

N° d'ordre : 3405

# THESE

Présentée à

L'UNIVERSITE DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

Spécialité: ELECTRONIQUE

Par

**Nicolas VELLAS**

## **ÉTUDES EXPÉRIMENTALES DE TRANSISTORS HFET DE LA FILIÈRE NITRURE DE GALLIUM POUR DES APPLICATIONS DE PUISSANCE HYPERFRÉQUENCES**

Soutenance devant la commission d'examen le 18 décembre 2003

<i>Membres du jury :</i>	MM.	A. CAPPY	Président
		J.C. DE JAEGER	Directeur de thèse
		C. GAQUIERE	Co-directeur de thèse
		B. HUYART	Rapporteur
		D. PAVLIDIS	Rapporteur
		B. BOUDART	Examineur
	M <sup>me</sup>	G. BOUISSE	Examineur
		F. BRASSEAU	Examineur
		F. MURGADELLA	Examineur
		M.A. POISSON	Examineur
		D. SCHREURS	Examineur

*A mon père et à ma mère*

*A mes sœurs*

## **Remerciements**

*Ce travail a été réalisé à l'Institut d'Electronique, de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN) dirigé par Monsieur le Professeur A. CAPPY et financé par la Délégation Générale pour l'Armement dans le cadre du contrat n°97-065.*

*Je remercie Monsieur le Professeur A. Cappy de me faire l'honneur de présider la commission d'examen.*

*Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J.C. De Jaeger pour la confiance qu'il m'a accordée en m'accueillant au sein de son équipe.*

*J'exprime toute ma reconnaissance et toute ma sympathie à Monsieur le Professeur C. Gaquière, pour son encadrement, sa confiance et sa gentillesse. Je lui adresse mes plus sincères remerciements pour m'avoir fait découvrir avec passion le monde de la caractérisation hyperfréquence.*

*Monsieur B. Huyart, Professeur à l'Ecole Nationale Supérieure des Télécommunications (ENST) et Monsieur D. Pavlidis, Professeur à l'université technique de Darmstadt (IHFE), qui me font l'honneur de juger ce travail et d'en être les rapporteurs. Je leur exprime ma plus vive reconnaissance.*

*Mes remerciements vont à*

*Mesdames M.A Poisson (Docteur, THALES-TRT) et D. Schreurs (Docteur, ESAT-TELEMIC, Leuven - Belgique) ;*

*Messieurs B. Boudart (Professeur, LUSAC), G. Bouisse (Ingénieur, MOTOROLA), F. Brasseur (Ingénieur, ALCATEL SPACE) et F. Murgadella (Docteur, DGA) qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen.*

*J'exprime toute ma gratitude à Monsieur Didier Théron qui a toujours répondu à mes innombrables questions et pour son appui scientifique concernant la physique, au sens large, du nitruure de gallium.*

*J'adresse mes sincères remerciements à Elisabeth Delos pour m'avoir accordé autant de temps, pour m'avoir formé à l'utilisation du matériel de la centrale de caractérisation et pour les « millions de mesures » réalisées durant ces trois ans.*

*Un très grand merci à Damien Ducatteau pour avoir automatisé de nombreux systèmes afin de diminuer le temps de mesure et pour s'être occupé de l'automatisation du tuner.*

*Merci à H. Gerard pour m'avoir transmis ses plans du tuner qui m'ont été très utiles et à V. Schafer pour toute son aide lors des déplacements.*

*Je remercie également Didier Vandermoere pour avoir mis en boîtier un grand nombre de composants avec ses « doigts de fée ».*

*Enfin, je remercie particulièrement :*

*Yannick Guhel, Monsieur « patates » où le gaffeur de service à qui j'ai donné un grand nombre de surnoms (le breton, grand maître, le planteur de PC...). Certains passent leur week-end à faire la fête sans penser au travail, nous, nous avons fait la fête en discutant GaN jusqu'à 6h00 du matin. Yannick a l'étoffe d'un bon chercheur mais par contre je lui déconseille de chanter. Pendant trois ans, nous avons formé une bonne équipe car nous étions très complémentaires aussi bien au travail qu'en soirée...*

*Matthieu Werquin (le petit Matthieu), la personne la plus sympa que je connaisse mais aussi la plus filou. Je le remercie d'être venu avec moi à Besançon et d'avoir sacrifié autant de temps pour m'aider (à charge de revanche). Il ne faut pas qu'il oublie que le temps passe vite et que l'heure de la rédaction approche...*

*Majda Elkou pour sa gentillesse et sa bonne humeur. Elle a réussi à me supporter pendant trois ans alors que je n'ai pas arrêté de la taquiner.*

*Monsieur et Madame Bué-Erkmen (Fred et Ebru) à qui je fais mes très sincères félicitations pour la naissance du petit Joseph, futur ingénieur comme papa. Merci à Fred pour avoir fait toute la mise en page de la thèse et la relecture du manuscrit.*

