résistance de contact faible sur cette pointe.

Pour toutes ces courbes, on voit que pour un même claquage, un bruit de mesure plus faible est toujours obtenu pour une intensité de mesure $I=-100\mu\text{A}$ ($V3 < 0$). De plus, on observe une différence de pente de la courbe $\sigma(VR_{sh})=f(V3)$ sur la figure 3.22a en fonction du sens du courant. Cela est dû à la première asymétrie observée sur le contact. En effet, nous avons montré que les contacts sont moins résistifs pour un courant entrant. R_{c4} sera donc moins résistive pour I1 négatif.

A intensité de mesure identique, on observe un bruit plus faible pour le claquage standard

(symboles rouges sur Fig. 3.22a ou bleus sur Fig. 3.21a) par rapport au claquage inverse (symboles verts sur Fig. 3.22a ou Fig. 3.21a). C'est une conséquence de la seconde asymétrie de contact. Lors du claquage standard, la couche d'AlGa_N sous la pointe associée à R_{c4} a été claquée à une polarisation négative alors que lors du claquage inverse, elle a été claquée à une polarisation positive. En conséquence, sa résistance de contact et donc le bruit sur la mesure de R_{sh} sont moins élevés pour le claquage standard.

3.3.2.3 Influence de la tension de claquage sur la mesure

Afin de mieux maîtriser la mesure, il est utile de comprendre plus précisément le claquage. Nous avons donc étudié l'influence de la tension de claquage sur plusieurs cas de figures. D'abord, nous avons analysé l'influence de la tension de claquage sur les caractéristiques I-V entre deux pointes non claquées puis entre deux pointes dont l'une a déjà été claquée. Enfin, l'incidence de la tension de claquage sur la mesure quatre pointes a été montrée.

Caractéristique de claquage entre deux pointes

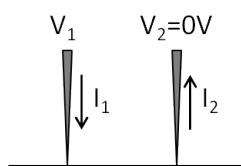


FIGURE 3.23 – Configuration 2 pointes pour l'étude de l'apparition du claquage

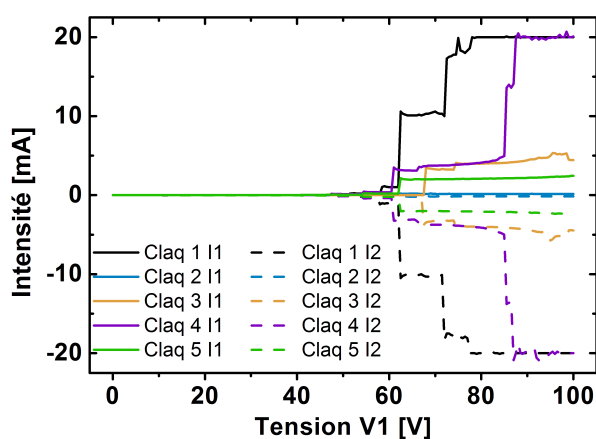


FIGURE 3.24 – Évolution de l'intensité à travers les deux pointes pour une tension V_1 allant de 0 à +100V

Premièrement, on a étudié le claquage entre deux pointes. Une pointe a été laissée à la masse et on a fait varier la seconde de 0 à +100V (Fig. 3.23). Les courants I_1 et I_2 sont représentés sur la figure 3.24 pour différents claquages en fonction de la tension de V_1 . Pour les cinq cas

représentés, on observe une nette augmentation du courant aux alentours de $V_1=50V$. Cela témoigne d'un claquage et de l'apparition d'un contact.

Pour étudier plus en détails la formation des contacts, dans la même configuration on a regardé les caractéristiques associées à différentes tensions de claquage. On a effectué entre deux pointes un claquage à +25V, +50V, +75V et +100V puis on a regardé les caractéristiques entre -1 et 1V avec le chuck en l'air. On semble observer à partir de +50V l'établissement d'un contact avec une diminution brutale de la résistance de la caractéristique. La résistance électrique semble ensuite diminuer avec l'augmentation de la tension de claquage.

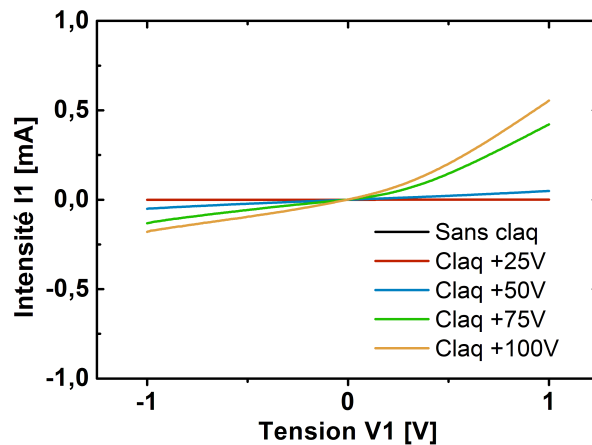


FIGURE 3.25 – Apparition d'un contact lors de claquages successifs positifs entre deux pointes immobiles

Caractéristiques de claquage d'une pointe

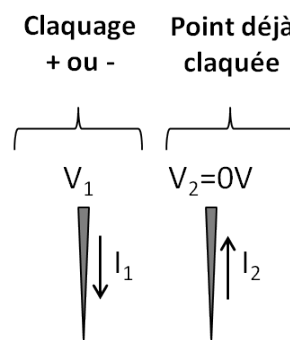


FIGURE 3.26 – Configuration 2 pointes pour l'étude de l'apparition du claquage

Chow explicite dans sa publication une relation entre bande interdite et tension de claquage [8]. De cette relation et de la largeur de la bande interdite de l'AlGa_N déduite des travaux de Brunner [9], on en conclut que la tension de claquage de l'AlGa_N se situe aux alentours de 4MV/cm. Pour une épaisseur de 24nm, la tension de claquage attendue est donc de 10V entre

une pointe et le gaz 2D ou de 20V entre deux pointes. Or, on voit sur les figures 3.24 et 3.25 un claquage qui se situe aux alentours de 50V. Il apparaît nécessaire de comprendre le décalage observé entre la tension de claquage théorique et la tension de claquage expérimentale. Pour cela, nous avons étudié le claquage d'une pointe avec le gaz 2D. Le contact direct avec le gaz 2D a été obtenu grâce à une pointe déjà claquée. Cette pointe est donc maintenue à 0V et on fait varier progressivement de 0 à +/-100V la tension sur la pointe dont on veut étudier le claquage (Fig.3.26). Les résultats obtenus sont représentés sur la figure 3.27.

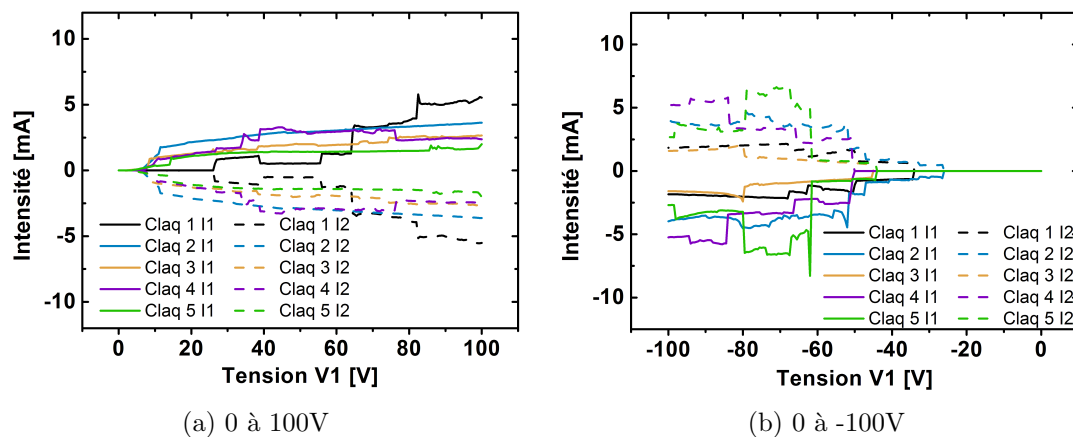


FIGURE 3.27 – Claquage d'une pointe : évolution de l'intensité à travers les deux pointes pour une tension V_1 allant de 0 à +/-100V

Pour une pointe allant de 0 à 100V (Fig. 3.27a), on observe pour chacun des cinq cas représentés une augmentation de l'intensité entre les pointes, synonyme de claquage, à partir de $V_1=10V$. Ceci est cohérent avec la tension de claquage de l'AlGa_N. A l'inverse, pour une pointe allant de 0 à -100V (Fig. 3.27b), on observe une augmentation moins soudaine et plus dispersée de l'intensité pour V_1 compris entre -30 et -50V. Il semblerait donc que la polarisation négative d'une pointe nécessite une tension plus importante pour claquer la barrière d'AlGa_N. Ceci est cohérent avec les hypothèses que nous avons émises concernant la double asymétrie du claquage (chap. 3.2). Afin de vérifier cette hypothèse, on a regardé les caractéristiques associées à différentes tensions de claquage. Comme précédemment, on a claqué une pointe à +/-25V, +/-50V, +/-75V et +/-100V par rapport à une pointe déjà claquée. On a ensuite représenté les caractéristiques obtenues en faisant varier la pointe nouvellement claquée entre -1 et 1V avec la pointe déjà claquée à la masse et le chuck en l'air. Les caractéristiques obtenues sont représentées sur la figure 3.28.

Pour un claquage positif (Fig. 3.28a), en accord avec ce qui a été observé précédemment (Fig. 3.27a), on observe dès +25V l'apparition d'un contact. On remarque que le contact obtenu possède une importante dissymétrie, avec une résistance de contact bien plus faible pour un courant entrant. Aucune évolution du contact n'est observé avec l'augmentation de la tension de claquage. En revanche, pour une tension de claquage négative (Fig. 3.28b), aucun claquage n'est visible à -25V. A partir de -50V, on observe l'apparition d'un contact très dissymétrique, avec une résistance plus faible pour un courant entrant. Avec les tensions de claquage -75 et -100V, on voit une nette évolution du claquage avec une diminution de la résistance de celui-ci.

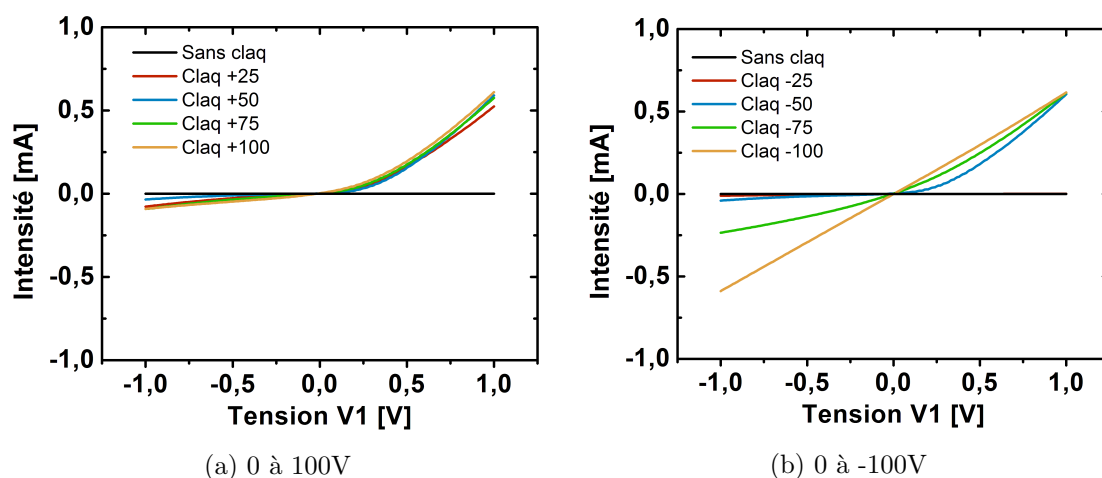


FIGURE 3.28 – Claquage d’une pointe : apparition d’un contact lors de claquages positifs ou négatifs entre deux pointes immobiles

Pour un claquage à -100V, la caractéristique paraît symétrique.

Les mesures effectuées sur le claquage d’une pointe semblent confirmer les hypothèses établies précédemment concernant les dissymétries de claquage (Chap. 3.2). Premièrement, et en accord avec la première dissymétrie, on observe dans la majorité des cas une résistance de contact plus faible pour un courant entrant par la pointe étudiée. Deuxièmement, on voit que la polarisation négative d’une pointe si elle nécessite des tensions plus importantes, permet aussi au final d’obtenir une résistance de contact plus faible, conformément à la seconde asymétrie de claquage. C’est pour cette raison que l’obtention de bonnes résistances de contact requiert l’application de tension largement supérieures aux tensions de claquage de l’AlGa_N.

Influence du claquage sur le bruit de mesure

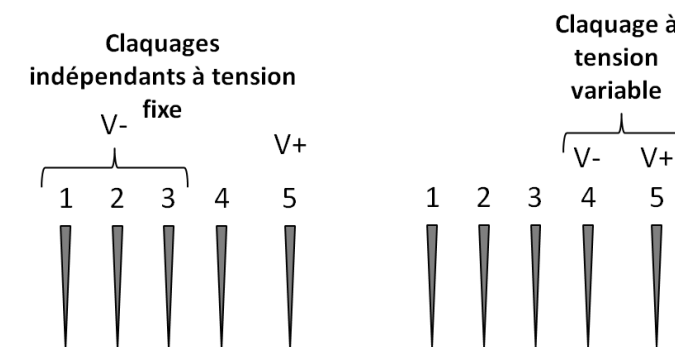


FIGURE 3.29 – Configuration 5 pointes pour l’étude du claquage progressif de R_{c4}

Il a été montré (Chap. 3.3.2.2) que le bruit de mesure est fixé par la résistance de contact R_{c4} . On vient de voir que pour un claquage négatif, l’augmentation de la tension de claquage

permet de diminuer les résistances de contact (Fig. 3.28b). Cela devrait donc avoir une influence sur le bruit de mesure.

Pour évaluer cette influence, on utilise une configuration à 5 pointes. Les trois premières pointes ont vu un claquage négatif par rapport à la 5ème pointe. Pour le claquage de la 4ème pointe par rapport à la 5ème, on fait varier la tension (Fig. 3.29) de 0 à -100 par pas de -10V. De cette façon, on peut voir l'évolution de R_{c4} selon sa tension de claquage et l'influence qui s'ensuit sur le bruit de la mesure R_{sh} .

La figure 3.30 montre le résultat obtenu. On a représenté le bruit de mesure ainsi que la tension V3 en fonction de la tension de claquage de la quatrième pointe.

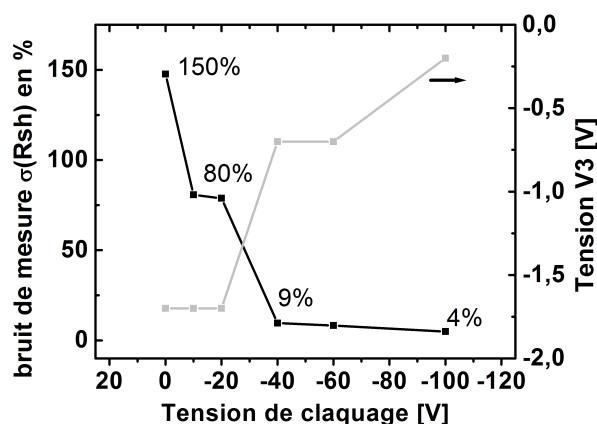


FIGURE 3.30 – Évolution de $\sigma(R_{sh})$ et V3 en fonction de la tension de claquage

On observe une amélioration importante du bruit de mesure pour des tensions situées entre 20 et 50V. Comme montré précédemment (Fig. 3.28b), cela correspond à l'apparition d'un contact. Entre 50 et 100V, une amélioration est encore observée mais elle est plus faible. On voit que la diminution du bruit de mesure est liée à une diminution de la tension V3. On peut donc en déduire que l'augmentation de la tension de claquage permet une diminution de la résistance de contact R_{c4} et que cela se traduit par une diminution de la tension V3 et du bruit de mesure.

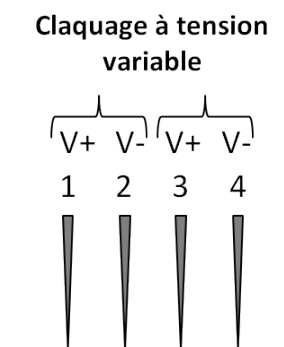


FIGURE 3.31 – Configuration 4 pointes pour l'étude du claquage progressif

Pour confirmer l'influence de la tension sur le bruit de mesure, on a répété l'expérience en faisant cette fois varier le claquage sur les quatre points (Fig. 3.31). Une cartographie de 5 points a été réalisée.

On a cette fois-ci claqué la couche d'AlGa_N sous les quatre pointes progressivement entre 30 et 200V par pas de 30V. Pour chaque point, on a suivi le bruit de mesure associé (Fig. 3.32).

A nouveau, on observe une importante diminution du bruit de mesure aux alentours de 50V. Ceci est synonyme d'apparition d'un contact comme évoqué plus haut (Fig. 3.25). Une fois les contacts formés, on observe une légère diminution du bruit de mesure pour des tensions de claquage comprise entre 100V et 200V.

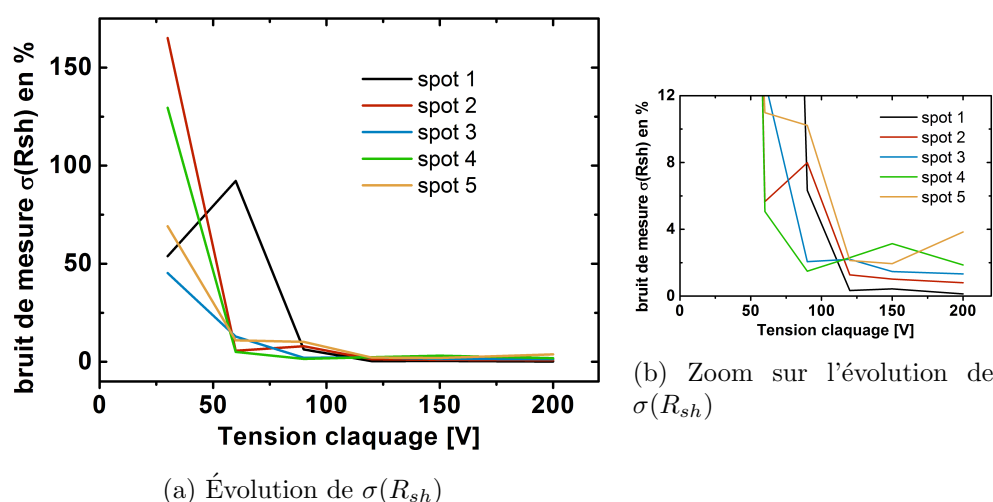


FIGURE 3.32 – Évolution de $\sigma(R_{sh})$ en fonction de la tension de claquage pour six spots différents de l'échantillon de référence

On a montré dans ce chapitre que contrairement à ce qui est attendu, le claquage de la couche d'AlGa_N entraînant l'apparition d'un contact entre deux pointes intervient aux alentours de 50V. Il semblerait que cela soit dû au claquage de la pointe polarisée négativement (Fig. 3.28b). Avec l'augmentation de la tension de claquage, on observe une diminution du bruit de mesure. On en conclut donc qu'il n'est pas nécessaire pour faire une mesure d'augmenter la tension de claquage jusqu'à 200V. Néanmoins cela permet d'obtenir un bruit de mesure plus faible.

3.4 Qualification des mesures de résistance de couches

On a montré que la mesure peut être bruitée ou incorrecte. En conséquence, on a cherché à développer un critère permettant d'évaluer la mesure obtenue. Ensuite, la précision de la mesure a été évaluée en fonction des différents paramètres étudiés précédemment.

3.4.1 Mise en place d'un critère de détection des mesures erronées

3.4.1.1 Apparition d'une détérioration des contacts

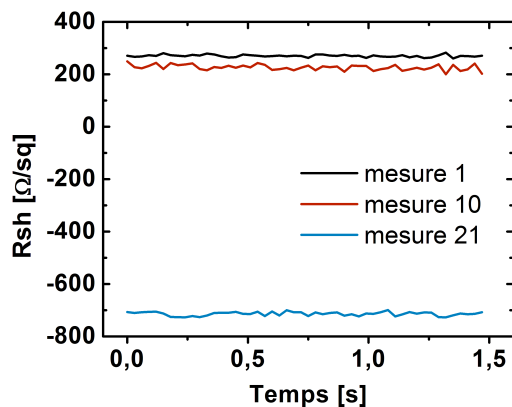


FIGURE 3.33 – Illustration de la variabilité de R_{sh} sur un même endroit après plusieurs mesures et claquages successifs

Pour mieux juger de nos critères de qualité de la mesure, on a cherché à provoquer des mesures erronées. Pour cela, sur un même endroit de l'échantillon de référence, plusieurs claquages et mesures du R_{sh} ont été successivement effectués. Après un certain nombre de cycle "claquage puis mesure", on a pu induire une dégradation. La figure 3.33 représente la diminution de la valeur de R_{sh} en fonction de la mesure et du claquage. On voit que pour la mesure 1, on obtient une valeur de R_{sh} conforme à ce qui est attendu, aux alentours de $300 \Omega/sq$. Après 10 claquages et mesures, le bruit sur la mesure augmente et la valeur mesurée diminue. Enfin, après 21 claquages et mesures, on mesure une valeur négative et erronée à $-700 \Omega/sq$.

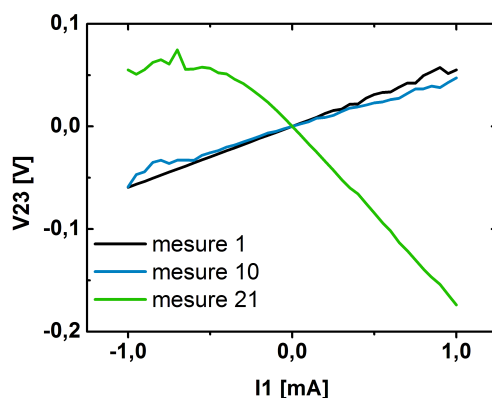


FIGURE 3.34 – Illustration de la perte de linéarité de la caractéristique $V_{23}(I)$ après des claquages répétés

Afin de comprendre le mécanisme de dégradation, on a comparé sur la figure 3.34 les ca-

caractéristiques de V23 pour I1 allant de -1 à +1mA pour les mesures 1, 10 et 21. Pour la mesure 1, on a une bonne linéarité de la caractéristique avec une augmentation du bruit pour I1 positive. On observe pour la mesure 10 une augmentation du bruit et une diminution de la linéarité. Pour la mesure 21, on note une chute de tension entre les pointes 2 et 3 et une inversion de la polarité : la mesure n'est plus possible.

3.4.1.2 Critère de fiabilité

Il est important de mettre en place un critère pour juger de la validité de la mesure. Pour cela, on a utilisé les configurations RII et RIII explicitées par Van Der Pauw (Fig.3.4). Pour rappel, les configurations RII et RIII sont utilisées pour corriger les erreurs d'alignement et de distance entre les pointes. Pour cela, on combine la valeur mesurée avec RI et celle mesurée avec RII (eq. 3.19) ou RIII (eq. 3.18). On définit ainsi trois mesures de la résistance R_{sh} : RI, RI,II, RI,III.

Au bout d'un certain nombre de claquages, on a montré qu'une détérioration de la mesure apparaissait. La figure 3.35 montre les trois R_{sh} calculés : RI, RI,II, RI,III. A partir de la 5ème mesure, on observe une divergence sur les trois mesures. L'ajout des configurations RII et RIII nous permet donc de détecter les mesures fausses.