*Karine Blary, aussi gaffeuse que Yannick, qui fait tomber son briquet dans des endroits que je ne préfère même pas avouer et qui tente de rentrer dans la cafétéria avant d'ouvrir la porte.*

*Isabelle, Sophie, Rachid et Thibault pour toutes les soirées sympas que nous avons passées...*

*Je n'oublie pas bien sûr, Catherine Gaquière, pour tous les bons plats qu'elle m'a apportés avec Christophe lorsque je rédigeais tard le soir. Maintenant je comprends pourquoi il est si pressé de rentrer le soir... Christophe, en plus d'être mon co-directeur de thèse, est un très bon ami avec qui j'ai passé de très bons moments, notamment lors du voyage à Milan. Je crois que nous nous rappellerons longtemps du petit restaurant Milanais et de cette mouche qui se posait sans cesse sur l'épaule de Christophe provoquant un fou rire mémorable...*

# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION</b>	<b>11</b>
<b>Chapitre 1 Propriétés physiques du Nitrure de Gallium</b>	<b>17</b>
I Introduction.....	25
II Rappels des propriétés physiques du nitrure de gallium .....	26
II.1 Structure cristalline.....	26
II.2 La croissance de GaN et les différents substrats de substitution.....	28
II.3 Propriétés électroniques .....	32
II.4 Polarisation spontanée et piézoélectrique.....	35
III Etude de la densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel des quatre principales structures de couches étudiées.....	58
III.1 Etudes de la structure I.....	59
III.2 Etude de la structure II .....	71
III.3 Etudes de la structure III .....	77
III.4 Etudes de la structure IV .....	84
IV Conclusion .....	88
<b>Chapitre 2 Caractérisation et Physique du Contact Schottky sur Nitrure d'Elements III</b>	<b>95</b>
I Introduction.....	103
II Propriétés physiques du contact Schottky .....	104
II.1 Diagramme énergétique en l'absence d'états d'interface (modèle de Schottky-Mott).....	104
II.2 Diagramme énergétique en présence d'états d'interface (Bardeen [2]) .....	106
II.3 Ionicté du nitrure de gallium et présence d'états de surface .....	112
II.4 Les courants dans une diode Schottky .....	115
III Résultats expérimentaux .....	119
III.1 Description technologique sommaire de la réalisation des contacts Schottky et ohmique .....	119
III.2 Analyses expérimentales du courant dans les diodes grille-source et grille-drain .....	147
IV Conclusion .....	170
<b>Chapitre 3 Caractérisation en Régime Statique et petit Signal</b>	<b>177</b>
I Introduction.....	187
II Etude du courant de drain et de la transconductance en régime statique .....	188
II.1 Les systèmes de mesure et définitions .....	188

II.2 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure I.....	191
II.3 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure II ....	197
II.4 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure III....	216
II.5 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure IV....	222
II.6 Récapitulatif .....	228
III Etude hyperfréquence petit signal des transistors HEMT GaN .....	229
III.1 Principe de mesure des paramètres $S_{ij}$ et calibrage de la chaîne de mesure .....	229
III.2 Schéma équivalent petit signal et définitions des différents gains extrinsèques.....	233
III.3 Les résultats expérimentaux obtenus .....	234
IV Conclusion .....	246
<b>Chapitre 4 Caractérisation de HFETs AlGaIn/GaN en Régime Grand Signal</b>	<b>251</b>
I Introduction.....	259
II Mesures en régime grand signal en mode monoporteuse à 4 GHz .....	260
II.1 Le banc de mesure grand signal en régime monotone 2-18 GHz. ....	260
II.2 Résultats expérimentaux en régime grand signal .....	282
III Système de mesure permettant de reconstituer l'enveloppe du courant de drain en régime grand signal hyperfréquence .....	297
III.1 Présentations du banc de mesure, de la méthode de calibrage et de la méthode de mesure. ....	297
IV Les mesures grand signal en mode biporteuse.....	309
IV.1 Le banc de mesure bi-porteuse 2-18 GHz .....	309
IV.2 Résultats d'intermodulation obtenus sur les transistors de la structure IV .....	313
V Conclusion .....	316
<b>CONCLUSION</b>	<b>321</b>
<b>ANNEXE</b>	<b>327</b>
I Détermination de la relation $n(V_G)$ de la structure I. ....	329
I.1 Diagramme énergétique.....	329
II Résultats de tous les échantillons étudiés.....	344
II.1 Présentation des différentes structures .....	344
II.2 Tableau de résultats .....	346

# **INTRODUCTION**





Depuis plus de vingt ans, l'explosion de nouvelles applications électroniques nécessite, en raison de la saturation du spectre en basse fréquence, de développer des systèmes à des fréquences de plus en plus élevées, c'est à dire dans la gamme des hyperfréquences. Les besoins émergents dans ce domaine ne sont pas uniquement limités aux marchés des télécommunications mais à bien d'autres domaines d'applications comme l'électronique embarquée à destination de l'automobile et des transports terrestres, aux systèmes médicaux, à la domotique et à l'aéronautique pour ne citer que ces quelques exemples.