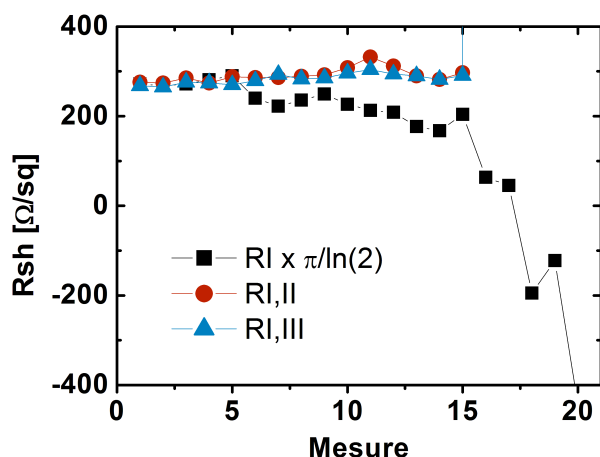


FIGURE 3.35 – Comparaison de l'évolution R_{sh} pour les configurations RI, RI,II,RI,III en fonction du nombre de mesure et claquage

Dès lors, un premier critère de fiabilité de la mesure a été établi comme suit : si une différence supérieure à 5% est observée entre les valeurs de résistance de couche mesurées avec les configurations RI, RI,II, RI,III alors la mesure est considérée fausse.

3.4.1.3 Amélioration du claquage

Suite aux effets montrés précédemment, plusieurs méthodes de claquage ont été mises en place pour obtenir une mesure plus précise. Nous avons illustré précédemment l'importance de la polarisation durant le claquage sur les résistances de contact et donc sur la précision. Afin d'obtenir des mesures RII et RIII peu bruitées, il est très important que toutes les résistances de contact soient faibles ou au moins celles associées aux pointes 2, 3 et 4. Pour ceci, nous avons

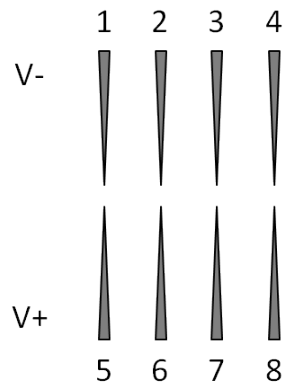


FIGURE 3.36 – Illustration du claquage à huit pointes développé

développé un claquage à huit pointes (Fig. 3.36). Chaque pointe est claquée par rapport à la pointe se trouvant en face. De cette façon, on obtient une rangée de pointes qui a été claquée à une tension négative nous permettant ainsi d'avoir des résistances de contact plus faible.

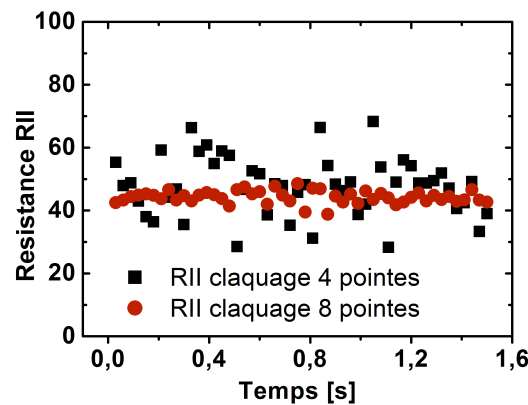


FIGURE 3.37 – Comparaison du bruit sur RII pour un claquage à 4 ou 8 pointes en fonction du temps

La figure. 3.37 montre le bruit obtenu lors de la mesure de RII selon que l'on ait effectué un claquage 4 ou 8 pointes. On voit avec le claquage à 8 pointes une nette diminution du bruit.

3.4.2 Évaluation de la précision obtenue avec la méthode développée

3.4.2.1 Protocole mis en place

Les expériences menées sur la mesure colinéaire nous ont permis d'établir un protocole de mesure éprouvé. Comme expliqué précédemment (3.4.1.2), en se basant sur les configurations RII, RIII un premier critère pour juger de la validité de la mesure a été mis en place. D'autres critères reposant sur ces deux configurations ont été utilisés dans ce protocole.

Soit quatre pointes utilisées dans les trois configurations décrites par Van Der Pauw (Fig. 3.38). L'injection du courant se fait par la pointe 1, la pointe 4 est mise à la masse. Les pointes 2 et 3 servent à mesurer la différence de potentiel.

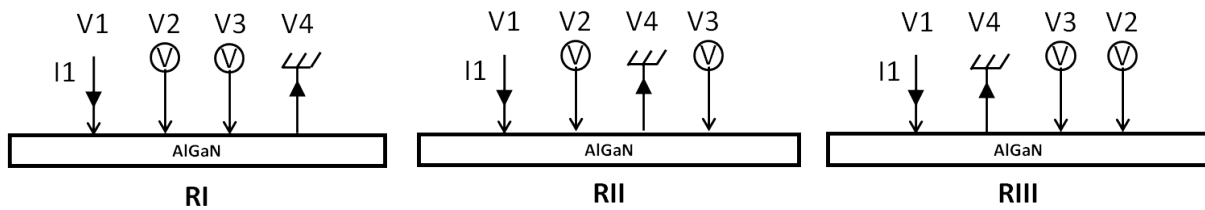


FIGURE 3.38 – Illustration des configurations RI, RII, RIII utilisées pour la mesure de R_{sh}

Voici les critères retenus :

- $-5\Omega < RI - RII - RIII < +5\Omega$
- V2 toujours supérieur à V3
- $\sigma(R_{sh}) < 5\%$
- La différence entre la valeur de R_{sh} mesurée avec RI, RI et RII, RI et RIII doit être inférieure à 5%
- $I1 = -I4$

3.4.2.2 Évolution de la précision de la mesure R_{sh}

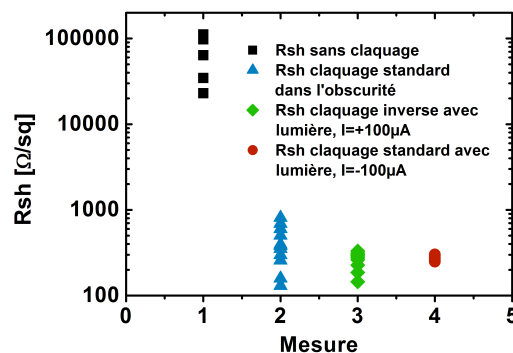
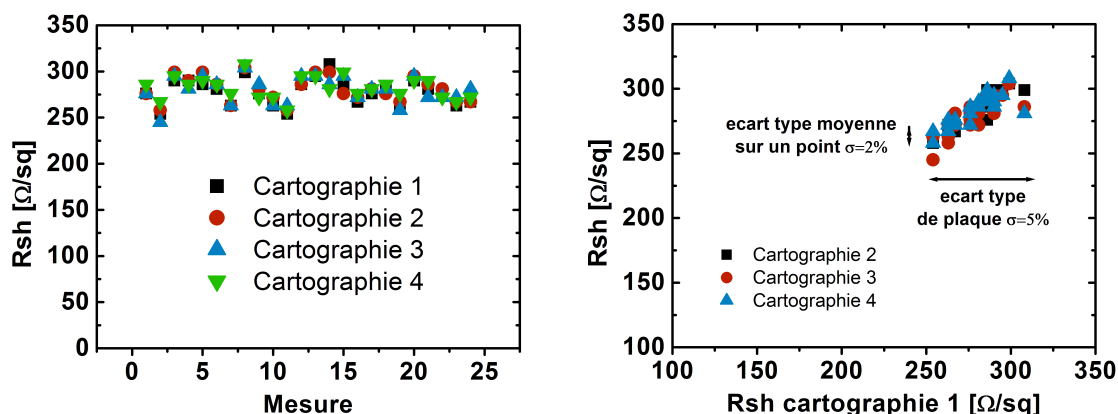


FIGURE 3.39 – Illustration de l'amélioration de la mesure de R_{sh} en fonction du claquage

Sur notre plaque de référence, on a effectué plusieurs cartographies afin d'illustrer l'influence sur la mesure des différents facteurs étudiés dans ce chapitre (Fig. 3.39). Sans claquage, on voit qu'une valeur aberrante est obtenue. L'écart type associé est de 60%. Avec un claquage dans l'obscurité, on obtient une mesure du bon ordre de grandeur mais avec un écart type toujours de l'ordre de 60%. Avec le claquage inverse sous illumination un écart type de 15% est observé. Enfin, avec le claquage huit pointes sous illumination, une bonne mesure est obtenue avec une

précision de 5%.



(a) R_{sh} des quatre cartographies. Chaque mesure représente un endroit distinct de la plaque (b) R_{sh} des cartographies 2,3,4 en fonction de la cartographie 1

FIGURE 3.40 – Cartographies 1, 2, 3, 4 de mesure du R_{sh} sur l'échantillon de référence avec le claquage développé

Afin d'illustrer la précision de la mesure en elle même, quatre cartographies de l'échantillon de référence ont été réalisées (Fig. 3.40). Le but est ici d'évaluer la précision de la mesure et de distinguer la dispersion liée à la plaque et celle liée à la mesure. La figure 3.40a est à comparer avec les cartographies du même échantillon réalisées en début d'étude (Fig. 3.10). On voit ici une bien meilleure maîtrise de la mesure. La figure 3.40b illustre les deux écart type mesurés. L'écart type mesuré sur l'ensemble de la plaque pour les quatre cartographies est de 5%. L'écart type moyen atteint sur un même site de mesure est de 2%. Dès lors, on peut dire que la dispersion de mesure est de 2% et la dispersion d'épitaxie pour cet échantillon est de 5%.

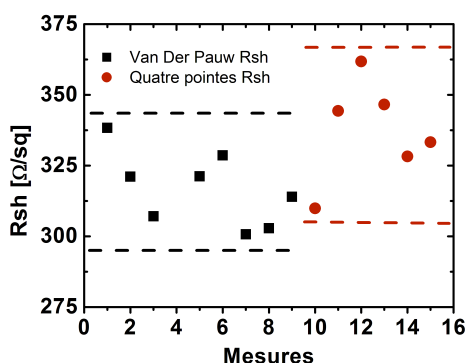


FIGURE 3.41 – Comparaison des mesures R_{sh} obtenues par Van Der Pauw ou quatre pointes sur un même échantillon

Sur un second échantillon ayant la même épitaxie que l'échantillon de référence, des struc-

tures Van Der Pauw ont été lithographiées. On a mesuré la résistance R_{sh} avec : la méthode colinéaire ou les structures Van Der Pauw. On voit sur la figure 3.41 un très bon accord entre les deux types de mesures.

3.4.2.3 Application de la méthodologie développée à une autre technologie

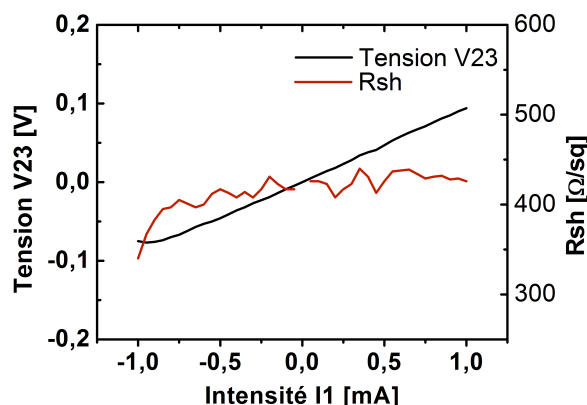


FIGURE 3.42 – Caractéristiques V23(V1) et R_{sh} (V1) sur une plaque de Si recouvert de SiO_2 après claquage

Nous avons montré qu'il était possible d'effectuer des mesures de R_{sh} sur une plaque AlGa_N/Ga_N bien que le gaz 2D soit recouvert d'une couche isolante d'AlGa_N. Afin de juger de l'adaptabilité de cette technique à d'autres technologies, nous avons essayé de mesurer R_{sh} sur une plaque de Si recouverte de 7nm de SiO_2 .

La figure 3.42 montre qu'avec l'utilisation de notre méthode de claquage, un contact ainsi qu'une mesure sont possibles. On observe une bonne linéarité de V23 pour I1 de -1mA à 1mA. De plus, la valeur de R_{sh} mesurée est constante.

Enfin, une cartographie des mesures R_{sh} effectuées sur ce wafer a été représentée sur la figure 3.43. On observe une valeur de R_{sh} stable pour les mesures RI et RI,III. Néanmoins, les valeurs obtenues avec la mesure RI,II sont très dispersées. De plus, on observe un décalage entre les valeurs déduites des mesures RI et RI,III. Afin d'adapter parfaitement la mesure développée à une autre technologie tel que des plaques de Si recouvertes de SiO_2 , il apparaît nécessaire d'étudier plus en détail la mesure obtenue afin de diminuer la dispersion entre les mesures RI, RI,II et RI,III. Toutefois, cela dépasse le cadre de notre étude.

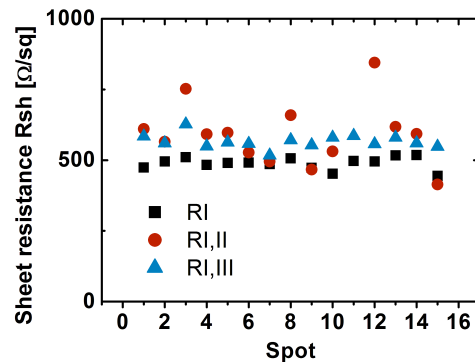


FIGURE 3.43 – Application de la méthode de claquage développée à une plaque de Si recouvert de 7nm de SiO_2

3.5 Conclusion

A travers l'étude d'un échantillon de référence et grâce à la méthode de claquage mise au point, on a adapté la mesure quatre pointes développée par Valdes et Van Der Pauw à des substrats HEMT AlGa_N/Ga_N. Cette méthode permet une évaluation rapide des plaques en sortie d'épitaxie. Le bruit de mesure a été contrôlé grâce à une optimisation du claquage et de la séquence de mesure. Un paramètre de détection des mesures erronées a été développé.

Cette méthode est utilisée aujourd'hui sur la ligne de fabrication des plaques 200mm AlGa_N/Ga_N-on-Si du CEA LETI.

Bibliographie

- [1] N. Ikeda, S. Kaya, J. Li, T. Kokawa, M. Masuda, and S. Katoh, “High-power AlGa_N/Ga_N MIS-HFETs with field-plates on Si substrates,” *Proceedings of the 21st International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's*, pp. 251–254, Barcelona, Spain, 14-18 June 2009. 75
- [2] F. Wenner, “A method of measuring earth resistivity,” *Bulletin of the bureau of standard*, vol. 12, pp. 469–478, 1915. 75
- [3] L. Valdes, “Resistivity measurements on germanium for transistors,” *Proceedings of the IRE*, vol. 42, pp. 420–427, Feb 1954. 75
- [4] R. Weller, “An algorithm for computing linear four-point probe thickness correction factor,” *Rev. Sci. Instrument*, vol. 72, pp. 3580–3586, Sept. 2001. 76
- [5] L.J. Van Der Pauw, “A method of measuring specific resistivity and hall effect of discs of arbitrary shape,” *Philips research reports*, vol. 13, pp. 1–9, 1958. 35, 77
- [6] F1529-94, *Standard Method for Sheet Resistance Uniformity by In-Line Four- Point Probe With the Dual-Configuration Procedure*. 1996 Annual Book of ASTM Standards, 1996. 79
- [7] S. Thorsteinsson, F. Wang, D. H. Petersen, T. M. Hansen, D. Kjaer, R. Lin, J.-Y. Kim, P. F. Nielsen, and O. Hansen, “Accurate microfour-point probe sheet resistance measurements on small samples,” *Review of scientific instruments*, vol. 80, pp. 053902–, 2009. 79
- [8] T. Chow and R. Tyagi, “Wide bandgap compound for superior high-voltage unipolar power devices,” *Electron Devices, IEEE Transactions on*, vol. 41, pp. 1481–1483, Aug. 1994. 92
- [9] D. Brunner, H. Angerer, E. Bustarret, F. F. R. Hopler, R. Dimitrov, O. Ambacher, and M. Stutzmann, “Optical constants of epitaxial AlGa_N films and their temperature dependence,” *Journal of Applied Physics*, vol. 82, pp. 5090–5096, 1997. 92

Chapitre 4

Etude des propriétés électriques du gaz 2D par effet de champ

Contents

4.1	Introduction	107
4.1.1	Étapes lithographiques de fabrication de la brique grille	107
4.1.2	Grandeurs étudiées	108
4.1.3	Structures de test	111
4.1.4	Présentation des lots étudiés	113
4.2	Étude statistique de l'influence du dépôt de la grille sur les performances du gaz 2D	114
4.2.1	Étude de l'influence de l'épaisseur AlGaN	114
4.2.2	Influence des dégradations causées par la gravure du Si_3N_4	116
4.2.3	Discussion sur l'influence de la gravure et analyse physico-chimique	117
4.2.3.1	Impact de la gravure sur la surface de l'AlGaN	117
4.2.3.2	Analyse des dispersions en fonction de l'épaisseur d'AlGaN	119
4.2.3.3	Analyses des mesures SIMS	123
4.2.4	Rôle de la couche d'AlN dans la dégradation	125
4.2.5	Discussion sur l'influence de la couche d'AlN et analyse physico-chimique	125
4.3	Étude détaillée de la mobilité à température ambiante	128
4.3.1	Protocole de mesure	128
4.3.2	Présentation des phénomènes de diffusion de la mobilité dans la technologie AlGaN/GaN	130
4.3.3	Comparaison avec la mobilité extraite d'une structure sans fabrication de la brique grille	131
4.3.4	Analyse des phénomènes de diffusion de la mobilité sous une grille Al_2O_3 à température ambiante	132
4.3.4.1	Influence de l'épaisseur d'AlGaN sur la mobilité	132
4.3.4.2	Influence de la gravure du Si_3N_4 sur la mobilité	133
4.3.4.3	Rôle de l'épaisseur d'AlN sur la mobilité	134
4.4	Mesures C-V et de mobilité en fonction de la température	135

4.4.1	Mesure Capacité-Tension	136
4.4.1.1	Influence épaisseur AlGaN	136
4.4.1.2	Influence de la gravure du Si_3N_4	137
4.4.1.3	Influence épaisseur AlN	138
4.4.2	Étude de la mobilité en fonction de la température	139
4.4.2.1	Présentation des phénomènes de diffusion de la mobilité dans la technologie AlGaN/GaN en fonction de la température . . .	140
4.4.2.2	Mobilité sans fabrication de la brique grille	140
4.4.2.3	Mobilité avec fabrication de la brique grille	141
4.4.2.4	Comparaison des deux mobilités	142
4.5	Conclusion	143
	Bibliographie	145

4.1 Introduction

Dans les chapitres précédents, on a cherché à caractériser la résistance de couche de structures lithographiées sans grille puis la résistance des contacts fabriqués et enfin la résistance de couche des plaques AlGaIn/GaN en sortie d'épitaxie. Afin de procéder à une caractérisation complète de la résistance à l'état passant du transistor, il est important d'étudier le comportement du gaz 2D sous la grille et les paramètres qui l'influencent.

La fabrication de la brique grille est connue pour injecter des ions fluor dans l'AlGaIn. Comme détaillé au chapitre 1, une des voies envisagée pour obtenir un transistor "normally-off" est d'accentuer ce mécanisme afin d'obtenir un décalage de V_p vers des valeurs positives. Ainsi Chen et al ou Sun et al ont pu obtenir des transistors "normally-off" [1] [2]. Néanmoins, Sun et al ont montré qu'un tel phénomène physique peut engendrer une dégradation de la mobilité et du courant de drain [2].

Le but de ce chapitre est donc de caractériser le gaz 2D sous l'oxyde de grille Al_2O_3 . Tout d'abord, la fabrication de la grille, les grandeurs étudiées et les structures utilisées seront introduites. Ensuite, une caractérisation statistique du gaz 2D avec et sans dépôt de la grille Al_2O_3 sera présentée. A travers celle-ci nous montrerons que la fabrication de la brique grille entraîne une dégradation du gaz 2D et nous étudierons les facteurs qui l'influencent. Puis, une étude détaillée des phénomènes de diffusion limitant la mobilité sous la grille Al_2O_3 sera effectuée. Enfin, des mesures en température de la capacité et de la mobilité seront analysées.

4.1.1 Étapes lithographiques de fabrication de la brique grille

Afin d'étudier les possibles dégradations induites par la fabrication d'une brique grille, il est important de bien appréhender les étapes qui composent ce processus (Fig. 4.1).

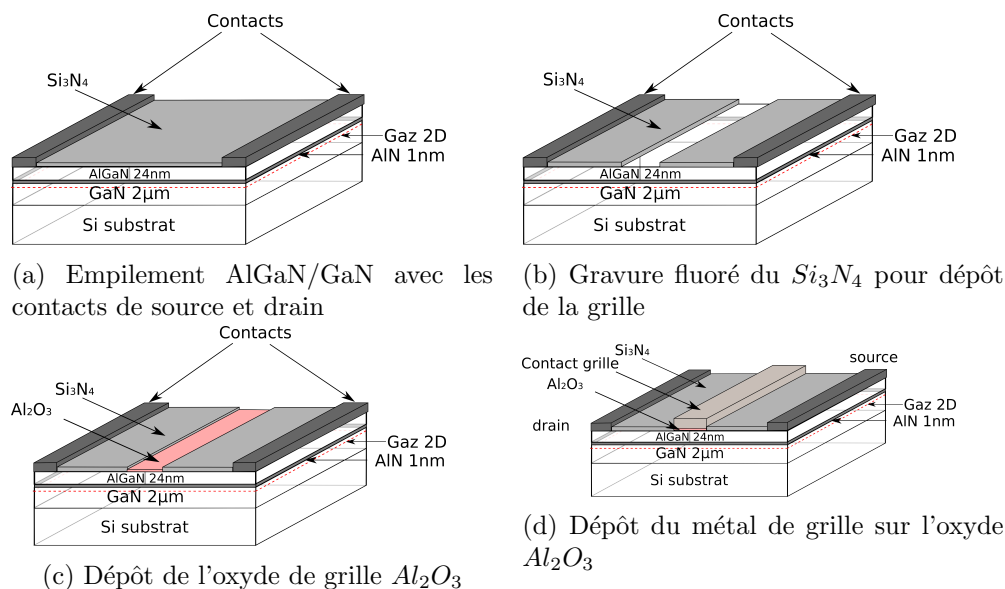


FIGURE 4.1 – Fabrication de la brique grille sur un transistor HEMT AlGaIn/GaN

Pour disposer d'une grille sur un HEMT AlGaIn/GaN, il faut d'abord graver la couche

de Si_3N_4 (Fig. 4.1b). Celle-ci peut mesurer jusqu'à une centaine de nanomètres d'épaisseur. Elle est déposée in-situ lors de l'épitaxie ou après l'épitaxie. Deux types de gravure sèche ont été utilisées sur les lots caractérisés durant ma thèse au CEA : la gravure RIE (Reactive Ion etching) et la gravure ICP (Inductive Coupled Plasma). Ces deux gravures ont été détaillées dans le chapitre 1. Dans les deux cas, la gravure du Si_3N_4 s'effectue grâce à l'utilisation d'un plasma fluoré. Le but est ensuite de rendre ce plasma dense afin qu'il forme avec le Si_3N_4 un composé volatil qui sera absorbé. Les deux gravures diffèrent dans le procédé utilisé pour augmenter la densité du plasma. Avec la gravure ICP, la densité du plasma est augmentée grâce à l'utilisation d'un champ magnétique. A l'inverse, avec la gravure RIE, la densité du plasma est augmentée en accroissant la différence de potentiel entre le plasma et l'échantillon. Par conséquent, le plasma lors d'une gravure RIE possède une énergie importante ce qui engendre une plus grande agressivité de la gravure RIE. Une fois le Si_3N_4 gravé, on dépose l'oxyde de grille (Fig. 4.1c). Pour nos lots, c'est de l'alumine (Al_2O_3) qui a été utilisé. Enfin, on dépose le métal de grille (Fig. 4.1d).

4.1.2 Grandeurs étudiées

Le gaz 2D est défini par trois principaux paramètres : la densité de porteurs surfacique (n_s), la mobilité (μ) et la résistance de couche (R_{sh}). Ces trois grandeurs seront étudiées en détail dans cette partie. Elles sont reliées de la manière suivante :

$$R_{sh} = \frac{1}{q \cdot n_s \cdot \mu} \quad (4.1)$$

Cette équation est déduite de la relation entre la résistivité ρ et la conductivité σ d'un matériau :

$$R_{sh} = \frac{\rho}{t} = \frac{1}{\sigma t} = \frac{1}{q \cdot n_s \cdot \mu} \quad (4.2)$$

Avec t l'épaisseur de l'échantillon, n la densité volumique de porteurs, $\sigma = q \cdot n \cdot \mu$ et $n_s = n \cdot t$

La mobilité des porteurs n'est pas une grandeur mesurable directement. On la calcule à partir de la résistance carrée et de la densité de porteurs, mesurés par ailleurs (eq 4.1). Pour mesurer R_{sh} et n_s , trois structures ont été utilisées. Celles-ci seront présentées au paragraphe suivant (4.1.3).

Les mesures de R_{sh} ont été faites grâce à des mesures quatre pointes identiques à celles présentées au chapitre 2. Sur certaines structures étudiées, une grille a été déposée. Dès lors, il est possible de mesurer la résistance de couche sur toute la gamme des tensions de grille V_g . L'extraction de la densité de porteurs peut être effectuée de deux façons : à partir des mesures C-V ou à partir des mesures d'effet Hall.

Sur les structures avec grille, une mesure C-V peut être effectuée. La mesure C-V, très utilisée en caractérisation micro-électronique, permet de calculer la densité de porteurs mais également d'extraire l'épaisseur d'oxyde sous la grille et la tension de pincement V_p . Elle consiste à mesurer la capacité entre la grille et le gaz 2D en fonction de la polarisation de la grille V_g .

La capacité est reliée à la charge de la manière suivante :

$$C = \frac{dQ}{dV_g} \quad (4.3)$$

La charge $Q(V_g)$ accumulée par la capacité à une tension V_g peut alors s'exprimer sous la forme suivante :

$$Q(V_g) = q \cdot n_s = \int_{V_g < 0}^{V_g} C(U) dU \quad (4.4)$$

donc

$$n_s = \frac{\int_{V_g < 0}^{V_g} C(U) dU}{q} \quad (4.5)$$

avec q la charge électronique élémentaire et n_s la densité de porteurs.

L'équation 4.5 montre qu'en intégrant l'ensemble des capacités mesurées, on peut calculer la densité de porteurs n_s . Une fois la densité de porteurs tracée, on peut déduire la tension de pincement V_p : celle-ci est définie comme la tension à laquelle la droite donnée par la pente de n_s croise l'axe des abscisses (Fig. 4.2).

En accumulation, c'est à dire pour $V_g \gg V_p$, la capacité mesurée permet de calculer l'épaisseur du diélectrique entre les deux électrodes. La capacité mesurée s'exprime alors de la manière suivante :

$$C_{(accumulation)} = \epsilon \cdot \frac{A}{t} \quad (4.6)$$

Avec ϵ la constante diélectrique, A l'aire de la capacité et t l'épaisseur équivalente de l'oxyde. Dans notre technologie, l'AlGaN étant un semi-isolant, l'épaisseur déduite comprend donc l'épaisseur d' Al_2O_3 ainsi que l'épaisseur d'AlGaN.

La figure 4.2 montre une mesure C-V type, la densité de porteurs déduite par intégration de la courbe C-V ainsi que la valeur de V_p extraite.

Sur les structures sans grille, la mesure du n_s peut être effectuée grâce à l'effet Hall. Celui-ci s'exprime de la manière suivante : sur un échantillon semi-conducteur (Fig. 4.3), si on applique un champ électrique parallèle aux arêtes et un champ magnétique perpendiculaire aux faces, on assiste à l'apparition d'une tension de Hall entre les faces latérales. De cette tension, on peut déduire la densité de porteurs de la structure selon la relation 4.8.

L'effet Hall peut aussi être utilisé sur les structures de type Van Der Pauw (Fig. 4.4). On applique alors un champ magnétique positif ou négatif sur l'échantillon lors de la mesure. Afin de corriger les éventuels problèmes de dissymétrie de la structure, on définit la tension V_H comme

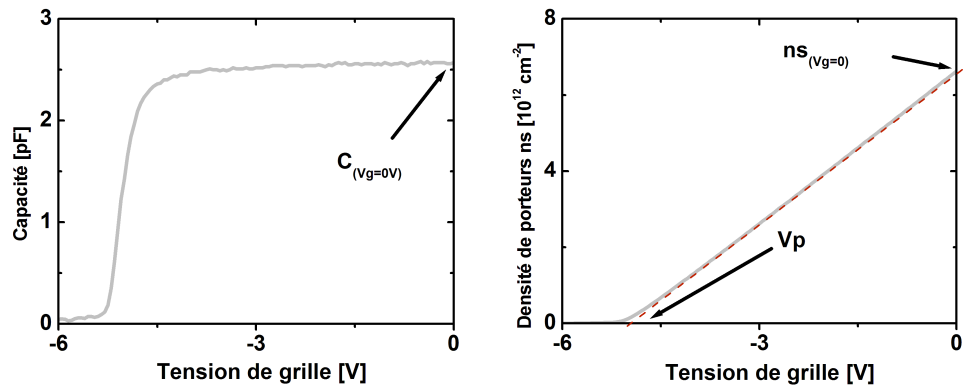


FIGURE 4.2 – (a) Mesure C-V et (b) déduction des paramètres V_p et n_s

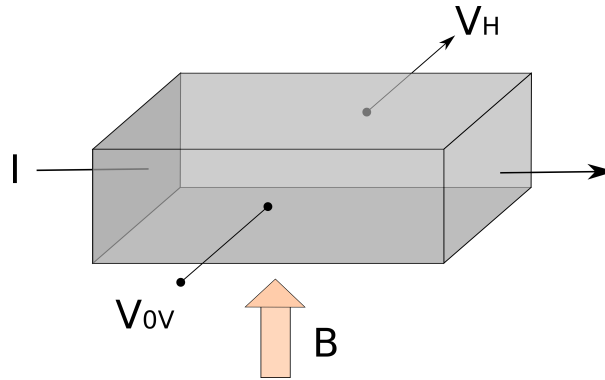


FIGURE 4.3 – Illustration de l'effet Hall

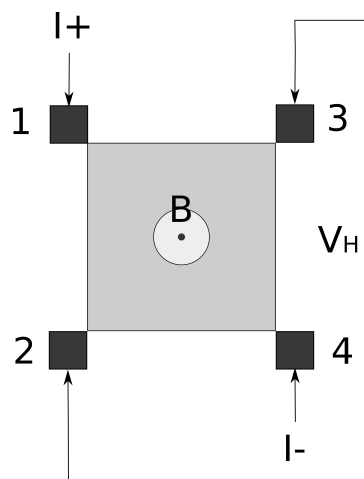


FIGURE 4.4 – Application de l'effet Hall à une structure Van Der Pauw

étant la différence de potentiel entre les électrodes 2 et 3 avec et sans champ magnétique. Elle s'exprime de la manière suivante :

$$V_H = V_{23_{B+}} - V_{23_{B=0}} \quad (4.7)$$

En connaissant V_H , le courant de mesure I ainsi que l'intensité du champ magnétique B , on obtient la densité de porteurs en utilisant la formule suivante :

$$n_s = -\frac{I \cdot B}{qV_H} \quad (4.8)$$

avec q la charge électronique élémentaire.

4.1.3 Structures de test

Pour mesurer la densité de porteurs ainsi que la résistance de couche d'un même échantillon, trois structures de test différentes ont été utilisées. Deux structures (A et B) représentent le comportement du gaz 2D en dehors de la zone de grille et une structure représente le comportement du gaz 2D sous la grille (C).

La structure A (Fig. 4.5) est une structure Van Der Pauw identique à celle étudiée au chapitre 2. Sur cette structure, on peut mesurer la résistance de couche R_{sh} ainsi que la densité de porteurs à travers des mesures d'effet Hall.

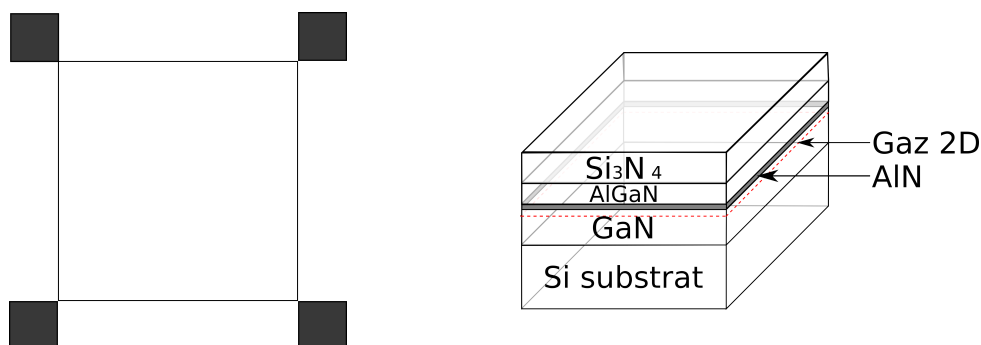


FIGURE 4.5 – (a) Schéma de la structure A et (b) empilement correspondant

La structure B (Fig. 4.6) est une structure de type Van Der Pauw avec grille. La particularité de celle-ci est que le métal de grille a été déposé sur le Si_3N_4 . Celui-ci fait donc office d'oxyde de grille. Bien que possédant une grille, cette structure n'a pas vu de gravure de la couche de Si_3N_4 et elle représente donc le comportement du gaz 2D en dehors de la zone de grille.

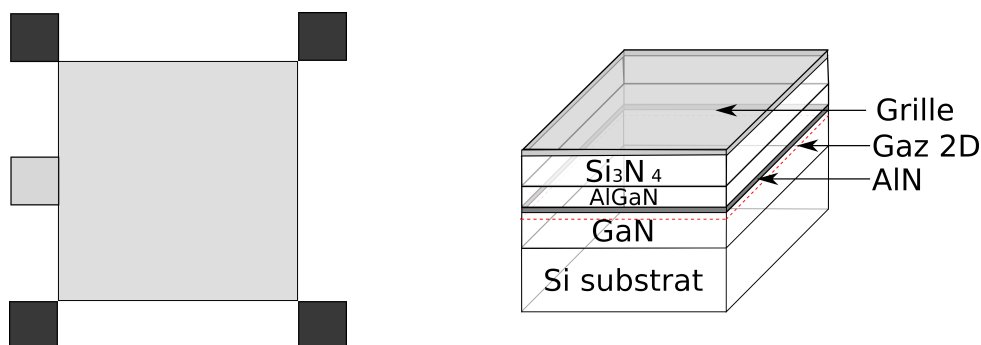


FIGURE 4.6 – (a) Schéma de la structure B et (b) empilement correspondant

Les structures C (Fig. 4.7) sont des structures équivalentes à des structures Van Der Pauw avec grille sur Al_2O_3 .

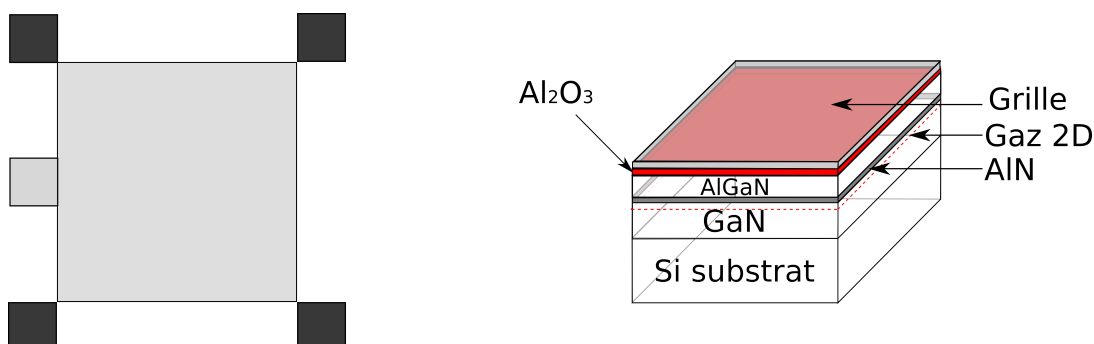


FIGURE 4.7 – (a) Schéma de la structure C et (b) empilement correspondant

Sur les structures B et C, on a pu mesurer la résistance de couche R_{sh} mais aussi la densité de porteurs grâce à des mesures C-V.

Afin de vérifier la cohérence entre les mesures A et B, on a représenté sur la figure 4.8a les résultats obtenus sur les structures A, B et C d'une plaque correspondant à 1nm d'AIN, 24nm d'AlGaN et une gravure ICP du Si_3N_4 .

On observe sur les structures C d'importantes dégradations. Celles-ci seront étudiées dans ce chapitre. Sur la figure 4.8b, on a tracé puce à puce la densité de porteurs calculée sur les structures A en fonction de la densité de porteurs calculée sur les structures B. Les résultats représentés suivent une fonction linéaire et montrent un très bon accord puce à puce des mesures sur les structures A et B.

Dans la suite, seules les mesures effectuées sur les structures B et C seront représentées. On y fera référence comme mesures obtenues sur des structures sans grille (pour la structure B) et avec grille (pour la structure C).

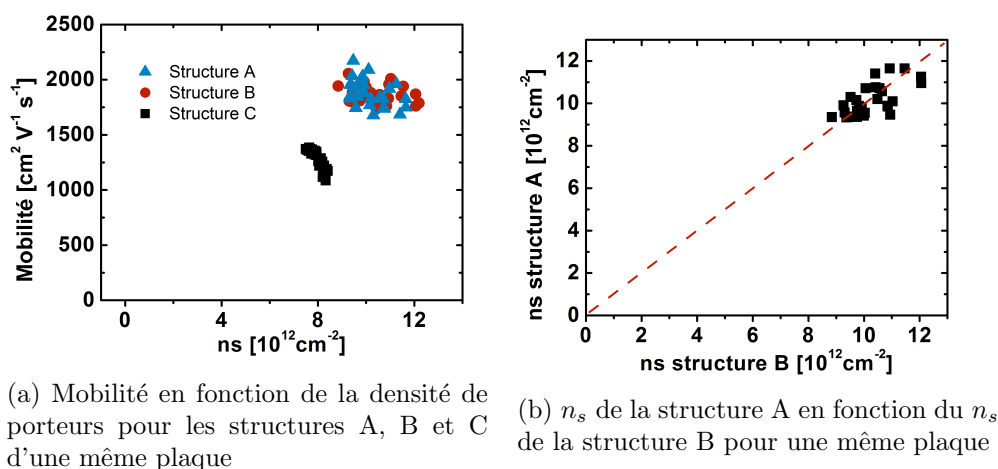


FIGURE 4.8 – Comparaison des résultats obtenus sur les structures A, B et C d'une plaque témoin

4.1.4 Présentation des lots étudiés

La figure 4.9 montre les différentes plaques qu'il a été possible de mesurer dans ce chapitre.

Détails	Variations épaisseur AlGaN			Variations gravure SiN		
AlN (nm)	1	1	1	1	1	1
AlGaN (nm)	10	17	24	24	24	24
% Al	25	25	25	25	25	25
Gravure SiN	ICP	ICP	ICP	ICP	RIE	ICP + gravure AlGaN
Épaisseur Al ₂ O ₃ (nm)	20	20	20	6	6	6

Détails	Variations épaisseur AlN			
AlN (nm)	0	0,5	1	2
AlGaN (nm)	24	24	24	24
% Al	25	25	25	25
Gravure SiN	ICP	ICP	ICP	ICP
Épaisseur Al ₂ O ₃ (nm)	20	20	20	20

FIGURE 4.9 – Plaques étudiées

Ces plaques proviennent de deux lots avec des maturités technologiques différentes. Le premier lot a été utilisé pour étudier l'influence de l'épaisseur d'AlGaN et d'AlN. Il se compose de plaques avec des épaisseurs d'AlGaN de : 10, 17 et 24nm, ainsi que de quatre plaques avec des épaisseurs d'AlN différentes : 0, 0.5, 1 et 2nm.

Le second lot a été utilisé pour étudier l'influence de la gravure du Si_3N_4 sur le gaz 2D. Sur ce lot, deux plaques avec des gravures ICP et RIE ont été fabriquées. Afin d'étudier l'influence de possibles ions fluor injectés dans l'AlGaN lors de la gravure, une troisième plaque a été utilisée. Sur celle-ci, une gravure d'environ 10nm d'AlGaN a été effectuée après la gravure du Si_3N_4 . Le composé chimique utilisé pour cette gravure est à base de chlore. En effet, le chlore

réagit avec l'AlGaN pour former un composé volatil. De ce fait, il n'injecte pas de charges dans la couche d'AlGaN. Néanmoins, cette gravure est difficilement contrôlable et l'épaisseur d'AlGaN gravée présente d'importantes dispersions.

4.2 Étude statistique de l'influence du dépôt de la grille sur les performances du gaz 2D

Dans ce chapitre, nous avons choisi d'effectuer une comparaison statistique des performances du gaz 2D avec et sans grille. Le but de cette analyse est de rendre compte des possibles dégradations des propriétés électriques du gaz 2D causées par la fabrication de la brique grille et d'identifier leurs causes.

La figure 4.10 montre un schéma typique de HEMT, on voit ici que le canal du transistor se comporte de deux parties, l'une avec grille et l'autre sans, formant la résistance totale du gaz 2D entre la source et le drain.

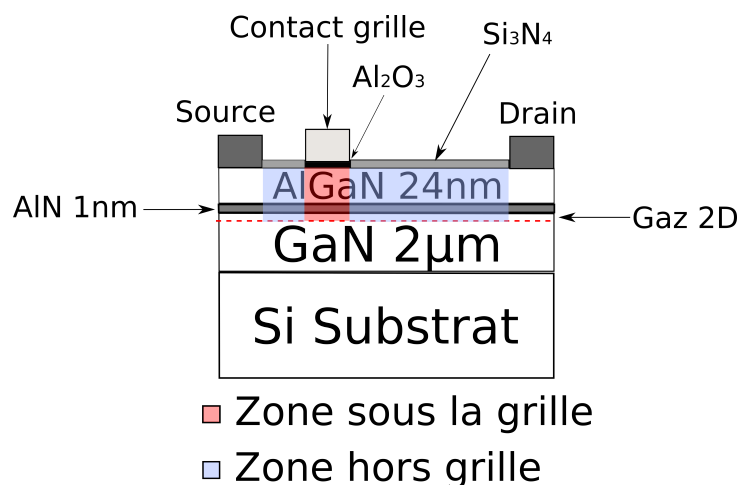


FIGURE 4.10 – Schéma d'un HEMT AlGaN/GaN

Le but ici est d'étudier la résistance du gaz 2D. Celle-ci est caractérisée par trois grandeurs : la densité de porteurs (n_s), la mobilité (μ) et la résistance carré (R_{sh}). Dans cette étude, l'influence des paramètres suivants a été analysée : d'abord l'épaisseur d'AlGaN, puis la gravure du Si_3N_4 et enfin l'épaisseur d'AlN.

Pour chaque plaque étudiée, 33 mesures sur des structures avec grille et sans grille ont été effectuées. Pour chaque structure, on a mesuré à $V_g = 0V$ la résistance de couche et la densité de porteurs. Puis on a calculé la mobilité. On a tracé à chaque fois les valeurs avec et sans grille. On a représenté d'abord la résistance de couche et ensuite la mobilité en fonction de la densité de porteurs.

4.2.1 Étude de l'influence de l'épaisseur AlGaN

D'après les travaux d'Ibbetson [3], de Gordon [4] ou de Koley et Spencer [5], le gaz 2D se forme à partir d'une épaisseur d'AlGaN de 3-5nm. L'influence de cette épaisseur sur la densité

de porteurs du gaz 2D suit ensuite une courbe croissante, avec une stabilisation du n_s pour des épaisseurs de l'ordre de 10nm [3] [4] [5]. Des résultats identiques sont donc attendues pour des épaisseurs d'AlGaN de 10, 17 et 24nm.

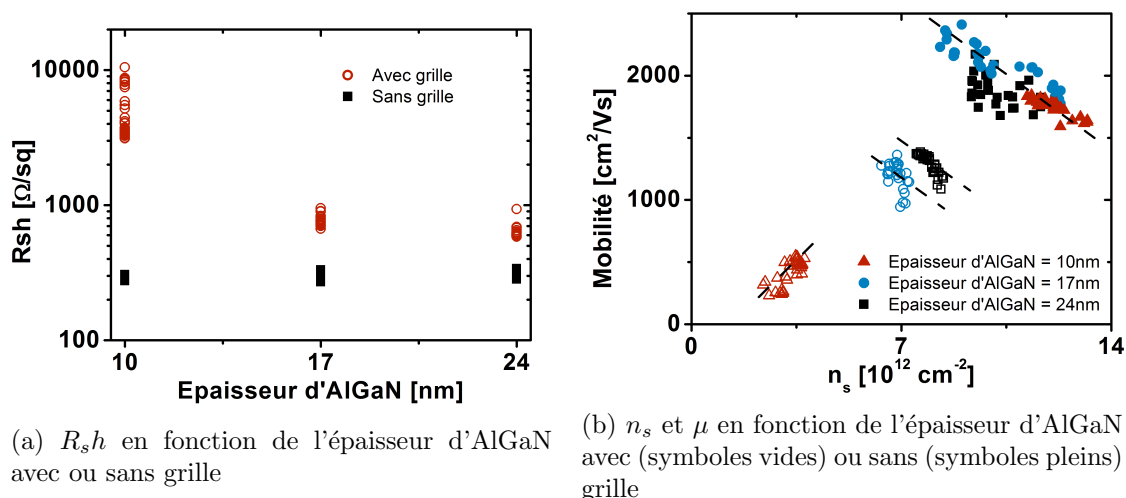


FIGURE 4.11 – Étude des paramètres en fonction de l'épaisseur d'AlGaN

Sans grille, on voit que des mesures semblables sont obtenues pour la résistance de couche, la densité de porteurs et la mobilité indépendamment de l'épaisseur d'AlGaN. Les mesures de R_{sh} sont stables et peu dispersées (Fig. 4.11a). Sur la figure 4.11b, une mobilité aux alentours de $2000 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ est mesurée pour une densité de porteurs de l'ordre de $1 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, indépendamment de l'épaisseur d'AlGaN. De plus, pour les trois plaques, on observe une dispersion identique : les variations de la mobilité suivent une même tendance linéaire avec une augmentation de la densité de porteurs associée à une diminution de la mobilité. Ambacher relie cela à des phénomènes de diffusion de la mobilité liés à la rugosité de l'interface AlGaN/GaN [6]. Une étude détaillée des phénomènes de diffusion de la mobilité sera effectuée ultérieurement.

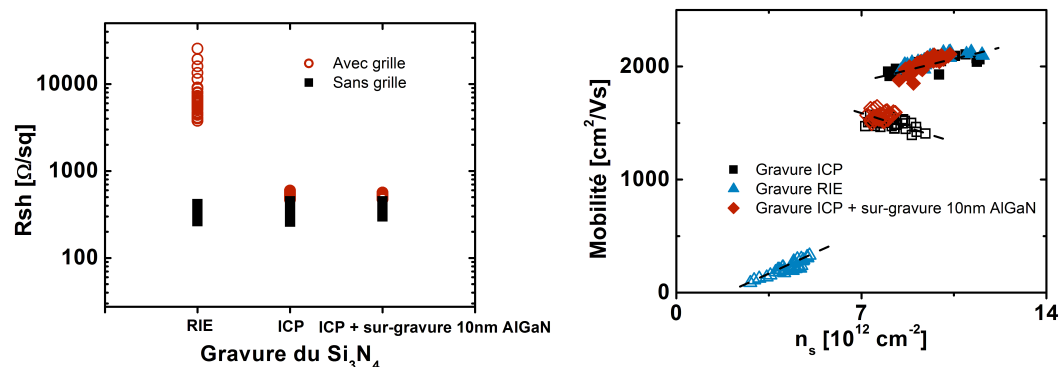
Avec grille, on observe une importante dégradation des caractéristiques électriques du gaz 2D en fonction de l'épaisseur d'AlGaN. La figure 4.11a montre une sévère augmentation de R_{sh} associée à la diminution de l'épaisseur d'AlGaN. Il est à noter que cette augmentation n'est pas linéaire. Si on compare aux mesures effectuées sans grille, la résistance de couche est multipliée par deux pour 25nm d'AlGaN et par plus de dix pour 10nm d'AlGaN. Enfin, on voit que la dispersion des mesures de R_{sh} augmente avec la diminution de l'épaisseur d'AlGaN. Cette dégradation de la résistance de couche mesurée sous la grille est associée à des dégradations de la mobilité et de la densité de porteurs en fonction de l'épaisseur d'AlGaN. Pour des épaisseurs de 24nm et 17nm, une faible dégradation de la densité de porteurs et de la mobilité est observée. Cette dégradation est néanmoins plus élevée avec 17nm d'AlGaN. Pour 10nm d'AlGaN, on voit que la mobilité ainsi que la densité de porteurs sont sévèrement dégradées. Ceci est associé à un changement dans la dispersion : pour les épaisseurs d'AlGaN de 17 et 24nm, la dispersion varie de manière identique avec une mobilité plus faible associée à une densité de porteurs plus élevée. Comme expliqué précédemment, ceci est relié à une diffusion de la mobilité liée à la rugosité de l'interface AlGaN/GaN. Pour 10nm d'AlGaN, la dispersion est inversée : les mobilités les

plus faibles sont observées pour des densités de porteurs faibles. Cette dispersion est cohérente avec les phénomènes de diffusion de la mobilité à n_s faible qui seront présentés au prochain paragraphe.

A travers cette étude, on a vu que la dégradation des caractéristiques électriques observée sur les structures avec grille dépend de l'épaisseur d'AlGaN : les dégradations augmentent avec la diminution de l'épaisseur. Cette augmentation est non linéaire avec une dégradation faible de R_{sh} , μ et n_s entre 25 et 17nm d'AlGaN et une dégradation très importante entre 17nm et 10nm d'AlGaN. Sur les structures sans grille, aucune différence n'est observée en fonction de l'épaisseur d'AlGaN.

4.2.2 Influence des dégradations causées par la gravure du Si_3N_4

Comme expliqué précédemment (4.1.4), avant le dépôt de l'oxyde de grille et du métal de grille, il est nécessaire de procéder à une gravure du Si_3N_4 . Afin d'étudier les éventuelles dégradations causées par cette gravure, on a analysé ici trois plaques qui correspondent à une épitaxie AlGaN/GaN identique mais avec des variantes de la gravure du Si_3N_4 . La première plaque a vu une gravure RIE. La seconde plaque a vu une gravure ICP. Enfin, la troisième plaque a vu une gravure ICP associée à une gravure chlorée de 10 nm d'AlGaN. Le but de cette gravure de l'AlGaN est d'enlever une partie des ions fluor qui pourraient être injectés dans l'AlGaN par la gravure du Si_3N_4 .



(a) R_{sh} en fonction de la gravure du Si_3N_4 avec ou sans grille

(b) n_s et μ en fonction de la gravure du Si_3N_4 avec (symboles vides) ou sans (symboles pleins) grille

FIGURE 4.12 – Étude des paramètres en fonction de la gravure du Si_3N_4

Sans grille, les mesures de R_{sh} (Fig. 4.12a), n_s et μ (Fig. 4.12b) montrent des résultats similaires. Une telle cohérence est attendue, en effet, les plaques ont vu des processus de fabrication identiques et la gravure du Si_3N_4 n'intervient pas dans les structures sans grille. On observe une résistance de couche aux alentours de $300 \Omega/sq$ et une mobilité de $2000 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$ associée à une densité de porteurs de $1 \cdot 10^{12} cm^{-2}$. La dispersion observée sur les mesures de résistances de couche est faible et identique pour les trois plaques. Enfin, une bonne corrélation est obtenue entre mobilité et densité de porteurs : la tendance est identique pour les trois plaques avec une diminution de la densité de porteurs associée à une diminution de la mobilité. Une tendance

inverse a été observée au paragraphe précédent pour les structures sans grille (Fig. 4.11b). Cette dispersion de la mobilité à n_s élevé est causée par la rugosité de l'interface AlGaIn/GaN [6] et les comportements observés sur ces deux lots montrent des maturités technologiques différentes.

Avec grille, la résistance de couche, la mobilité et la densité de porteurs des deux plaques ICP montrent des dégradations électriques similaires, indépendamment de la sur-gravure de l'AlGaIn. En comparaison avec les structures sans grille, la densité de porteurs est très peu dégradée alors que la résistance de couche et la mobilité subissent des dégradations plus importantes. Aucune augmentation de la dispersion n'est observée. Enfin, les plaques présentent la même tendance avec une augmentation de la densité de porteurs associée à une diminution de la mobilité. Cette dispersion est différente de celle observée avant la gravure du Si_3N_4 , ceci est causé par l'augmentation des phénomènes de diffusion à n_s élevé avec la gravure du Si_3N_4 .

La plaque RIE montre une dégradation très importante des caractéristiques. En comparaison avec les structures sans grille, la résistance de couche est dix fois plus élevée, la densité de porteurs est divisée par deux et la mobilité est divisée par cinq. La dispersion montre une tendance claire : une diminution de la mobilité est associée à une diminution de la densité de porteurs. Les dégradations observées sur cette plaque sont comparables à celles observées au paragraphe précédent sur la plaque avec 10nm d'AlGaIn.

On voit sur cette étude que la gravure RIE engendre d'importantes dégradations des caractéristiques électriques du gaz 2D. En comparaison, la gravure ICP engendre des dégradations moins sévères. Concernant cette dernière, on a observé des caractéristiques similaires indépendamment de la gravure d'une partie de l'AlGaIn. De manière plus générale, la différence observée entre les gravures ICP et RIE semble montrer que la gravure fluoré du Si_3N_4 est le phénomène prépondérant dans l'apparition des dégradations des propriétés électriques du gaz 2D.

4.2.3 Discussion sur l'influence de la gravure et analyse physico-chimique

Comme mentionné en introduction, la gravure du Si_3N_4 est connue pour injecter des ions fluor dans l'AlGaIn. Il semblerait d'après nos expériences que ceci entraîne une dégradation importante des caractéristiques électriques du gaz 2D.

4.2.3.1 Impact de la gravure sur la surface de l'AlGaIn

Tout d'abord, on a cherché à confirmer la présence de fluor dans l'empilement AlGaIn/GaN. Des mesures XPS (X-Ray photoelectron spectrometry) sur des échantillons avant dépôt du Si_3N_4 et après gravure ICP du Si_3N_4 ont été effectuées. Les mesures XPS permettent de détecter la présence d'un élément chimique en surface d'un échantillon, sur une profondeur variant de 1 à 10nm. Lors d'une mesure XPS, l'échantillon est irradié par des rayons X monochromatiques. On mesure ensuite le nombre d'électrons émis par l'échantillon dans un intervalle d'énergie en fonction de l'énergie de liaison des électrons. Chaque élément chimique étant caractérisé par un spectre unique, cette méthode de spectroscopie permet d'analyser précisément la nature chimique d'un matériau donné.

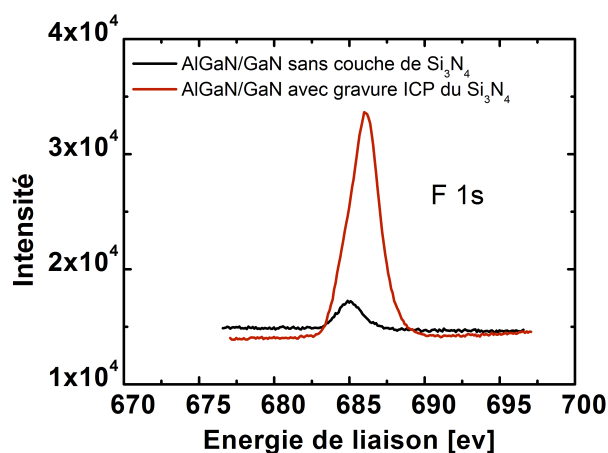


FIGURE 4.13 – Mesures XPS de la concentration de fluor dans l’empilement AlGaIn/GaN avant dépôt du Si_3N_4 et après gravure ICP du Si_3N_4

Sur la figure 4.13, on a représenté en noir la caractéristique associée à l’échantillon avant dépôt du Si_3N_4 . On observe ici un léger pic dont la signature correspond à la présence du fluor. Ce pic est dû à la contamination de surface engendrée par l’atmosphère non contrôlée dans laquelle l’échantillon a été stocké. En rouge, on a représenté la caractéristique associée à l’échantillon avec gravure ICP du Si_3N_4 . On observe sur celle-ci un pic important, caractéristique d’une présence de fluor. La comparaison de ces deux pics montre une forte présence de fluor dans l’échantillon ayant vu une gravure du Si_3N_4

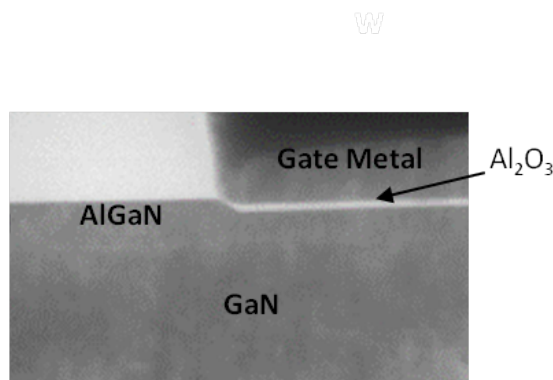


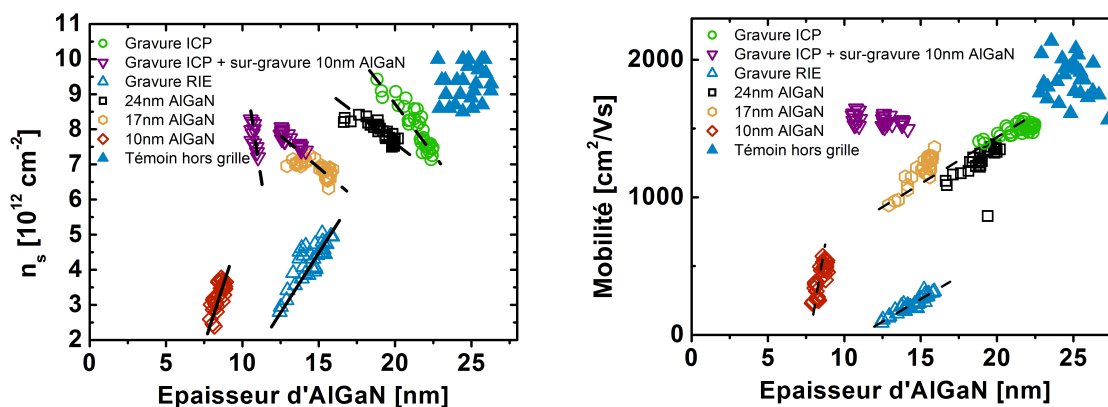
FIGURE 4.14 – Analyse TEM de la gravure RIE sur le bord de la grille

On a vu que la gravure RIE engendrait d’importantes dégradations des caractéristiques électriques. Dès lors, une analyse TEM (Transmission Electron Microscopy) de cette gravure a été effectuée. Lors d’une mesure TEM, un faisceau d’électrons est transmis à travers un échantillon de faible épaisseur. Les effets d’interaction entre le faisceau d’électrons incident et l’échantillon donnent naissance à une image. La figure 4.14 représente une coupe de l’empilement AlGaIn/GaN sur le bord de la grille d’un échantillon après une gravure RIE de la couche de Si_3N_4 .

On distingue sur cette image une diminution de l'épaisseur d'AlGa_N sous l'oxyde de grille Al_2O_3 . Cette gravure de l'AlGa_N a été estimée entre 10-15nm selon les échantillons. Des mesures TEM avec la gravure ICP ont montrées que celle-ci n'engendrait pas de gravure de la couche d'AlGa_N. La gravure de l'AlGa_N avec la gravure RIE semble donc être la cause des dégradations électriques du gaz 2D observées précédemment sur la plaque RIE. En effet, on a constaté sur cette plaque des dégradations similaires à celles observées sur la plaque 10nm d'AlGa_N. Il semblerait donc que pour ces deux plaques, la présence d'une épaisseur réduite d'AlGa_N sous la grille entraîne des dégradations prononcées du gaz 2D.

4.2.3.2 Analyse des dispersions en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N

On a expliqué au paragraphe 4.1.2 que les mesures C-V permettent de calculer l'épaisseur de diélectrique entre le gaz 2D et la grille. Pour nos structures, cette épaisseur comprend la couche d' Al_2O_3 mais aussi celle d'AlGa_N. Pour chaque plaque, l'épaisseur d' Al_2O_3 déposée figure dans le tableau 4.9, ce qui nous permet de calculer l'épaisseur d'AlGa_N sous la grille. Afin d'analyser plus en détail les résultats présentés, on a tracé pour les structures C : la densité de charges et la mobilité pour chacune des plaques étudiées en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N mesurée électriquement. Afin de pouvoir comparer les valeurs mesurées à une plaque n'ayant pas subi de gravure, on a ajouté les valeurs extraites des structures B de la plaque avec 24nm d'AlGa_N. La dispersion observée sur cette plaque de référence n'est pas significative. En effet, le dépôt d'un métal de grille sur le Si_3N_4 entraîne une gravure non contrôlée du Si_3N_4 . Dès lors, la dispersion d'épaisseur de l'oxyde de grille Si_3N_4 masque la dispersion due à l'épitaxie.



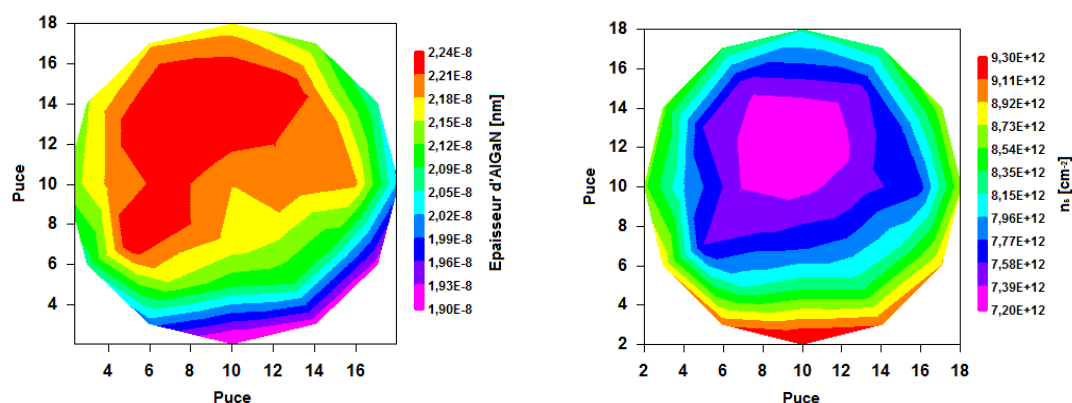
(a) n_s en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N extraite des mesures C-V (b) μ en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N extraite des mesures C-V

FIGURE 4.15 – Représentation de n_s et μ des structures avec grille en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N.

Sur la figure 4.15a, on observe pour chaque plaque une nette corrélation entre la densité de porteurs et l'épaisseur d'AlGa_N. Deux tendances générales peuvent être dégagées. Pour l'ensemble des plaques montrant des dégradations faibles, on observe la corrélation suivante : une

augmentation de la densité de porteurs est associée à une diminution de l'épaisseur d'AlGaN. Pour les deux plaques montrant d'importantes dégradations des caractéristiques (10nm d'AlGaN et gravure RIE), on observe une corrélation différente : une augmentation de l'épaisseur d'AlGaN entraîne une augmentation de la densité de porteurs. Il est intéressant de noter que pour la plaque avec gravure ICP et sur-gravure de 10nm de l'AlGaN, on distingue clairement deux populations. Ces deux populations seront analysées ultérieurement grâce à des cartographies de la densité de porteurs et de l'épaisseur d'AlGaN. Enfin, on voit que la plaque avec gravure ICP et la plaque avec 24nm d'AlGaN ne montrent pas exactement les mêmes résultats bien qu'elles aient la même épitaxie. Ces deux plaques provenant de lots différents, cela reflète une maturité technologique différente.

Sur la figure 4.15b, on observe pour chaque plaque la même relation entre mobilité et densité de porteurs avec une diminution de la mobilité associée à une diminution de l'épaisseur d'AlGaN. Seule la plaque ICP avec sur-gravure de l'AlGaN ne présente pas de tendance marquée entre mobilité et épaisseur d'AlGaN. On voit que les plaques à 24nm d'AlGaN, 17nm d'AlGaN et gravure ICP se situent sur la même droite. Pour la plaque avec gravure RIE, on retrouve la même pente, néanmoins les valeurs mesurées sont décalées vers les mobilités plus faibles. Pour la plaque ayant 10nm d'AlGaN, la tendance observée est plus marquée, avec une pente qui augmente avec la diminution d'épaisseur d'AlGaN. Il est intéressant de noter que la plaque qui a subi une gravure ICP associée à une sur-gravure de l'AlGaN présente des caractéristiques identiques à une plaque ayant vu uniquement une gravure ICP. Ceci est associé à une épaisseur d'AlGaN de 12nm en moyenne pour la plaque avec sur-gravure contre 20nm en moyenne pour une plaque ICP.



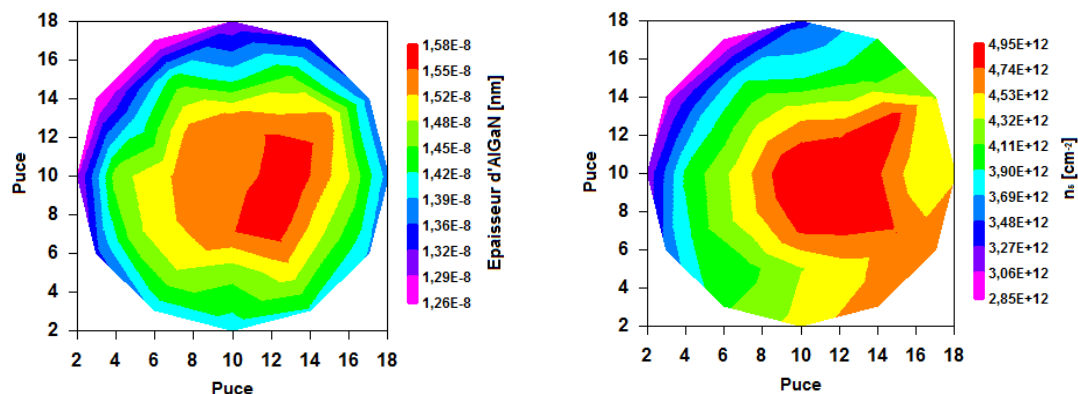
(a) Cartographie de l'épaisseur d'AlGaN pour la plaque ayant eu la gravure ICP (b) Cartographie de la densité de porteurs pour la plaque ayant eu la gravure ICP

FIGURE 4.16 – Cartographies de l'épaisseur d'AlGaN et n_s pour la plaque ICP. Chaque puce est un carré de $10280 \mu m$

Pour analyser plus en détail les tendances observées, on a représenté les cartographies de n_s et de l'épaisseur d'AlGaN calculée pour différentes plaques. Tout d'abord, les dispersions associées à la plaque ICP ont été représentées. Ensuite, on a représenté celles associées à la plaque RIE, puis la plaque 10nm d'AlGaN et enfin la plaque ICP avec sur-gravure de l'AlGaN. Le

but de ces représentations est de comprendre les différentes tendances observées sur ces plaques entre l'épaisseur d'AlGa_N et la densité de porteurs.

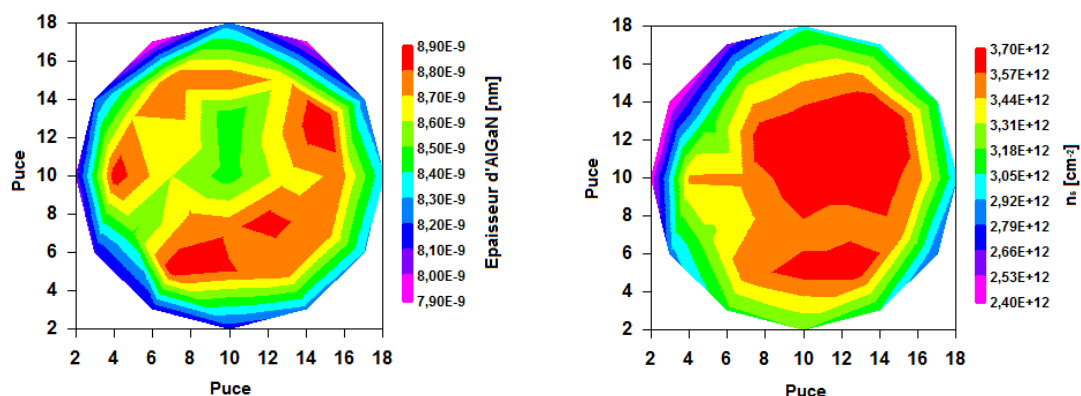
La figure 4.16a montre l'épaisseur d'AlGa_N calculée sur la plaque ICP. On voit ici une dispersion circulaire marquée : l'épaisseur d'AlGa_N diminue en se rapprochant des bords de la plaque. La dispersion de la densité de porteurs est inverse (Fig. 4.16b) : en se rapprochant du bord la densité de porteurs augmente.



(a) Cartographie de l'épaisseur d'AlGa_N pour la plaque ayant eu la gravure RIE (b) Cartographie de la densité de porteurs pour la plaque ayant eu la gravure RIE

FIGURE 4.17 – Cartographies de l'épaisseur d'AlGa_N et n_s pour la plaque RIE. Chaque puce est un carré de $10280 \mu m$

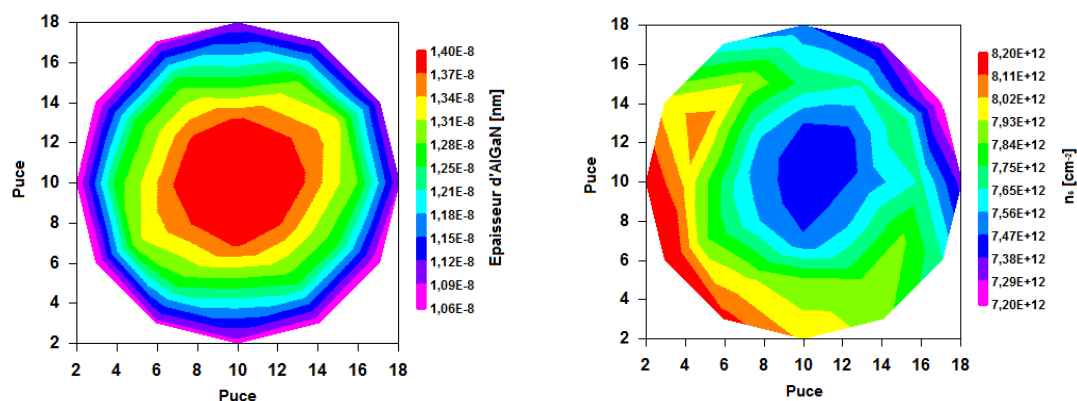
Sur la plaque RIE, on voit comme pour la plaque ICP que l'épaisseur d'AlGa_N est plus faible sur les bords (Fig. 4.17a). En revanche sur cette plaque, cette épaisseur plus faible sur les bords est associée à une densité de porteurs plus faible (Fig. 4.17b).



(a) Cartographie de l'épaisseur d'AlGa_N pour la plaque 10nm d'AlGa_N (b) Cartographie de la densité de porteurs pour la plaque 10nm d'AlGa_N

FIGURE 4.18 – Cartographies de l'épaisseur d'AlGa_N et n_s pour la plaque 10nm d'AlGa_N. Chaque puce est un carré de $10280 \mu m$

Sur la plaque avec 10nm d'AlGa_N, on voit comme pour les plaques précédentes que l'épaisseur d'AlGa_N est plus faible sur les bords (Fig. 4.18a). On observe néanmoins une plus grande dispersion de l'épaisseur d'AlGa_N avec une épaisseur intermédiaire au centre puis une légère augmentation et enfin une diminution de l'épaisseur sur les bords. Ceci peut-être causé par un processus d'épitaxie légèrement différent dû à la faible épaisseur d'AlGa_N. Comme pour la plaque RIE, sur cette plaque, l'épaisseur plus faible sur les bords est associée à une densité de porteurs plus faible (Fig. 4.18b).



(a) Cartographie de l'épaisseur d'AlGa_N pour la plaque ICP avec sur-gravure de l'AlGa_N (b) Cartographie de la densité de porteurs pour la plaque ICP avec sur-gravure de l'AlGa_N

FIGURE 4.19 – Cartographies de l'épaisseur d'AlGa_N et n_s pour la plaque ICP + sur-gravure de l'AlGa_N. Chaque puce est un carré de 10280 μm

Sur la plaque ICP avec sur-gravure de 10nm d'AlGa_N, on observe comme pour les autres cartographies, une épaisseur d'AlGa_N plus faible sur les bords (Fig. 4.19a). Néanmoins, on a vu précédemment pour cette plaque deux comportements différents en fonction de l'épaisseur d'AlGa_N (Fig. 4.15). Pour des épaisseurs d'AlGa_N d'environ 10nm (bords de la plaque), on observe une diminution rapide de la densité de porteurs avec une faible variation de l'épaisseur d'AlGa_N. Pour des épaisseurs d'AlGa_N d'environ 13nm (centre de la plaque), on observe une diminution lente de la densité de porteurs avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlGa_N. Comme expliqué précédemment, il a été difficile de contrôler efficacement la sur-gravure de l'AlGa_N. Ces deux populations sont donc un effet de la dispersion de la gravure d'AlGa_N. Sur la figure 4.19b les deux comportements sont distinctement observés. Au centre de la plaque, la densité de porteurs suit une tendance identique à celle observée sur une plaque peu dégradée tel la plaque ICP : une épaisseur plus faible d'AlGa_N est associée à une densité de porteurs plus élevée. En revanche, sur les bords de la plaque, on voit qu'une faible augmentation de l'épaisseur d'AlGa_N entraîne une diminution importante de la densité de porteurs.

En conclusion, on a vu que pour les quatre plaques observées, la dispersion de l'épaisseur d'AlGa_N était identique : l'épaisseur d'AlGa_N est plus élevée au centre et diminue lorsque l'on s'approche du bord. Néanmoins, des différences ont été observées concernant la dispersion de la densité de porteurs.

Pour les plaques peu dégradées (ICP avec et sans sur-gravure de l'AlGa_N), une augmentation de l'épaisseur d'AlGa_N est associée à une diminution de la densité de porteurs. En revanche,

pour les deux plaques très dégradées (RIE et 10nm d'AlGaIn), une dispersion identique est observée : une augmentation de l'épaisseur d'AlGaIn est associée à une augmentation de la densité de porteurs.

La dispersion de l'épaisseur d'AlGaIn observée avec une épaisseur plus faible sur les bords est une dispersion liée à des conditions de croissance différentes durant l'épitaxie. Il n'existe pas de mesure précise pour l'instant de la température dans le réacteur durant l'épitaxie mais on a observé que l'augmentation globale de la température du réacteur entraîne une diminution du R_{sh} et une augmentation du n_s , toutes deux causées par une augmentation du taux d'aluminium. Les plaques épitaxiées au CEA présentent toutes une dispersion circulaire, avec un R_{sh} plus faible sur les bords. Il en a été déduit que la température des plaques lors de l'épitaxie est plus élevée sur les bords, ce qui entraîne une concentration d'Al plus forte, un n_s plus élevé et un R_{sh} plus faible. Les dispersions observées sur les plaques peu dégradées sont donc des dispersions d'épitaxie.

En revanche, sur les plaques présentant d'importantes dégradations, l'hypothèse retenue est que la dispersion reflète l'influence d'une injection importante d'ions fluor au voisinage du gaz 2D lors de la gravure du Si_3N_4 . En effet, les travaux de Chen [1] ont montré que l'injection des ions fluor dépend de l'épaisseur d'AlGaIn, avec une forte concentration sur les premiers dix nanomètres puis une importante diminution de celle-ci. De plus, la gravure partielle de l'AlGaIn sur la plaque ICP, en retirant la majorité des ions fluor implantés en surface, n'a pas montré d'améliorations des caractéristiques. On peut donc supposer que les dégradations sont causées par des ions fluor proches du gaz 2D. Concernant la plaque 10nm d'AlGaIn, la faible épaisseur d'AlGaIn place le gaz 2D dans la zone de forte concentration d'ions fluor décrite par Chen. Pour la plaque RIE, l'épaisseur d'AlGaIn est plus importante mais la gravure étant plus agressive, on peut supposer que la concentration des ions fluor est plus importante et plus profonde. Pour ces deux plaques, une légère diminution de l'épaisseur d'AlGaIn engendre une forte augmentation de la concentration d'ions fluor au voisinage du gaz 2D et donc une dégradation plus importante des caractéristiques. Ceci explique la dispersion observée : pour les plaques avec une épaisseur d'AlGaIn faible, plus l'épaisseur d'AlGaIn diminue, plus la concentration d'ions fluor au voisinage du gaz 2D est forte et plus n_s mesuré est faible.

4.2.3.3 Analyses des mesures SIMS

On a cherché à confirmer les observations effectuées grâce à des mesures SIMS. La technique d'analyse SIMS (Secondary Ion Mass Spectrometry) est une technique d'analyse destructive qui permet de connaître la composition exacte d'un échantillon. Pour cela, on irradie l'échantillon à analyser d'ions lourds. L'interaction du faisceau incident avec le matériau se traduit par la pulvérisation de la cible sous forme de particules qui seront ensuite analysées pour accéder à la composition de l'échantillon caractérisé.

La figure 4.20 représente la concentration de F et de Ga dans l'empilement AlGaIn/GaN pour les plaques possédant des variations de gravure du Si_3N_4 . Le minimum de concentration du Ga permet d'identifier la couche d'AlN et donc l'endroit où se trouve le gaz 2D. On observe sur toutes les analyses une concentration identique de fluor dans la couche de GaN. Cette concentration correspond au seuil minimal de détection de fluor dans le GaN et n'est donc pas

significative. On note que cette valeur diminue d'une demi décade dans l'AlGaN.

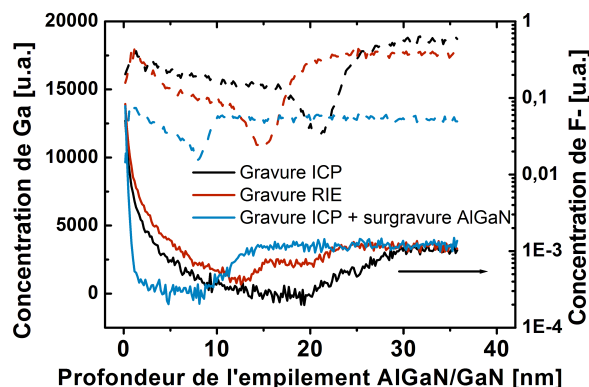


FIGURE 4.20 – Caractérisation SIMS en fonction de la gravure du Si_3N_4

Pour les trois plaques, on observe une importante concentration sur les premiers nanomètres. Celle-ci a des dynamiques différentes selon les plaques : sur la plaque RIE ou ICP, elle s'étend sur 10 ou 11 nm alors que sur la plaque ICP avec sur-gravure, elle s'étend sur 1nm. La comparaison des deux plaques ICP montre que la gravure chlorée d'une partie de l'AlGaN permet d'enlever la région la plus contaminée de l'AlGaN. En effet, l'importante concentration de fluor observée sur les premiers nanomètres peut avoir deux origines : elle peut être causée par l'injection massive de fluor lors la gravure du Si_3N_4 ou par une contamination de surface due à l'atmosphère non contrôlée dans laquelle sont stockés les échantillons. L'importante différence de profondeur de ce haut niveau de concentration entre les deux plaques ICP montre que : pour la plaque sans sur-gravure, cette concentration élevée résulte de l'injection d'ions fluor due à la gravure du Si_3N_4 . En revanche, pour la plaque avec sur-gravure, la gravure chlorée de l'AlGaN a permis d'enlever une partie des ions fluor injectés lors de la gravure du Si_3N_4 . Dès lors, on observe uniquement la contamination due au stockage de la plaque dans une atmosphère non contrôlée.

Une fois la concentration élevée en surface justifiée, on peut comparer les concentrations de fluor observées dans les trois plaques. On suppose, en comparant les deux plaques ICP avec ou sans sur-gravure de l'AlGaN, que le niveau minimum de fluor correspond à la limite de détection. Dès lors, il s'agit de comparer pour chaque plaque les concentrations de fluor au niveau du gaz 2D en fonction de ce minimum de détection. Pour les deux plaques ICP, on voit qu'au niveau du gaz 2D, la concentration de fluor se trouve au minimum de détection. En comparant les plaques ICP et RIE, on voit qu'au niveau du gaz 2D, la concentration de fluor dans la plaque RIE est deux fois plus élevée que celle mesurée sur la plaque ICP. D'une manière générale, on voit que la concentration de fluor dans la plaque RIE est toujours supérieure à celle mesurée dans la plaque ICP, on en déduit que la gravure RIE engendre une injection d'ions fluor plus importante en comparaison à une gravure ICP.

Les analyses réalisées dans ce paragraphe permettent de confirmer les observations effectuées. Premièrement, les courbes de concentration d'ions fluor dans les plaques RIE et ICP montrent que cette concentration évolue de manière caractéristique : sur les premiers nanomètres d'Al-

GaN, la concentration est très importante puis elle diminue rapidement avant d'atteindre un palier. Dès lors, plus l'épaisseur d'AlGa_N est faible et plus la concentration d'ions fluor dans le gaz 2D est importante. Deuxièmement, en comparant les plaques RIE et ICP, on voit que pour la plaque RIE la concentration en ions fluor est toujours plus élevée. La gravure RIE engendre donc une injection plus importante d'ions fluor. Enfin, la plaque ICP avec sur-gravure de l'Al-GaN montre que la gravure d'une partie de la zone contaminée ne permet pas d'éliminer les dégradations électriques du gaz 2D. Il semblerait donc que ces dégradations soient dues à des ions situés près du gaz 2D.

4.2.4 Rôle de la couche d'AlN dans la dégradation

Comme mentionné dans le chapitre 1, la présence d'AlN dans les transistors HEMT entre l'AlGa_N et le GaN est évoquée dans la littérature afin d'augmenter les performances en mobilité des transistors. En effet, cette couche d'AlN permet de diminuer la diffusion de la mobilité associée au désordre atomique [7] [8]. Cette diffusion est causée par la pénétration de la fonction d'onde des électrons dans l'AlGa_N. Miyoshi montre qu'une augmentation de la mobilité est obtenue entre 0 et 1nm, suivi d'une diminution pour des épaisseurs supérieures à 1nm. On a cherché ici à étudier l'influence de l'AlN sur les dégradations qui ont été observées suite à la fabrication de la brique grille. Pour cela, quatre plaques ont été étudiées avec une épaisseur d'AlN comprise entre 0 et 2nm.

Sans grille, les mesures de R_{sh} (Fig. 4.21a) montrent une diminution de la résistance pour des épaisseurs d'AlN allant de 0 à 1nm, puis une légère augmentation à 2nm. Ceci est associé à une diminution de la dispersion. Sur la figure 4.21b et en accord avec les travaux de Miyoshi [7], on observe une amélioration de la mobilité pour une épaisseur d'AlN allant de 0 à 1nm avec un maximum à 1nm d'AlN et une diminution de la mobilité pour 2nm. Concernant la densité de porteurs, celle-ci reste stable de 0 à 1nm d'AlN puis elle augmente pour une épaisseur de 2nm d'AlN.

Sous la grille et pour une épaisseur d'AlN inférieure à 2nm, on observe, en comparaison aux mesures sans grille, une importante dégradation des caractéristiques électriques. La résistance de couche (Fig. 4.21a) de chaque plaque est doublée. Ceci est associé à une augmentation de la dispersion. La densité de porteurs et la mobilité sont fortement dégradées (Fig. 4.21b). Avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlN, la dégradation de la mobilité s'accroît. En revanche, sous la grille et pour une épaisseur d'AlN de 2nm, on voit en comparaison aux mesures sans grille, un R_{sh} très peu dégradé, avec une dispersion identique à celle observée sans grille. Ceci est associé à une dégradation très faible de la densité de porteurs et une mobilité qui reste identique à celle mesurée sans grille.

Il semblerait donc qu'une épaisseur de 2nm d'AlN permettent d'éliminer les dégradations électriques du gaz 2D induites par la gravure du Si_3N_4 .

4.2.5 Discussion sur l'influence de la couche d'AlN et analyse physico-chimique

Afin de mieux appréhender l'effet de la couche d'AlN sur les dégradations, on a représenté pour chaque épaisseur d'AlN la densité de porteurs puis la mobilité en fonction de l'épaisseur

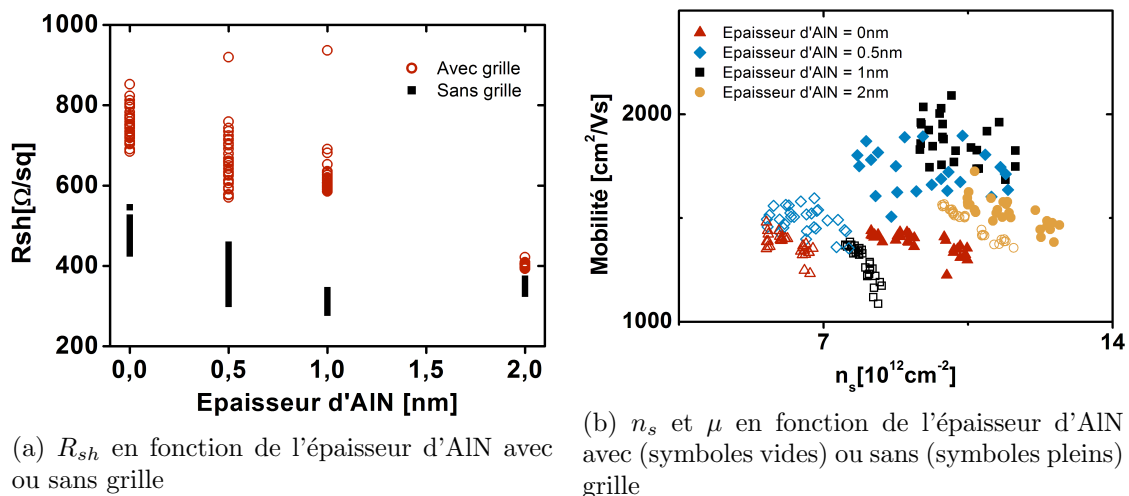


FIGURE 4.21 – Étude des paramètres en fonction de l'épaisseur d'AlN

d'AlGaN. Ensuite, les résultats obtenus après analyse SIMS de la concentration de fluor dans l'empilement AlGaN/GaN ont été discutés.

Comme au paragraphe (4.2.3), pour chaque plaque mesurée, on a calculé l'épaisseur électrique d'AlGaN sous la grille. Ensuite, on a représenté la densité de porteurs puis la mobilité en fonction de cette épaisseur. Afin de pouvoir comparer à une plaque n'ayant pas subi de gravure, on a ajouté les valeurs extraites des structures B de la plaque 24nm d'AlGaN. La dispersion observée sur cette plaque de référence n'est pas significative. En effet, le dépôt d'un métal de grille sur Si_3N_4 entraîne une gravure non contrôlée du Si_3N_4 . Dès lors, cette dispersion masque la dispersion d'épitaxie.

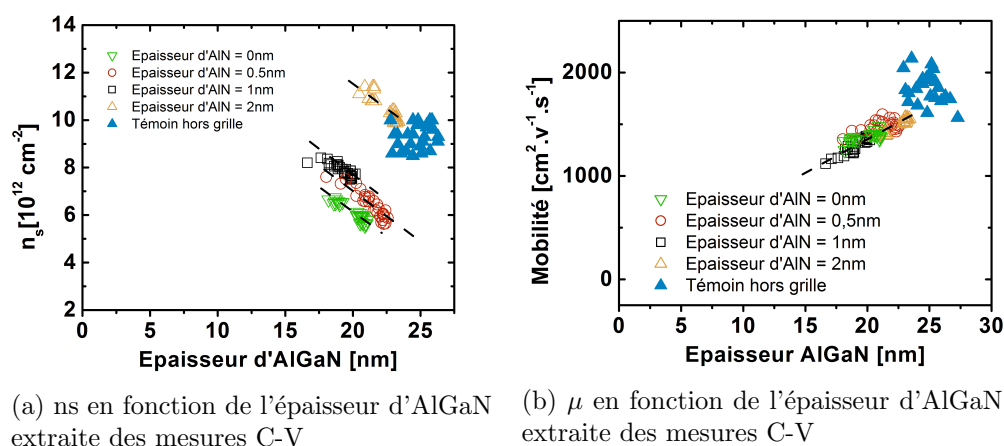


FIGURE 4.22 – Représentation de μ et n_s en fonction de l'épaisseur d'AlGaN extraite des mesures C-V

Sur la figure 4.22a, on observe une corrélation claire entre épaisseur d'AlGaN et densité

de porteurs avec une diminution de la concentration associée à l'augmentation de l'épaisseur d'AlGaN. On voit des courbes parallèles sur les différentes plaques étudiées. Pour une épaisseur d'AlN allant de 0 à 2nm, on observe une légère augmentation de la densité de porteurs entre 0 et 1nm et une forte augmentation pour une plaque ayant 2nm d'AlN. Les performances obtenues sur cette dernière plaque se rapprochent de celles observées sur une plaque qui n'a pas vu de gravure du Si_3N_4 .

Sur la figure 4.22b on observe une très nette dépendance linéaire entre épaisseur de la couche d'AlGaN et mobilité, avec une mobilité qui augmente quand l'épaisseur de la couche d'AlGaN augmente. Toutes les plaques étudiées se trouvent sur la même droite.

Pour comprendre l'influence de la couche d'AlN sur les dégradations, des mesures SIMS ont été effectuées. Sur la figure 4.23, on a représenté la concentration de F et de Ga dans l'empilement AlGaN/GaN pour les plaques possédant des variations d'épaisseur d'AlN. Seuls les plaques avec 0, 1 et 2nm d'AlN ont été analysées. Le minimum de concentration du Ga permet d'identifier la couche d'AlN et donc l'endroit où se trouve le gaz 2D. On observe sur toutes les analyses une concentration identique de fluor dans la couche de GaN. Cette concentration correspond au seuil minimal de détection de fluor dans le GaN et n'est donc pas significative. Il n'est à noter que cette valeur diminue d'une demi décade dans l'AlGaN.

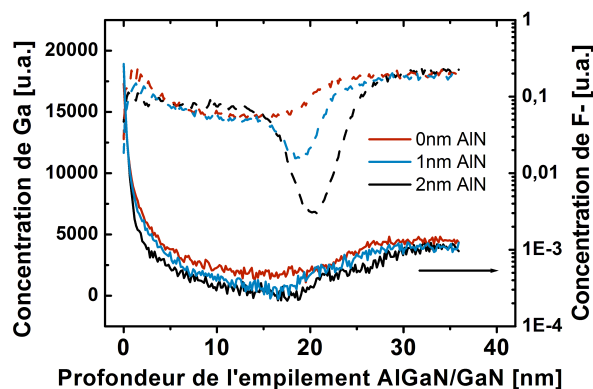


FIGURE 4.23 – Caractérisation SIMS des plaques avec différentes épaisseur d'AlN

La figure 4.23 montre les résultats de l'analyse SIMS pour les plaques avec 0, 1 et 2nm d'AlN. Pour les trois plaques, on observe une dynamique similaire, avec une importante concentration sur les premiers nanomètres. L'analyse SIMS effectuée précédemment (4.2.3) nous a permis de conclure que cette concentration élevée sur les premiers nanomètres était due à l'injection importante de fluor en surface lors de la gravure du Si_3N_4 . On observe ensuite une stabilisation de la concentration de fluor.

Il est intéressant de noter que le minimum de concentration du Ga dépend de l'épaisseur d'AlN présente. Pour une épaisseur d'AlN de 0nm, il n'est pas possible de distinguer précisément l'emplacement du gaz 2D. Pour 1nm d'AlN, le gaz 2D se trouve à une épaisseur de 20 nm approximativement. Pour 2nm d'AlN, le gaz 2D se trouve à une épaisseur de 22nm. On voit donc que l'épaisseur effective vue lors de la mesure SIMS augmente en même temps que l'épaisseur d'AlN. Concernant la concentration de fluor, sur l'ensemble de la profondeur étudiée, on voit que celle-ci diminue avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlN.

Dans cette section, une étude statistique des caractéristiques du gaz 2D (μ , n_s et R_{sh}) sous la grille et en dehors de la zone de grille a été effectuée. On a vu que la gravure du Si_3N_4 engendrait des dégradations causées par l'injection de fluor dans l'AlGaN. La courbe de concentration de fluor dans l'AlGaN a une influence importante sur les dégradations observées, il semblerait que celles-ci soient causées par la présence d'ions fluor proche du gaz 2D. Les résultats obtenus sur la plaque ICP avec gravure partielle de l'AlGaN semblent corroborer ceci. Enfin, la présence d'une couche de 2nm d'AlN a permis d'obtenir des performances quasiment identiques à une structure sans gravure du Si_3N_4 .

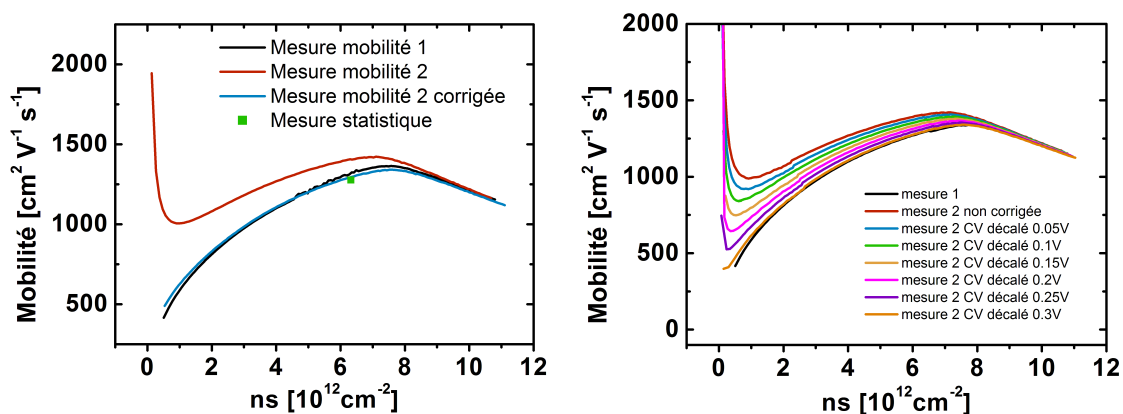
4.3 Étude détaillée de la mobilité à température ambiante

L'étude statistique du paragraphe précédent a permis de rendre compte des dégradations causées par la fabrication de la brique grille et de l'influence de l'empilement AlGaN/GaN sur ces dégradations. Le but ici est d'analyser plus en détail les phénomènes de diffusion qui influencent la mobilité. Pour chaque plaque étudiée statistiquement, on a tracé pour une puce centrale la mobilité en fonction de la densité de porteurs. Les dégradations étant causées par la gravure du Si_3N_4 préalable au dépôt de l'oxyde de grille Al_2O_3 , nous avons étudié uniquement les structures C avec grille sur Al_2O_3 . Sur ces structures, la résistance par carré a été extraite de mesures Van Der Pauw avec tension de grille variable et la densité de porteurs a été calculée à partir de mesures C-V.

4.3.1 Protocole de mesure

La mobilité a été calculée à partir des mesures de la résistance par carré et de la densité de porteurs effectuées depuis la tension de pincement. Il existe sur les technologies AlGaN/GaN un problème de piégeage entre l'oxyde de grille et l'AlGaN qui est attribué à la présence d'états accepteurs à l'interface Al_2O_3 /AlGaN [9] [10]. Ce piégeage entraîne un décalage de V_p vers les valeurs positives. Il intervient lorsqu'une polarité trop grande a été appliquée sur la grille. Il est important de tenir compte de ce phénomène dans nos mesures : dans certains cas, un décalage de V_p a eu lieu lors de la mesure de la résistance de couche suivi d'une mesure C-V. Ceci rend impossible l'exploitation des résultats bruts. En effet, en raison de ce décalage, on mesure une valeur de la mobilité erronée pour des densités de porteurs faibles. Lors de l'exploitation des résultats, on a donc cherché à corriger manuellement le décalage de la courbe C-V extraite. Pour cela, deux paramètres ont été utilisés : la valeur de la mobilité quand n_s tend vers zéro ainsi que la cohérence avec les valeurs obtenues lors des mesures statistiques.

La figure 4.24a représente trois mesures de la mobilité sur la même structure d'une même plaque : une mesure sans décalage de V_p et une mesure avec décalage de V_p avant et après correction. Afin de vérifier la cohérence des caractéristiques, la mesure statistique effectuée sur la même puce de la même plaque a été ajoutée. Pour la mesure 1, une mesure C-V a été effectuée avant et après la mesure R_{sh} . La superposition exacte des deux mesures C-V nous a permis de nous assurer qu'il n'y avait pas eu de décalage du V_p . A l'inverse lors de la mesure 2, la comparaison des mesures C-V effectuées avant et après la mesure R_{sh} a montré un décalage du V_p .



(a) Caractéristique de μ obtenu sur une même puce pour deux mesures avec et sans correction (b) Évolution de la correction de la mesure 2 en fonction du décalage de la mesure C-V

FIGURE 4.24 – Illustration de la correction de la mobilité développée

On voit ici que sans correction, les mesures 1 et 2 sont différentes. Pour des densités de porteurs élevées, les courbes convergent. La divergence entre les mesures 1 et 2 augmente avec la diminution de la densité de porteurs. Pour n_s qui tend vers zéro, on voit sur la mesure 2 une mobilité qui tend vers l'infini. Pour corriger la mesure 2, le C-V a été décalé de $-0,3\text{V}$. Cette correction permet d'obtenir une mesure très similaire à la mesure 1. Sur cette plaque, V_p se situe aux alentours de -4V . Un décalage de $-0,3\text{V}$ représente donc une différence de 7% de la valeur totale de V_p . La figure 4.24b montre l'évolution de la mesure 2 par rapport à la mesure 1 en fonction du décalage du C-V. On voit ici qu'avec l'augmentation du décalage, on obtient un accord progressif entre les deux caractéristiques.

A travers ces figures, on voit que :

- En raison du phénomène de décalage de V_p , il est difficile d'obtenir une mesure parfaite. Pour la mesure 2, un décalage de 7% du V_p a entraîné un important décalage de $500 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ de la mobilité à $n_s = 2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.
- Les critères de correction choisis sont justifiés. En effet, on voit que leur application permet d'obtenir une mesure 2 corrigée quasiment identique à la mesure 1.

En raison de ce décalage de V_p , il nous est impossible d'effectuer des mesures à V_g positif sans engendrer de piégeage à l'interface $\text{Al}_2\text{O}_3/\text{AlGaIn}$. Afin d'obtenir une mesure de la mobilité sur une large gamme de densité de porteurs, la capacité C-V a été mesurée jusque 0V puis extrapolée entre 0 et $+3\text{V}$ alors que R_{sh} a été mesurée jusqu'à $+3\text{V}$. Pour simuler la mesure C-V, on a considéré qu'à 0V la capacité maximale a été atteinte et que celle-ci reste ensuite stable. La figure 4.25a montre la capacité mesurée jusque 0V et la capacité extrapolée entre 0 et $+3\text{V}$. La figure 4.25b montre la densité de porteurs associée.

Il est intéressant de noter les limites de cette méthode de correction. En effet, il est difficile de savoir à quel moment intervient le décalage du V_p , dès lors il est possible qu'il intervienne durant une mesure, ce qui modifierait la forme de la courbe obtenue. Enfin, il existe très peu d'études de la mobilité en fonction de la densité de porteurs sur les technologies $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ à température ambiante, ce qui rend difficile la comparaison des résultats obtenus avec d'autres

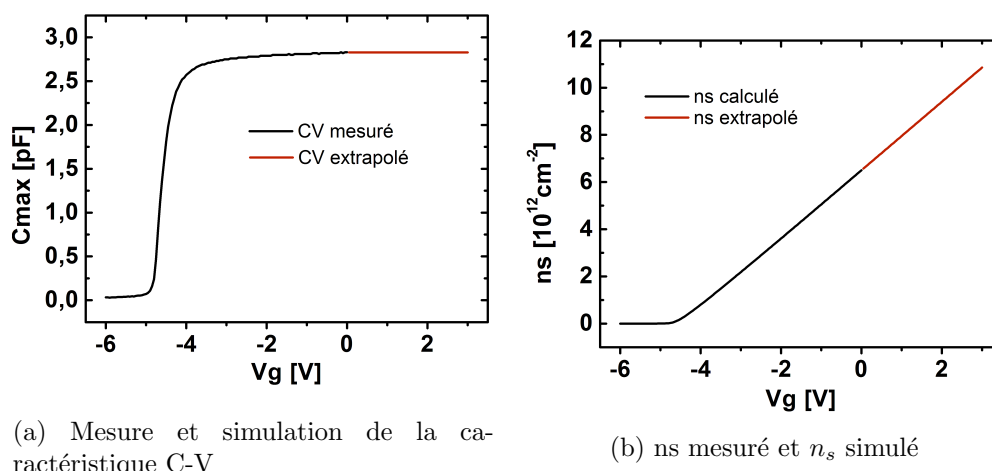


FIGURE 4.25 – Représentation des caractéristiques de C-V et n_s utilisées pour les mesures de mobilité

études.

Une fois le protocole de mesure établi, on a comparé la mobilité obtenue en fonction des paramètres suivants : variations de l'épaisseur d'AlN, de l'épaisseur d'AlGaN et de la gravure du Si_3N_4 .

4.3.2 Présentation des phénomènes de diffusion de la mobilité dans la technologie AlGaN/GaN

La mobilité dans les structures AlGaN/GaN suit une forme parabolique avec une mobilité faible aux densités de porteurs faibles, une augmentation de la mobilité jusqu'à des densités de porteurs de l'ordre de $8 \cdot 10^{12} cm^{-2}$ puis une baisse de la mobilité pour une densité de porteurs élevée. A température ambiante, la mobilité maximale mesurée se situe aux alentours de $2000 cm^2 \cdot V^{-1} \cdot s^{-1}$.

Dans les technologies AlGaN/GaN et à température ambiante, la mobilité maximale des électrons du gaz 2D est limitée par la diffusion des phonons optiques polaires [6] [11] [12]. Les phonons sont des pseudo particules associées aux vibrations du réseau cristallin à des températures supérieures au zéro absolu. Les phonons optiques sont provoqués par un mouvement déphasé des atomes du cristal.

Pour des densités de porteurs faibles, Katz, Dang et Smorchkova soulignent le rôle prépondérant de la diffusion causée par des interactions Coulombiennes [11][12][13]. En effet, la proportionnalité entre densité de porteurs et mobilité montre un phénomène de diffusion dont l'influence diminue avec l'augmentation du nombre de porteurs. Ceci est caractéristique d'une diffusion par interaction Coulombienne. Dans ce cadre, Dang pointe le rôle des dislocations, des impuretés ionisées dans le GaN et d'états donneurs situés dans l'AlGaN [12]. Katz souligne le rôle de charges à l'interface AlGaN/GaN induites par la polarisation piézoélectrique [11]. Enfin, Ambacher pointe le rôle des impuretés et de la diffusion piézoélectrique [6].

Pour des densités de porteurs élevées, les phénomènes de diffusion de la mobilité sont bien

identifiés. Le principal phénomène de diffusion est le désordre atomique [7] [8] causé par la pénétration de la fonction d'onde des électrons dans l'AlGaN. La présence d'une couche d'AlN constitue un bon moyen d'annuler cette diffusion [7]. Quand n_s augmente, la distance entre le gaz 2D et l'interface AlGaN/GaN diminue fortement. Ceci engendre le second phénomène majeur de diffusion de la mobilité à n_s élevé : la rugosité de la surface AlGaN/GaN. Une augmentation de celle-ci provoque une diminution rapide de la mobilité [6] [11].

La mobilité totale des électrons dans le 2DEG s'exprime ensuite selon la loi de Matthiessen. Celle-ci stipule que, si les différents mécanismes de diffusion des électrons peuvent être considérés comme indépendants, alors l'inverse de la mobilité des électrons est égale à l'inverse de la somme des sources de diffusion de la mobilité :

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{impuretes}} + \frac{1}{\mu_{reseau}} + \dots \quad (4.9)$$

Avec $\mu_{impuretes}$ la diffusion causée par les impuretés du matériau et μ_{reseau} la diffusion causée par le réseau.

4.3.3 Comparaison avec la mobilité extraite d'une structure sans fabrication de la brique grille

Afin de pouvoir étudier l'impact de la gravure du Si_3N_4 sur la diffusion, il est intéressant de pouvoir comparer les mobilités mesurées sous une grille Al_2O_3 avec les mobilités extraites d'une plaque témoin sans fabrication de la brique grille. On a donc cherché à extraire la mobilité en fonction de n_s d'une structure sans fabrication de la brique de grille sur la plaque ICP.

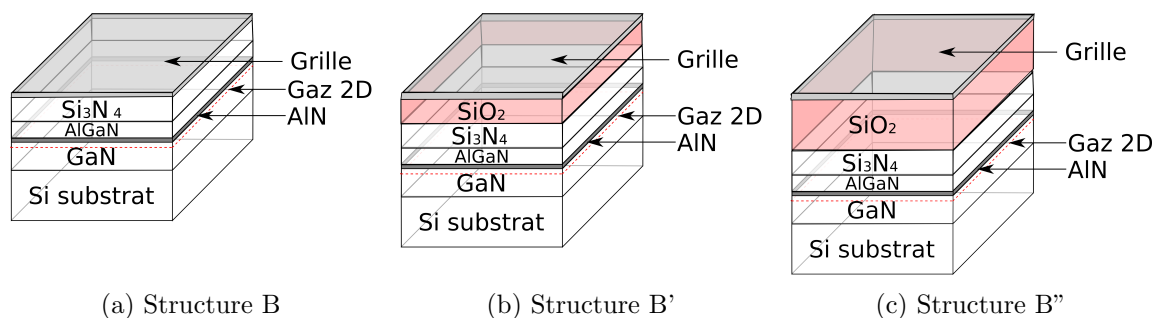


FIGURE 4.26 – Représentation schématique des structures B, B' et B''

En pratique, il existe deux structures similaires à la structure B avec un métal de grille déposé sur Si_3N_4 (Fig. 4.26). Elles sont nommées respectivement structure B' et B''. La différence est que les structure B' et B'' possèdent une couche de SiO_2 au dessus du Si_3N_4 , ce qui permet d'avoir des structures avec un oxyde épais. Dans tout le chapitre, seules les structures B ont été caractérisées. Néanmoins, en raison d'un problème de dessin, les structures B ont d'importants problèmes de fuite de grille à V_g proche de V_p ce qui rend les mesures C-V extraites des structures B difficilement exploitables dans cette zone.

Sur la puce centrale de la plaque ICP (Fig. 4.27), on a cherché à vérifier les mobilités extraites de la structure B en les comparant aux mobilités extraites des structures B' et B'' ainsi qu'aux valeurs extraites des travaux de Ambacher [6].

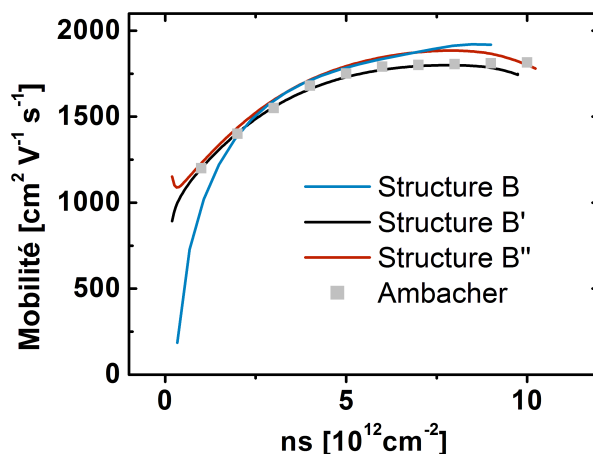


FIGURE 4.27 – Comparaison des structures B, B', B'' et des mesures d'Ambacher. Les valeurs extraites des travaux d'Ambacher sont obtenues pour une rugosité de surface faible.

Pour des densités de porteurs élevées, on voit sur la figure 4.27 qu'un très bon accord est obtenu entre les valeurs extraites des travaux d'Ambacher et les mesures effectuées sur les structures B, B' et B''. A n_s faible, on voit que les mesures extraites des structures B' et B'' sont identiques à celles extraites des travaux d'Ambacher. En revanche, pour la structure B, on voit que la mobilité à n_s faible diminue fortement et diverge de celle mesurée sur les autres structures. Par conséquent, on en déduit que le problème de fuites sur la structure B ne permet pas d'obtenir des mesures de la mobilité en fonction de la densité de porteurs fiables en dessous de $n_s = 2,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

En conclusion, on a vu ici qu'il était possible d'extraire des structures B' et B'' une mobilité en fonction de la densité de porteurs qui soit correcte et cohérente avec la littérature. Dans le reste de ce chapitre, pour comparer les caractéristiques de la mobilité avec la fabrication de la brique grille aux caractéristiques sans fabrication de la brique grille, la mobilité extraite de la structure B' de la puce centrale de la plaque ICP sera utilisée. Cette mesure sera nommée "mobilité hors grille".

4.3.4 Analyse des phénomènes de diffusion de la mobilité sous une grille Al_2O_3 à température ambiante

4.3.4.1 Influence de l'épaisseur d'AlGaN sur la mobilité

Tout d'abord, on a représenté les mobilités calculées sur les plaques ayant 10, 17 et 24nm d'AlGaN (Fig. 4.28).

Les valeurs mesurées ici sont cohérentes par rapport à celles de l'étude statistique : respectivement $1400 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$, $1200 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des épaisseurs d'AlGaN de 25nm, 17nm et

une densité de porteurs d'environ $8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ ainsi que $500 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour une épaisseur de 10nm et une densité de porteurs d'environ $3,5 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$. En comparant la mobilité des plaques de 10, 17 et 24 nm d'AlGaN avec la "mobilité hors grille", on voit que la diffusion à n_s faible est fortement augmentée par la gravure du Si_3N_4 . Les plaques avec 24 et 17nm d'AlGaN sont semblables, avec un pic de mobilité situé aux alentours de $n_s = 8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$. On voit une forte augmentation de cette diffusion pour la plaque à 10nm avec un déplacement du pic de mobilité vers les valeurs de n_s plus faibles. En revanche, à n_s élevé, la courbe de variation des plaques avec 17 et 24nm semblent être identiques à celle sans gravure du Si_3N_4 . De même, la stabilité à n_s élevé sur la plaque 10nm d'AlGaN montre une faible influence de la source de diffusion. Il semblerait donc que la gravure du Si_3N_4 entraîne l'apparition d'un phénomène de diffusion à n_s faible.

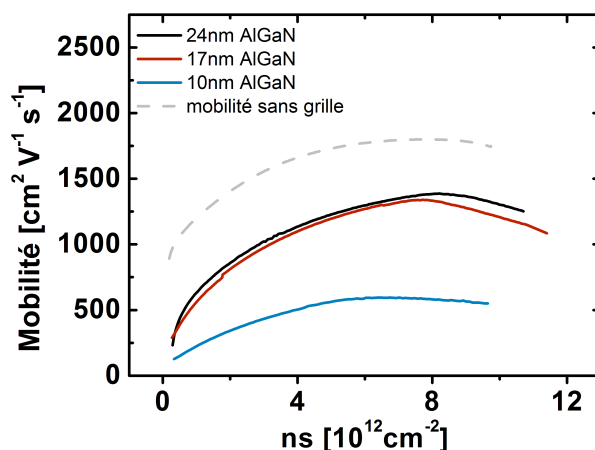


FIGURE 4.28 – Mobilité en fonction de n_s pour plusieurs épaisseurs d'AlGaN

4.3.4.2 Influence de la gravure du Si_3N_4 sur la mobilité

On a cherché ici à mesurer l'influence de la gravure du Si_3N_4 sur les caractéristiques de μ . La figure 4.29 représente la mobilité en fonction de la densité de porteurs pour les trois plaques étudiées : gravure ICP, gravure RIE et gravure ICP associée à une sur-gravure de l'AlGaN.

Les valeurs mesurées sont identiques aux mesures statistiques avec une mobilité maximale de l'ordre de $1500 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $n_s = 8 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ pour les deux plaques ICP et une mobilité maximale de $500 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $n_s = 4 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ pour la plaque RIE. La similarité des caractéristiques des deux plaques ICP confirme que les charges de fluor présentent à distance du gaz 2D ont peu d'influence sur celui-ci et la suppression de celles-ci avec la gravure d'une partie de l'AlGaN ne modifie pas la caractéristique. Sur la plaque RIE, on observe une dégradation sévère de la densité de porteurs sur toute la gamme de n_s . Il est intéressant de comparer la caractéristique de la plaque RIE avec celle obtenue pour la plaque ayant 10nm d'AlGaN : sur la plaque avec 10nm d'AlGaN, la mobilité était stable à $500 \text{cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour des densités de porteurs supérieures à $6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$ alors que pour la plaque RIE, on voit une importante diminution de la mobilité pour des densités de porteurs supérieures à $6 \cdot 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

En comparaison avec la plaque sans fabrication de la brique grille, il apparaît clairement ici que la diffusion à n_s faible est accentuée par la gravure du Si_3N_4 . Pour la plaque RIE, le déplacement du pic aux faibles densités de porteurs montre une très forte augmentation de la diffusion à n_s faible. Sur cette plaque, la diminution de la mobilité observée à n_s élevé est caractéristique de l'augmentation d'une source de diffusion. Comme mentionné précédemment, la couche d'1nm d'AlN exclut une diffusion causée par le désordre atomique [7]. L'augmentation de la diffusion à n_s élevé sur la plaque RIE semble donc être causée par une rugosité de surface importante. On a vu précédemment (4.2.3) que la gravure RIE engendrait une importante dégradation de la surface de l'AlGaIn. Étant donné la faible épaisseur de l'AlGaIn, il est possible que cette dégradation se répercute sur l'interface AlGaIn/GaN et augmente ainsi la diffusion à n_s élevé.

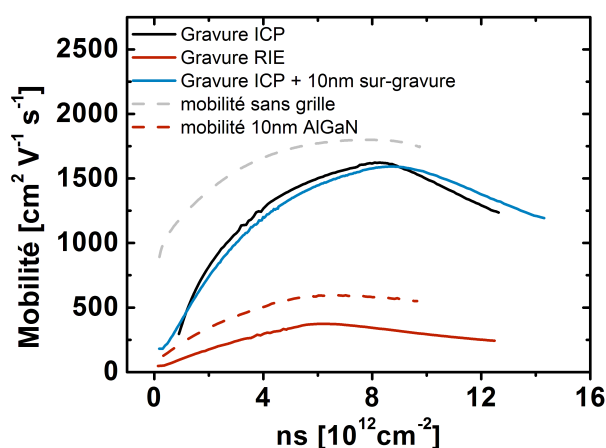


FIGURE 4.29 – Mobilité en fonction de n_s pour plusieurs gravures

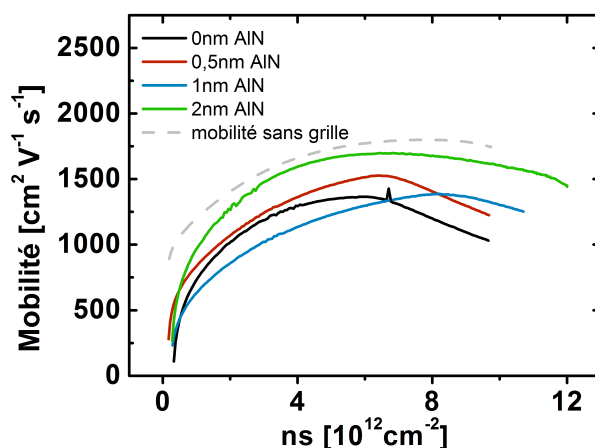
4.3.4.3 Rôle de l'épaisseur d'AlN sur la mobilité

Enfin, l'étude statistique a montré que la présence d'une couche de 2nm d'AlN permet de minimiser fortement les dégradations causées par la gravure du Si_3N_4 . On a donc représenté sur la figure 4.30 les caractéristiques μ obtenues pour les différentes épaisseurs d'AlN.

A nouveau, les valeurs mesurées sont identiques aux mesures statistiques avec une mobilité aux alentours de $1500 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ pour 2nm d'AlN à $n_s = 10^{12} \text{ cm}^{-2}$, et une mobilité aux alentours de $1400 \text{ cm}^2 \cdot \text{v}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $n_s = 7 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour les autres épaisseurs d'AlN.

Les plaques ayant des épaisseurs d'AlN de 0, 0,5 et 1nm ont des valeurs de mobilité similaires. Néanmoins, avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlN, on observe une diminution de la diffusion à n_s élevée. Ceci est cohérent avec la présence d'une couche d'AlN plus importante. En effet, l'augmentation de l'épaisseur d'AlN entraîne une diminution de la diffusion provoquée par le désordre atomique et un décalage du pic de mobilité vers les n_s élevés [7].

En comparaison avec la plaque sans fabrication de la brique grille, on voit une importante augmentation de la diffusion à n_s faible pour des épaisseurs d'AlN allant de 0 à 1nm. Avec 1nm d'AlN, cette diffusion semble encore accentuée, en effet, la dynamique d'augmentation de la mobilité à n_s faible est moins importante. Ceci peut-être lié à une dispersion d'épitaxie. Enfin,


 FIGURE 4.30 – Mobilité en fonction de n_s pour plusieurs épaisseurs d'AlN

pour 2nm d'AlN, la mobilité à n_s faible est presque identique à celle obtenue sur la plaque sans fabrication de la brique grille. Il semblerait donc que la présence d'une couche de 2nm d'AlN permette de diminuer fortement la diffusion à n_s faible engendrée par la gravure du Si_3N_4 .

Ces mesures permettent de confirmer et de compléter l'étude statistique qui a été faite à travers une meilleure compréhension des mécanismes de diffusion et de l'effet de la gravure du Si_3N_4 . Cette gravure, en injectant des ions fluor, engendre un important phénomène de diffusion de la mobilité à n_s faible. Comme mentionné par Katz et Dang, la dynamique de mobilité observée à n_s faible est caractéristique d'une diffusion causée par l'interaction Coulombienne [11] [12]. Pour expliquer l'augmentation de la diffusion observée à n_s faible après fabrication de la brique grille, l'hypothèse retenue est que la gravure du Si_3N_4 , à travers l'injection d'ions fluor, contribue à l'apparition d'une diffusion Coulombienne. Les ions fluor situés dans l'AlGaIn se comporteraient donc comme des impuretés ionisées et engendreraient une importante diffusion de la mobilité à n_s faible.

La grande similarité des caractéristiques obtenues pour les plaques ICP indépendamment de la sur-gravure de l'AlGaIn a montré que la diffusion est causée par des ions fluor se trouvant proche du gaz 2D. L'importante diffusion à n_s élevé observée sur la plaque RIE en comparaison avec la plaque avec 10nm d'AlGaIn semble montrer que la gravure RIE augmente la rugosité de l'interface AlGaIn/GaN. Enfin, on a vu que la présence d'une couche de 2nm d'AlN permet de supprimer la diffusion liée à la présence d'ions fluor dans l'AlGaIn. Il serait utile de poursuivre ces mesures et de vérifier leur cohérence à travers des simulations, néanmoins cela n'a pas été possible durant la thèse.

4.4 Mesures C-V et de mobilité en fonction de la température

Pour compléter l'étude des dégradations engendrées par la fabrication de la brique grille, des mesures de la mobilité et des mesures C-V ont été effectuées en fonction de la température. Une étude en température du C-V permet de caractériser l'interface entre le métal de grille et l'AlGaIn tandis qu'une étude en température de la mobilité permet d'obtenir plus d'informations sur les phénomènes de diffusion qui influencent notre technologie. Concernant les mesures C-V

en température, on a fait varier la température de 25 à 250 ° C par pas de 25 ° C. Les paramètres suivants ont été étudiés : épaisseur de l'AlGaIn, gravure du Si_3N_4 et épaisseur de l'AlN. Pour l'étude de la mobilité, seule la plaque avec 24 nm d'AlGaIn a été étudiée. Sur celle-ci, on a fait varier la température de 77 K jusque 300 K. Les mobilités associées à des structures avec ou sans gravure du Si_3N_4 ont été étudiées.

4.4.1 Mesure Capacité-Tension

Comme mentionné précédemment (4.1.2), les mesures C-V sont très utilisées en caractérisation micro-électronique. Elles permettent de calculer n_s , V_p ainsi que l'épaisseur d'oxyde. Sur les technologies SiO_2/Si , le changement de pente de la caractéristique C-V est un paramètre utilisé pour qualifier l'interface SiO_2/Si et définir notamment la densité des états d'interface. Sur les technologies AlGaIn/GaIn, Miczek montre qu'il est impossible d'effectuer des caractérisations similaires de l'interface métal/AlGaIn [14]. En effet, les charges à l'interface entre le métal de grille et l'AlGaIn sont à des niveaux d'énergie très bas et leur temps de relaxation est trop long.

Plusieurs méthodes de caractérisation de l'interface métal/AlGaIn ont été présentées dans la littérature. Yang et Mizue proposent la mise en place de mesures C-V à tension de grille positive afin d'engendrer un deuxième canal de conduction à l'interface métal/AlGaIn [9] [15] tandis que Miczek propose l'utilisation de mesures C-V à haute température. Avec l'augmentation de la température, on assiste à un dé-piégeage des charges d'interface, ceci provoque un décalage de V_p qui est fonction de la densité de charges à l'interface. De cette façon, il introduit l'étude de la stabilité de V_p en température comme critère d'évaluation de la qualité de l'interface métal/AlGaIn [14]. C'est cette méthode que nous avons choisi d'utiliser dans cette section.

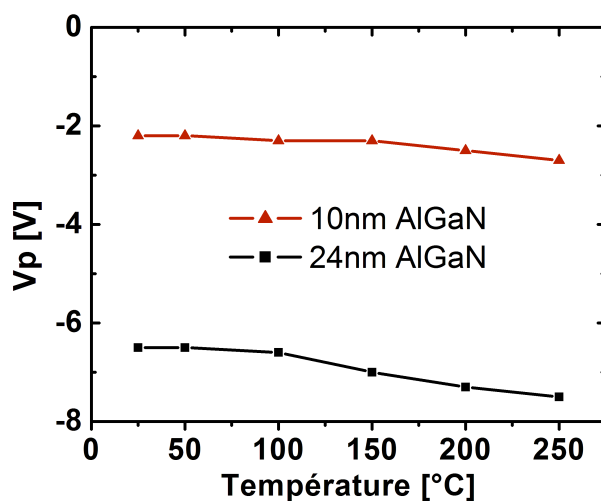
On a vu aux paragraphes précédents l'influence de la gravure sur les caractéristiques du gaz 2D. Le but de ce chapitre est d'étudier l'influence de cette gravure sur l'interface métal/AlGaIn. Pour cela, les mesures C-V ont été effectuées sur les structures C en fonction de la température. L'épaisseur d'AlGaIn, l'épaisseur d'AlN ainsi que la gravure du Si_3N_4 ont été étudiées. Pour chaque plaque, on a fait varier la température entre 25 et 250 ° C. On a ensuite étudié les variations de V_p .

4.4.1.1 Influence épaisseur AlGaIn

Tout d'abord, on a étudié l'influence de la température sur les caractéristiques C-V pour les plaques avec 10nm et 24nm d'AlGaIn.

On a représenté sur la figure 4.31 le V_p en fonction de la température. On voit d'abord une différence de niveau entre les deux valeurs de V_p . Avec 10 nm d'AlGaIn, V_p est de -2V contre -6V pour 24nm d'AlGaIn. Pour 10nm d'AlGaIn, V_p reste stable et égale à -2,2V jusqu'à 150 ° C. Après cela, on observe un décalage négatif de V_p pour atteindre -2,7V à 250 ° C. Pour 24nm d'AlGaIn, une courbe similaire est obtenue. V_p reste stable à -6,5V jusqu'à 100 ° C puis on observe un décalage pour atteindre -7,5V à 250 ° C.

Les valeurs de V_p observées sont cohérentes avec l'empilement étudié. En effet, une épaisseur d'AlGaIn de 10nm entraine une valeur de V_p plus proche de zéro. Les variations constatées semblent montrer que les charges piégées ne réagissent pas pour des températures inférieures

FIGURE 4.31 – Variations de V_p en fonction de la température pour 10 et 24nm d'AlGaN

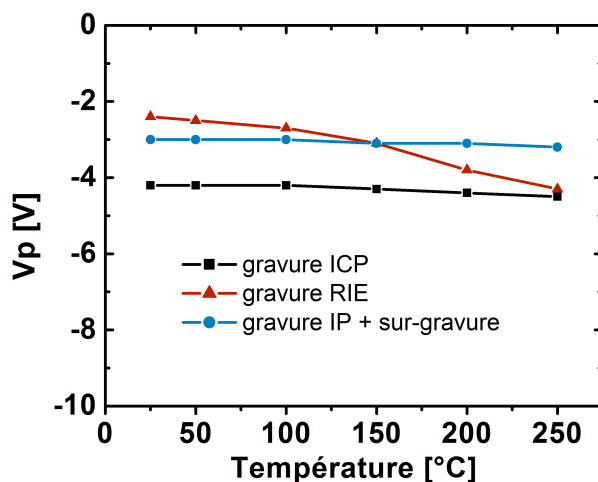
à 100 °C. En effet, en dessous de cette valeur, V_p reste stable. Enfin, la similitude entre les caractéristiques des variations de V_p en fonction de la température pour une épaisseur d'AlGaN de 10 ou 24nm semble suggérer que les charges d'interface entre l' Al_2O_3 et l'AlGaN sont indépendantes de l'épaisseur d'AlGaN.

4.4.1.2 Influence de la gravure du Si_3N_4

Après avoir étudié l'influence de l'épaisseur d'AlGaN sur les états d'interface métal/AlGaN, la gravure du Si_3N_4 a été analysée. La gravure ICP, puis la gravure RIE et enfin la gravure ICP avec sur-gravure de 10nm d'AlGaN ont été étudiées.

Sur la figure 4.32, on a représenté la variations de V_p pour les trois plaques. Pour les gravures ICP, on remarque que, indépendamment de la sur-gravure de l'AlGaN, des variations identiques sont observées. Pour la gravure ICP, V_p se situe aux alentours de -4V contre -3V avec la sur-gravure de l'AlGaN. Dans les deux cas, V_p reste stable quelle que soit la température. La différence observée entre 25 et 250 °C est de -0,2V. En revanche, on voit que pour la gravure RIE, une importante différence sur la valeur de V_p est observée. Celui-ci se situe à -2V à 25 °C puis diminue pour atteindre -2,7V à 100 °C. Entre 100 et 250 °C, on observe une importante variation de V_p qui atteint -4,3 V à 250 °C.

Concernant les plaques avec gravure ICP, la similarité des dynamiques observées montre que la sur-gravure de l'AlGaN n'influence pas la densité de charges à l'interface Al_2O_3 /AlGaN tout en permettant d'obtenir un décalage de V_p vers les valeurs positives. Cette caractéristique est intéressante dans le cadre de la fabrication de transistors "normally-off". Des variations de V_p légèrement moins élevées sont observées sur ces plaques ICP en comparaison avec les plaques avec 24 et 10nm d'AlGaN. Ceci est dû à des maturations technologiques différentes. On voit que sur toutes ces plaques, les dynamiques observées sont identiques, avec une valeur de V_p stable jusqu'à 100 °C puis une légère diminution de celui-ci. Pour la plaque RIE, les variations importantes constatées prouvent l'agressivité de la gravure sur la couche d'AlGaN.

FIGURE 4.32 – Variations de V_p en fonction de la température pour différentes gravure du Si_3N_4

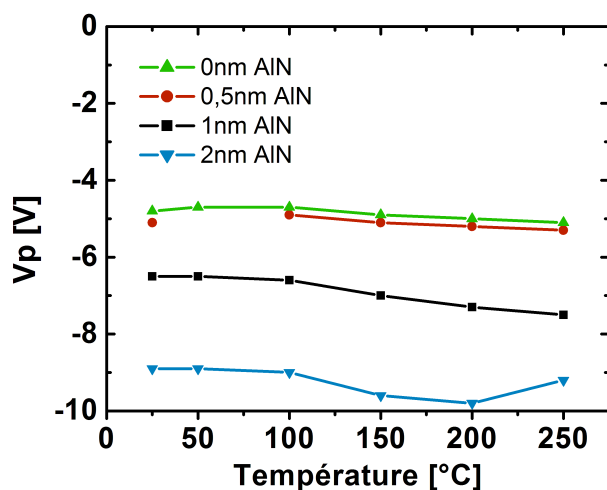
Des dynamiques différentes sont observées, on voit que la tension V_p varie à partir de 50°C et en comparaison à une plaque ICP, la variation observée ici est presque dix fois plus importante.

4.4.1.3 Influence épaisseur AlN

Enfin, nous complétons l'étude en analysant le possible rôle de l'AlN sur la densité d'états à l'interface métal/AlGaIn.

La figure 4.33 représente la variations de V_p en fonction de la température pour des épaisseurs d'AlN de 0, 0.5, 1 et 2nm. Pour 0 et 0.5nm, les valeurs de V_p observées sont identiques. V_p reste stable à -5V jusque 100°C puis diminue légèrement de -0,3V entre 100 et 250°C . Une courbe similaire est observée pour 1nm d'AlN avec une valeur de V_p décalé de -1,5V sur toute la gamme des températures. Enfin, pour 2nm d'AlN, on observe à nouveau V_p stable à -9V jusqu'à 100°C . Ensuite, on observe une diminution de V_p jusque -10V à 200°C . Puis, celui-ci augmente jusque -9V à 250°C .

Les valeurs de V_p observées sont en accord avec l'empilement étudié. Pour 0 et 0,5nm d'AlN, on constate un V_p faible. Ensuite, avec l'augmentation de l'épaisseur d'AlN, V_p diminue fortement. Les variations observées montrent que l'épaisseur d'AlN a peu d'influence sur les densités d'états de surface. Pour des épaisseurs d'AlN entre 0 et 1nm, les dynamiques de variations du V_p sont identiques. Avec 2nm d'AlN, la variation observée est identique jusqu'à 200°C . Ensuite on voit une faible augmentation de V_p . Ceci peut-être causé par l'apparition d'un phénomène de piégeage au moment de la mesure.

FIGURE 4.33 – Variations de V_p en fonction de la température pour différentes épaisseurs d'AlN

En conclusion, on a constaté des variations similaires pour l'ensemble des plaques ayant vu une gravure ICP. Cette gravure semble avoir une signature particulière avec une variation de V_p à partir de 100 °C. Le décalage de V_p observé avec cette gravure est très faible (entre 0,3 et 0,5V) ce qui montre une faible densité de charges d'interface. Concernant la gravure RIE, celle-ci montre une importante dégradation de l'interface avec des variations sévères de V_p à partir de 25 °C. On voit ici que la sur-gravure non contrôlée de l'AlGaIn engendre une dégradation importante de l'interface avec une densité d'états d'interface importante.

Enfin, comme précisé par Miczek, pour effectuer une analyse complète, il convient d'utiliser des températures élevées. En effet, selon la gamme de température étudiée, une partie uniquement des charges piégées dans les pièges profonds est libérée. Pour avoir un aperçu plus ample des densités d'état de surface, il faudrait effectuer une analyse pour des températures allant au moins jusqu'à 500 °C. De la même manière, afin de connaître la densité d'états d'interface exacte et leur distribution, il est nécessaire de mettre au point un modèle mathématique et d'adapter les paramètres de celui-ci pour obtenir des courbes C-V identiques. De plus, cela nous aurait permis de valider l'hypothèse établie selon laquelle les pièges se trouvent à l'interface $Al_2O_3/AlGaIn$. Malheureusement, cela n'a pas été possible durant ma thèse.

4.4.2 Étude de la mobilité en fonction de la température

Comme expliqué précédemment (4.3.2), à température ambiante, la mobilité maximale sur les structures AlGaIn/GaN est limitée par la diffusion des phonons optiques polaires. Ces phonons sont causés par un mouvement déphasé des atomes du cristal. Dans la technologie AlGaIn/GaN, cette source de diffusion devient négligeable pour des températures suffisamment basse. En conséquence, afin d'étudier plus précisément les phénomènes de diffusion, une étude de la mobilité en température a été effectuée.

Pour une plaque ICP ayant une épitaxie standard (24nm d'AlGaIn avec 25% d'Al et 1nm d'AlN), on a calculé la mobilité obtenue pour une température allant de 77 K à 300 K sur des structures avec ou sans fabrication de la bricque grille (structures B et C). A chaque fois, une même structure a été testée sur toute la gamme de température. Sur l'équipement utilisé

pour l'étude en température au CEA-Leti, il n'est pas possible d'effectuer des mesures par effet Hall. Par conséquent, les densités de porteurs ont été extraites de courbes C-V. Pour éviter des phénomènes de piégeage après chaque mesure, celles-ci n'ont été faites que jusqu'à $V_g = 0V$, ce qui ne permet pas d'obtenir un spectre complet de la mobilité. Dès lors, seules les mesures pour n_s faible seront présentées.

4.4.2.1 Présentation des phénomènes de diffusion de la mobilité dans la technologie AlGaIn/GaN en fonction de la température

Afin d'analyser les résultats obtenus, il est important d'identifier les mécanismes de diffusion de la mobilité dépendant de la température.

Tout d'abord, quelque soit la température de l'échantillon, la mobilité des électrons du gaz 2D présente deux comportements en fonction de la densité de porteurs. Ces comportements ont été identifiés précédemment 4.3.2. Pour des densités de porteurs faibles, la dépendance proportionnelle entre densité de porteurs et mobilité est caractéristique d'une diffusion par interaction Coulombienne [11][12][13]. Pour des densités de porteurs élevées, les deux principales sources de diffusion sont le désordre atomique [7] [8] et la rugosité de l'interface AlGaIn/GaN [7] [8].

La mobilité maximale des électrons dans le gaz 2D suit trois régimes différents en fonction de la température [7] [16]. A basse température ($T < 100K$), les processus de diffusion les plus actifs sont l'interaction Coulombienne, le désordre atomique et la rugosité de l'interface AlGaIn/GaN. Dans un semi-conducteur standard tel que le Si, la mobilité décroît fortement en dessous de 100 K, selon le dopage, à cause de la diffusion Coulombienne des donneurs ionisés. Comme mentionné au chapitre 1, dans l'empilement AlGaIn/GaN, il n'est pas nécessaire de procéder à un dopage pour obtenir un gaz 2D. Par conséquent, des mobilités très élevées peuvent être atteintes en dessous de 100 K [13]. Concernant la diffusion causée par le désordre atomique ainsi que la rugosité de l'interface AlGaIn/GaN, celles-ci sont indépendantes de la température. Elles interviennent pour des densités de porteurs élevées et ne seront donc pas étudiées ici. A température moyenne ($100K < T < 220K$), la mobilité dépend de la diffusion par les phonons acoustiques et de la diffusion liée au champ piézo-électrique [7] [16]. Enfin, pour des températures supérieures à 220 K, la mobilité des électrons dans le gaz 2D est limitée par les phonons optiques polaires [6] [11] [12] [7] [16].

4.4.2.2 Mobilité sans fabrication de la brique grille

Comme présenté au paragraphe 4.1.3, la structure B est une structure Van Der Pauw avec grille. Sur celle-ci, un métal de grille a été déposé sur le Si_3N_4 . On peut ainsi mesurer la résistance de couche et la densité de porteurs en fonction de la tension de grille V_g . La difficulté avec ces structures est que l'on assiste à une importante fuite de grille à V_g faible, ce qui rend les mesures C-V peu sûres. On a montré précédemment (4.3.1), que sur ces structures, la mobilité extraite est peu fiable en dessous de $n_s = 2,5 \cdot 10^{12} cm^{-2}$. Par conséquent, celle-ci ne sera pas représentée.

La figure 4.34 montre les mobilités mesurées. On observe des caractéristiques semblables avec une augmentation de la mobilité à n_s faible puis une stabilisation de celle-ci. On voit une diminution importante de la mobilité avec l'augmentation de la température. Pour une température

de 77 K, la mobilité maximale est de l'ordre de $6000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Celle-ci diminue ensuite pour atteindre $2000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 300 K, cette valeur correspond à celles précédemment relevées à température ambiante (Fig. 4.15b).

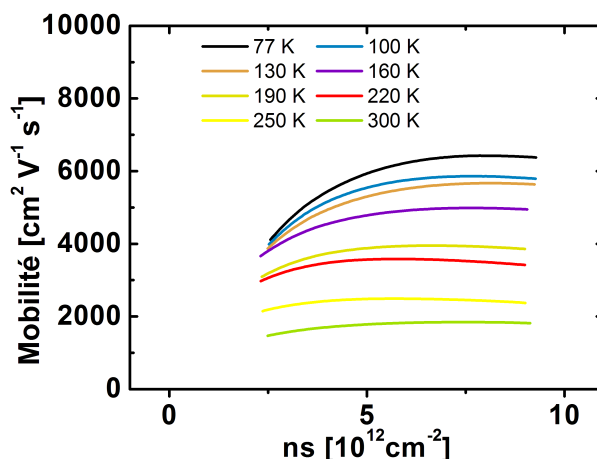


FIGURE 4.34 – Mesure de la mobilité en fonction de la température sans fabrication de la brique grille

L'ordre de grandeur de la mobilité mesurée à température faible est en accord avec la littérature : Miyoshi mesure une mobilité de $7000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 100 K tandis que Katz mesure une mobilité de $5000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à 100 K [7] [11]. On observe une importante baisse de la mobilité à partir de 130 K. Comme expliqué précédemment (4.4.2.1), cette baisse est causée par l'apparition des phénomènes de diffusion piézoélectrique et de diffusion par les phonons acoustiques. Après 220 K, la mobilité diminue plus fortement. Ceci est dû à l'apparition de la diffusion causée par les phonons optiques polaires.

4.4.2.3 Mobilité avec fabrication de la brique grille

L'analyse statistique a montré une mobilité très dégradée sur les structures avec fabrication de la brique grille. Il est intéressant d'étudier, sur ce type de structure, les phénomènes de diffusion en fonction de la température. L'étude des caractéristiques de la mobilité en fonction de la densité de porteurs à température ambiante a montré que la gravure du Si_3N_4 engendre l'apparition d'un important phénomène de diffusion à n_s faible. L'hypothèse émise est que cette diffusion est causée par l'interaction Coulombienne entre les ions fluor et les électrons du gaz 2D.

La figure 4.35 montre les mobilités obtenues sur les structures avec fabrication de la brique grille. Pour des températures inférieures à 250 K, on observe une dynamique de variation de μ en fonction de n_s identique et une pente semblable. A 77 K, on constate une mobilité relativement élevée. On voit une forte diminution de celle-ci entre 77 et 100 K. Pour des températures comprises entre 100 K et 190 K, la mobilité reste stable. Enfin, pour des températures de 250 et 300 K, on voit un changement de dynamique avec une forte diminution de la pente.

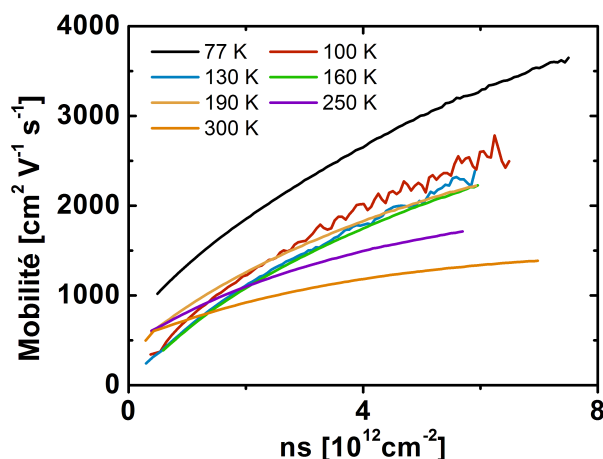


FIGURE 4.35 – Mesure de la mobilité en fonction de la température avec fabrication de la brique grille

On voit ici un comportement très différent de celui observé sur les structures sans fabrication de la brique grille. Tout d'abord, la mobilité à 77 K est presque deux fois inférieure à celle obtenue sur la figure 4.34. La forte diminution de mobilité entre 77 K et 100 K montre l'apparition d'une source de diffusion. Néanmoins, les dynamiques observées restent identiques. Après 250 K on observe un changement de comportement avec une forte diminution de la pente qui traduit l'apparition d'un phénomène de diffusion.

4.4.2.4 Comparaison des deux mobilités

Afin d'effectuer des comparaisons entre les structures avec fabrication de la brique grille et sans fabrication de la brique grille, les mobilités pour une valeur de n_s de $6 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ont été représentées sur la figure 4.36. Dans le but de comparer les résultats observés à la littérature, les valeurs reportées par Miyoshi ont été représentées [7]. Enfin, comme expliqué précédemment (4.4.2.1), pour des températures comprises entre 100 et 220 K, la mobilité dépend de la diffusion par les phonons acoustiques et de la diffusion liée au champ piézo-électrique. Ces deux sources de diffusion sont inversement proportionnelles à la température [16] [17]. Par conséquent, une variation de la mobilité inversement proportionnelle à la température a été représentée.

On voit qu'un très bon accord est obtenu entre la mobilité mesurée sur les structures sans fabrication de la brique grille et la mobilité mesurée par Miyoshi. Ces deux courbes montrent une augmentation importante de la mobilité aux températures faibles avec une mobilité aux alentours de $6000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ en dessous de 100 K. A l'inverse, on voit que la mobilité avec fabrication de la grille Al_2O_3 reste faible, avec une valeur maximale de $3000 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. Enfin, on voit que la différence entre les mobilités avec ou sans fabrication de la brique grille se réduit avec l'augmentation de la température.

L'accord observé entre les mesures de Miyoshi et les nôtres montre que indépendamment de la mobilité peu fiable mesurée à n_s faible, nos mesures sans fabrication de la brique grille sont correctes. En comparant nos mesures sans grille avec la variation de la mobilité en T^{-1} ,

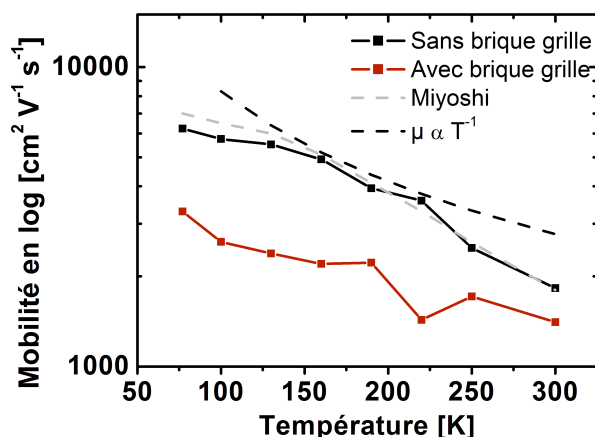


FIGURE 4.36 – Mobilité à $n_s = 6.10^{12} \text{cm}^{-2}$ avec et sans fabrication de la brique grille. En pointillés sont représentées les valeurs extraites des travaux de Miyoshi [7] ainsi qu’une variation de la mobilité inversement proportionnelle à la température.

on voit que, en accord avec la littérature, la diffusion par les phonons acoustiques et la diffusion liée au champ piézo-électrique sont les phénomènes prépondérants entre 100 et 220 K. Pour des températures inférieures, la diffusion Coulombienne limite la mobilité alors que pour des températures supérieures, on voit l’apparition de la diffusion liée aux phonons optiques polaires [7].

Quand la température diminue, l’augmentation de la différence entre la mobilité mesurée sur les structures sans fabrication de la brique grille et avec fabrication de la brique grille montre l’ajout d’une importante source de diffusion aux températures faibles. La diffusion de type interaction Coulombienne est fortement dépendante de la température : avec la diminution de la température, cette diffusion augmente à cause notamment de la diminution de la vitesse des électrons. On en déduit donc que c’est cette diffusion qui est à l’origine de la limitation de la mobilité sur la structure avec fabrication de la brique grille aux températures faibles. On confirme ainsi l’hypothèse effectuée : la gravure fluorée du Si_3N_4 , à travers l’injection d’ions fluor dans la couche d’AlGaIn, entraîne des dégradations importantes de la mobilité dues à l’augmentation de la diffusion par interaction Coulombienne.

A travers cette étude de la mobilité en température, on a pu avoir un meilleur aperçu des phénomènes de diffusion sur une plaque avec 1nm d’AlN et 24nm d’AlGaIn. Il serait intéressant de pouvoir caractériser d’autres plaques et d’étudier plus en détail les sources de diffusion grâce à la mise en place d’outils de simulation. Malheureusement, cela n’a pas été possible durant cette thèse.

4.5 Conclusion

On a cherché dans ce chapitre à étudier le comportement du gaz 2D sous la grille ainsi que les paramètres qui l’influencent. Dans la première partie, l’étude statistique que nous avons effectuée nous a permis de mettre en évidence les dégradations causées par la gravure du Si_3N_4 et plus particulièrement par l’injection d’ions fluor à proximité du gaz 2D. Nous avons caractérisé

plusieurs empilements AlGa_N/Ga_N ainsi que plusieurs types de gravure. La gravure RIE a montré une agressivité supérieure à la gravure ICP et une épaisseur d'AlN de 2nm semble être optimale pour diminuer les dégradations électriques observées. Dans la seconde partie, des études détaillées de la mobilité avec fabrication de la brique grille ont été effectuées, celle-ci ont permis d'avoir un aperçu des phénomènes de diffusion qui rentrent en compte. Enfin, dans la troisième partie, une étude en température des caractéristiques C-V et de la mobilité a permis d'une part de caractériser l'interface Al₂O₃/AlGa_N et d'autre part d'avoir plus d'informations sur les phénomènes de diffusion sur une plaque 24nm d'AlGa_N, 1nm d'AlN. Les études effectuées dans les parties 2 et 3 de ce chapitre ont démontré leur intérêt et leur pertinence, il serait intéressant d'approfondir celles-ci et de les compléter par des simulations.

Bibliographie

- [1] K. J. Chen, L. Yuan, M. J. Wang, H. Chen, S. Huang, Q. Zhou, C. Zhou, B. K. Li, and J. N. Wang, “Physics of fluorine plasma ion implantation for GaN normally-off HEMT technology,” *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 19.4.1 – 19.4.4, Washington, 5-7 December 2011. 27, 107, 123
- [2] X. Sun, Y. Zhang, K. S. Chang-Liao, T. Palacios, , and T. P. Ma, “Impacts of fluorine-treatment on E-mode AlGaIn/GaN MOS-HEMTs,” *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 17.3.1 – 17.3.4, Washington, 15-17 December 2014. 27, 45, 107
- [3] J. Ibbetson, P. Fini, K. Ness, and S. Denbaars, “Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors,” *Applied Physics Letters*, vol. 77, pp. 250–252, 2000. 18, 19, 20, 45, 114, 115
- [4] L. Gordon, M.-S. Miao, S. Chowdhury, M. Higashiwaki, U. Mishra, and C. V. de Walle, “Distributed surface donor states and the two-dimensional electron gas at AlGaIn/GaN heterojunctions,” *Journal of Physics D : Applied Physics*, vol. 43, pp. 505501–, 2010. 20, 21, 22, 45, 114, 115
- [5] G. Koley and M. Spencer, “On the origin of the two-dimensional electron gas at the Al-GaN/GaN heterostructure interface,” *Applied Physics Letters*, vol. 86, pp. 042107–, 2005. 20, 21, 45, 114, 115
- [6] O. Ambacher, J. Smart, J. Shealy, N. Weimann, and K. C. et al, “Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and G- face AlGaIn/GaN heterostructures,” *Journal of Physics*, vol. 85, pp. 3222–3233, 1999. 10, 12, 13, 47, 115, 117, 130, 131, 132, 140
- [7] M. Miyoshi, T. Egawa, and H. Ishikawa, “Study on mobility enhancement in MOVPE-grown AlGaIn/AlN/GaN HEMT structures using a thin AlN interfacial layer,” *Solid-State Electronics*, vol. 50, pp. 1515—1521, 2006. 23, 44, 125, 131, 134, 140, 141, 142, 143
- [8] G. Parish, G. A. Umana-Membreno, S. M. Jolley, D. Buttari, S. Keller†, B. D. Nener, and U. K. Mishra, “AlGaIn/AlN/GaN high electron mobility transistors with improved carrier transport,” *2004 Conference on Optoelectronic and Microelectronic Materials and Devices*, pp. 29–32, Brisbane, 8 December, 2004. 23, 125, 131, 140
- [9] C. Mizue, Y. Hori, M. Miczek, and T. Hashizume, “Capacitance-voltage characteristics of Al₂O₃/AlGaIn/GaN structures and state density distribution at Al₂O₃/AlGaIn interface,” *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 50, pp. 021001–, 2011. 38, 128, 136
- [10] P. Lagger, C. Ostermaier, G. Pobegen, and D. Pogany, “Towards understanding the origin of threshold voltage instability in AlGaIn/GaN MIS-HEMTs,” *IEEE International Electron Devices Meeting (IEDM)*, pp. 299–303, San Francisco, 10-13 December 2012. 128
- [11] O. Katz, A. Horn, G. Bahir, and J. Salzman, “Electron mobility in an AlGaIn/GaN two-dimensional electron gas I—carrier concentration dependent mobility,” *IEEE Transactions on electron devices*, vol. 50, pp. 438–441, 2003. 130, 131, 135, 140, 141

- [12] X. Z. Dang, P. M. Asbeck, E. T. Yua, G. J. Sullivan, M. Y. Chen, B. T. McDermott, K. S. Boutros, and J. M. Redwing, “Measurement of drift mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistor,” *Applied physics letters*, vol. 74, pp. 3890–3892, 1999. 130, 135, 140
- [13] I. P. Smorchkova, C. R. Elsass, J. P. Ibbetson, R. Vetury, and B. H. et al., “Polarization-induced charge and electron mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy,” *Journal of applied physics*, vol. 86, pp. 4520–4526, 1999. 130, 140
- [14] M. Miczek, C. Mizue, T. Hashizume, and B. Adamowicz, “Effects of interface state and temperature on the C-V behavior of metal/insulator/AlGa_N/Ga_N heterostructure capacitors,” *Journal of Applied Physics*, vol. 103, pp. 104510–, 2008. 136
- [15] S. Yang, S. Liu, Y. Lu, C. Liu, and K. J. Chen, “AC-capacitance techniques for interface trap analysis in Ga_N-based buried-channel MIS-HEMTs,” *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 62, pp. 1870–1878, 2015. 136
- [16] H. Mathieu and H. Fanet, *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*. 2009. 140, 142
- [17] S. B. Lisesivdin, S. Acar, M. Kasap, S. Ozcelik, S. Gokden, and E. Ozbay, “Scattering analysis of 2DEG carrier extracted by QMSA in undoped Al_{0.25}Ga_{0.75}N/Ga_N heterostructures,” *Semiconductor science and technology*, vol. 22, pp. 543—548, 2007. 142

Conclusion Générale

A travers ce travail, nous avons pour objectif d'étudier la technologie AlGaIn/GaN en amont de la fabrication de transistors afin de se placer en support à la fabrication au CEA-Leti. Le premier objectif de ces travaux était donc d'étudier le comportement du matériau AlGaIn/GaN sur des structures de base. Pour cela nous avons été amenés à mettre en place des méthodologies de test afin de caractériser la technologie fabriquée au CEA-Leti. De plus, cette thèse était la première en caractérisation électrique avancée de l'empilement AlGaIn/GaN au CEA-Leti. Un autre objectif était donc de définir les futurs axes de recherches liés à cette technologie qui pourront être explorés par les prochains thésards.

Cette thèse a été divisée en quatre chapitres. Le premier chapitre a permis d'introduire la technologie tandis que les trois chapitres restant ont été consacrés à l'étude d'échantillons fabriqués au CEA-Leti.

Dans un premier temps, nous avons obtenu des résultats originaux quant à la mesure de la résistance de couche de structures lithographiées sans grille. Dans l'obscurité, une importante dispersion de la mesure de la résistance de couche a été mise en évidence. Nous avons montré que ceci est causé par un phénomène de piégeage. Ce phénomène de piégeage entraîne une augmentation de la résistance de couche causée par une déplétion des électrons du gaz 2D. L'utilisation d'une source lumineuse a permis d'obtenir une résistance stable. Afin de caractériser efficacement un empilement AlGaIn/GaN, il est donc primordial de mesurer la résistance de couche sous éclairage mais aussi la variation de cette résistance dans l'obscurité. Dans le but d'étudier plus en détail l'influence de la lumière sur la résistance de couche, une source lumineuse de longueur d'onde variable a été utilisée. Ceci nous a permis d'identifier les longueurs d'onde comprise entre 300 et 350nm comme étant celles permettant d'obtenir la résistance de couche la plus faible. Il est intéressant de constater que cette gamme de longueurs d'onde correspond approximativement à la hauteur du gap de l'AlGaIn et du GaN. Ensuite, on a cherché à caractériser ce phénomène de piégeage en fonction des variations de l'épitaxie de l'empilement AlGaIn/GaN. On a notamment cherché à analyser l'influence de l'épaisseur et du pourcentage d'Al de la couche d'AlGaIn ou encore l'influence de l'épaisseur de la couche d'AlN se trouvant à l'interface entre l'AlGaIn et le GaN. Nos mesures ont permis de mettre en évidence :

- Une augmentation du piégeage lié à l'augmentation de l'épaisseur d'AlGaIn ;
- Une diminution du piégeage lié à l'augmentation du pourcentage d'Al dans la couche d'AlGaIn ;
- Une forte influence de l'épaisseur d'AlN avec un faible piégeage à 0 et 2nm d'AlN et un fort piégeage pour 0,5 et 1nm.

Ces trois résultats montrent une forte influence de la couche d'AlGa_{0.3}N. Bien que l'incidence du substrat de GaN sur le piégeage n'ait pas été étudiée, l'étude effectuée nous a permis de déduire que le piégeage intervient au moins en partie dans la couche d'AlGa_{0.3}N. La forte influence de l'épaisseur d'AlN et la présence du piégeage avec ou sans couche de Si₃N₄ nous permettent de déduire que ce piégeage se trouve proche de l'interface entre l'AlGa_{0.3}N et le GaN.

Dans la continuation de ces travaux, il serait intéressant d'étudier le rôle de la couche de GaN sur le piégeage. Ceci peut être effectuée à travers la fabrication de plaques avec des substrats GaN ayant une résistivité plus ou moins importante. Une étude approfondie de l'influence de la lumière sur le piégeage en fonction de la longueur d'onde peut aussi être effectuée pour essayer de définir les niveaux d'énergie qui rentrent en compte dans ce piégeage.

Dans un second temps, une étude approfondie de la brique contact sur un empilement AlGa_{0.3}N/GaN a été effectuée. Dans cette étude, on a cherché à étudier le comportement des contacts en fonction de leur longueur. Avec avoir présenté le modèle TLM utilisé pour rendre compte du comportement des contacts, une étude de la linéarité des caractéristiques de la résistance en fonction de l'intensité a été effectuée. En comparant deux plaques différentes, l'une ayant vu une gravure partielle de la couche d'AlGa_{0.3}N avant le dépôt des contacts et l'autre sans gravure de l'AlGa_{0.3}N, nous avons montré que la gravure partielle de la couche d'AlGa_{0.3}N permet une nette amélioration de la linéarité des caractéristiques. Ceci est associé à une importante diminution de la valeur des résistances mesurées. Puis, en se basant sur le modèle TLM, on a cherché à analyser la brique contact. Pour cela, deux structures différentes ont été utilisées. La première structure est basée sur l'utilisation de contacts uniques de longueurs différentes. Néanmoins, nos mesures ont montré que les caractéristiques des contacts fabriqués au CEA-Leti varient en fonction de leur longueur. Pour prendre en compte ce paramètre, une seconde structure a été utilisée. Sur celle-ci, on a dessiné des contacts de longueur différente mais cette fois-ci chaque contact a été doublé. Grâce à cela, on peut mesurer précisément les caractéristiques des contacts pour chaque longueur. La comparaison des résultats obtenus sur la deuxième structure avec la théorie TLM nous a permis de mettre en évidence la variation non linéaire des contacts fabriqués au CEA-Leti en fonction de leur longueur. Il apparaît donc que le modèle TLM n'est pas adapté à la caractérisation de nos contacts. Cette étude nous a permis de souligner l'importance d'une vérification du comportement des contacts préalablement à l'utilisation du modèle TLM.

Afin de compléter l'étude des contacts fabriqués au CEA-Leti, il serait intéressant d'adapter le modèle TLM pour prendre en compte le comportement de nos contacts. Cet aspect modélisation pourrait être couplé à une étude plus précise de la composition physique de nos contacts afin d'étudier plus précisément leur variation en fonction de la longueur.

Dans le troisième chapitre, on a présenté la mesure de la résistance de couche de substrats AlGa_{0.3}N/GaN par la méthode des quatre pointes colinéaires. Cette mesure repose sur le travail effectué par Van Der Pauw. Elle nous a permis de mesurer la résistance de couche de substrats AlGa_{0.3}N/GaN sans aucune étape de lithographie. Une telle méthode était à notre connaissance inexistante et un brevet a été déposé. La première partie du chapitre a permis d'introduire le travail de Van Der Pauw. Afin de pouvoir appliquer la théorie développée par Van Der Pauw aux substrats AlGa_{0.3}N/GaN, il a été nécessaire de développer une procédure contrôlée de claquage permettant d'obtenir un contact entre les pointes et le gaz 2D. Dans la seconde partie du cha-

pitre, une caractérisation avancée du contact obtenu entre la pointe et le gaz 2D a été effectuée. Dans une troisième partie, la mesure de la résistance de couche ainsi que les paramètres qui l'influencent ont été présentés. On a ainsi montré le rôle, sur le bruit de mesure, de la lumière mais aussi de la tension de claquage utilisée pour obtenir un contact entre les pointes et le gaz 2D. Enfin, dans la dernière partie, la validité de la mesure a été discutée. Tout d'abord, nous avons mis en évidence une dégradation de la mesure après plusieurs séquences de claquage et de mesure au même endroit. Puis, un critère de détection des mesures erronées a été proposé. Enfin, nous avons prouvé la précision de la mesure à travers une étude statistique : avec la méthode développée, l'écart type moyen atteint sur un même site de mesure est de 2%.

Concernant le développement futur de cette étude, il serait intéressant de poursuivre ces travaux et d'essayer d'adapter la méthode développée à des mesures en champ magnétique. De cette façon, la densité surfacique de porteurs d'un substrat AlGaN/GaN pourrait être mesurée sans aucune étape de lithographie.

Dans le dernier chapitre, une étude des propriétés électriques du gaz 2D par effet de champ a été présentée. Trois paramètres de base du gaz 2D ont été étudiés : la densité surfacique de porteurs, la mobilité et la résistance de couche. Ces trois paramètres ont été analysés en fonction de variations de l'épaisseur de la couche d'AlGaN, de l'épaisseur de la couche d'AlN se trouvant à l'interface entre l'AlGaN et le GaN ou encore de la gravure de la couche de Si_3N_4 .

Tout d'abord, une étude statistique a été effectuée. Dans celle-ci, les valeurs des trois paramètres sous la grille et en dehors de la zone de grille ont été comparées. Sous la grille, d'importantes dégradations électriques ont été mises en évidence. La diminution de l'épaisseur d'AlGaN ainsi que l'utilisation d'une gravure plus agressive de la couche de Si_3N_4 ont engendré une importante augmentation des dégradations. En revanche, la gravure partielle de la couche d'AlGaN n'a pas montré d'amélioration. Ces résultats couplés avec des analyses physico-chimiques nous ont permis de mettre en évidence le lien entre la dégradation des caractéristiques électriques du gaz 2D et l'injection d'ions fluor dans la couche d'AlGaN lors de la gravure de la couche de Si_3N_4 . Il apparaît que ces dégradations sont causées par des ions fluor se trouvant proche du gaz 2D. Enfin, l'étude des variations de l'épaisseur d'AlN a permis de mettre en évidence la forte influence de cette couche sur les dégradations observées sous la grille. Nous avons montré qu'une épaisseur d'AlN de 2nm permet de minimiser grandement les dégradations électriques observées.

Dans la seconde partie du chapitre, la mobilité après gravure de la couche de Si_3N_4 a été mesurée en fonction de la densité surfacique de porteurs. Les mesures obtenues ont été comparées à une mobilité témoin extraite d'une structure n'ayant pas vu de gravure de la couche de Si_3N_4 . A travers cette étude, on a comparé les mécanismes de diffusion de la mobilité à température ambiante en fonction des variations de l'épaisseur d'AlGaN, de l'épaisseur d'AlN et de la gravure du Si_3N_4 . Ces mesures ont permis de mettre en évidence l'apparition d'un phénomène de diffusion de la mobilité aux faibles densités de porteurs relié à la gravure fluorée de la couche de Si_3N_4 .

Dans la troisième partie du chapitre, une étude des mesures C-V et de la mobilité a été effectuée en fonction de la température. Tout d'abord, les mesures C-V ont été analysées pour des températures allant de 25 à 250 °C et pour des variations de l'épaisseur d'AlGaN, de l'épaisseur d'AlN et de la gravure du Si_3N_4 . Le but de ces mesures est d'évaluer la densité de charges à l'interface entre l' Al_2O_3 et l'AlGaN grâce à la mesure du décalage du V_p en fonction de

la température. Nous avons montré que la densité de charges à l'interface entre l' Al_2O_3 et l'AlGaN est uniquement influencée par le type de gravure du Si_3N_4 . Contrairement à la gravure ICP, la gravure RIE de la couche de Si_3N_4 entraîne l'apparition d'une forte densité de charges à l'interface entre l' Al_2O_3 et l'AlGaN. Enfin, pour une plaque possédant une épitaxie standard, une étude de la mobilité en fonction de la densité de porteurs surfacique pour des températures allant de 70K à 300K a été effectuée. Le but de cette étude était d'identifier plus précisément les mécanismes de diffusion de la mobilité engendrés par la gravure du Si_3N_4 . Dans cette étude, les mobilités de deux structures, une avec gravure du Si_3N_4 et l'autre sans gravure du Si_3N_4 ont été comparées. Tandis que la mobilité extraite d'une structure sans gravure du Si_3N_4 correspond aux mobilités répertoriées dans la littérature, une importante dégradation de la mobilité aux faibles températures a été observée sur la structure avec gravure de la couche de Si_3N_4 . Avec l'augmentation de la température, les mobilités tendent vers une valeur identique, indépendamment de la gravure du Si_3N_4 . Cette dégradation a été mis en relation avec l'apparition d'un mécanisme de diffusion aux faibles températures similaire à une diffusion par interaction Coulombienne.

De nombreuses perspectives de développement de cette étude sont envisageable. Tout d'abord, il serait intéressant de compléter l'étude de la mobilité en température avec la caractérisation d'autres plaques. Afin de compléter les études électriques, une modélisation des sources de diffusion de la mobilité pourrait être développée.

Liste des publications

J.Lehmann, C. Leroux, G. Ghibaudo, E. Bano, G. Reimbold, A. Torres, E. Morvan, M. Charles, D. Blachier "Sheet resistance measurement on AlGa_N/Ga_N wafers and dispersion study". *Microelectronic Engineering* Volume 109, September 2013, pp 334 – 337, Insulating Films on Semiconductors 2013

J.Lehmann, C. Leroux, G. Ghibaudo, E. Bano, G. Reimbold, A. Torres, E. Morvan, M. Charles, Y. Baines "Novel sheet resistance measurement on AlGa_N/Ga_N HEMT wafer adapted from four-point probe technique" *International Conference on Microelectronic Test Structures (ICMTS)*, 23-26 March 2015, Tempe, pp 163 - 168

J.Lehmann, C. Leroux, G. Ghibaudo, E. Bano, G. Reimbold, A. Torres, E. Morvan, M. Charles "Influence of epitaxy and gate deposition process on Ron resistance of AlGa_N/Ga_N-on-Si HEMT", *IEEE 27th International Symposium on Power Semiconductor Devices and IC's (ISPSD)*, 10-14 May 2015, Hong Kong , pp 261 - 264

J. Lehmann, C. Leroux. "Procédé de mesure de la résistance d'une couche conductrice recouverte". Brevet 1461359. 24/11/2014

Résumé

Caractérisation électrique d'hétérostructures AlGa_N/Ga_N pour des applications de puissance

Résumé : Cette thèse s'inscrit dans le cadre du développement de transistors de puissance HEMT à base de nitrure de gallium au CEA. Grâce à leur mobilité élevée, leur champ de claquage important et leur bonne conductivité thermique les HEMT AlGa_N/Ga_N apparaissent très prometteurs pour les applications d'électronique de puissance. Ce travail se donne pour objectif, à travers la caractérisation électrique, d'approfondir la connaissance du matériau AlGa_N/Ga_N et cela si possible, en amont de la fabrication de transistors. Tout d'abord, à travers des mesures de la résistance du gaz d'électrons à l'interface AlGa_N/Ga_N, des phénomènes de piégeage ont été mis en évidence dans le matériau. Puis, dans la perspective d'un suivi de fabrication des substrats AlGa_N/Ga_N sur Si dès leur sortie du bâti d'épitaxie, une méthode de mesure de la résistance du gaz d'électrons s'inspirant de la mesure quatre pointes a été développée et brevetée. Enfin sur des transistors HEMT réalisés sur différentes épitaxies, une étude détaillée de la résistance de couche, de la mobilité et de la densité de porteurs sous et en dehors de la grille a été effectuée.

Mots clés : HEMT, AlGa_N/Ga_N, caractérisation électrique

Electrical characterization of AlGa_N/Ga_N heterostructures for power applications

Abstract : This PhD is part of the development of HEMT power transistor based on gallium nitride at the CEA. Due to their high electron mobility, high breakdown field and good thermal conductivity, AlGa_N/Ga_N HEMT are very promising devices for power electronic applications. The goal of this PhD is, using electrical characterization, to increase the knowledge of the AlGa_N/Ga_N material prior to the fabrication of transistors. First, through measurements of the resistance of the electron gas located at the AlGa_N/Ga_N interface, a trapping phenomenon was evidenced in the material. Then, in order to set a production follow-through of AlGa_N/Ga_N on Si wafers, a method of measuring the sheet resistance of a AlGa_N/Ga_N stack without the fabrication of contacts was developed and patented. Finally, on HEMT transistors fabricated using different epitaxies, a detailed study of the sheet resistance, the mobility and the sheet carrier density in and out of the gated area was carried out.

Keywords : HEMT, AlGa_N/Ga_N, electrical characterization