Ces applications nécessitent, pour la plus part, des amplificateurs de forte puissance fonctionnant dans des gammes de fréquence supérieures au giga hertz. Dans les années 70, seuls les tubes à vide et les diodes semiconductrices étaient utilisés pour amplifier ou générer les signaux de forte puissance à des fréquences très élevées. L'amélioration permanente des performances des transistors à effet de champ, en termes de fréquence, puissance ou rendement, a conduit ces composants à remplacer progressivement les tubes à vide dans les amplificateurs hyperfréquences. Les motivations premières de ce remplacement étaient d'une part la possibilité de miniaturiser fortement les systèmes d'amplification afin de les rendre moins lourds et d'autre part d'augmenter leurs plus fiabilités et leurs linéarités. Afin d'être effectivement concurrentiels face aux amplificateurs à tubes à onde progressive (TWT), les amplificateurs de puissance à l'état solides (SSPA) doivent fournir des puissances chiffrables en Watts voire au-delà, avec des rendements de 50 % et même plus et ce, jusqu'en gamme millimétrique.

Jusqu'à aujourd'hui, les transistors de puissance fonctionnant au-delà du giga hertz étaient basés principalement sur une technologie de semiconducteur III-V comme l'arséniure de gallium (GaAs). Cette technologie de transistor présente un avantage conséquent en terme de montée en fréquence vis à vis des transistors réalisés sur silicium. Ces transistors sont, en revanche, limités en terme de densité de puissance et de dissipation thermique ( $K = 0.5 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour le GaAs contre  $K = 1.3 \text{ W.cm}^{-1}\text{K}^{-1}$  pour le silicium). Effectivement, l'état de l'art en densité de puissance obtenue sur des transistors à effet de champ de la filière GaAs est à l'heure actuelle de 1.6 W/mm à une fréquence de 2 GHz. Dès lors la réalisation d'amplificateur délivrant des puissances supérieures à 100 W nécessite l'emploi soit de transistor de grand développement soit d'un nombre de transistors important. Or la technologie GaAs est à l'heure actuelle très coûteuse vis-à-vis de celle en silicium car elle implique entre autre la réalisation d'hétérostructures complexes pour atteindre de telles performances.

Afin de contourner les problèmes de faible dissipation thermique, de faible densité de puissance et de coûts importants, de nombreux laboratoires ont focalisé leurs axes de recherche sur l'utilisation de nouveaux matériaux plus performants que l'arséniure de gallium pour les applications de puissance. Notre laboratoire s'est investi dans l'étude et la réalisation des transistors HFET de la filière nitrure de gallium (GaN) dans le cadre d'un laboratoire commun avec la société THALES TRT, nommé TIGER. Ce matériau possède des propriétés physiques très intéressantes pour des applications de puissance en hyperfréquence comme une large bande d'énergie interdite (3.39 eV), une vitesse de saturation des porteurs élevée et de très bonnes stabilités thermique et chimique. Contrairement à certains matériaux à grand gap comme le carbure de silicium ou le diamant, des alliages ternaires tels que AlGaN ou InGaN peuvent être réalisés à partir du GaN. Dès lors des hétérostructures de types AlGaN/GaN ou InGaN/GaN sont concevables afin de réaliser des transistors HFET à haute mobilité et donc à haute fréquence d'utilisation.

Le nitrure de gallium, grâce à sa grande bande d'énergie interdite, présente un champ de claquage élevé (supérieur à  $3 \times 10^6$  V/cm c'est à dire 7 à 8 fois supérieur à celui de GaAs) ce qui permet de réaliser des transistors possédants des tensions de claquages importantes de l'ordre de 100 V. Les stabilités thermique et chimique de ces matériaux en font des candidats de choix pour la réalisation de transistors fonctionnant dans des environnements très chauds et corrosifs comme les réacteurs de fusées, de missile ou encore dans les moteurs d'automobile pour ne citer que ces quelques exemples.

Outre ces propriétés physiques, le GaN présente la particularité d'être un matériau pyroélectrique et piézoélectrique. Cette spécificité permet de réaliser des transistors HEMT type AlGaN/GaN dont la densité d'électrons à l'interface peut aisément dépasser  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  sans dopage intentionnel de la barrière AlGaN.

Cependant, la croissance de GaN massif est très difficile et la taille maximale des échantillons réalisés n'excède pas, jusqu'à présent,  $1 \text{ cm}^2$ . De ce fait, la croissance du GaN est effectuée sur des substrats de substitution comme le carbure de silicium, le saphir, et le silicium. Ces substrats présentent des désaccords de maille plus ou moins importants avec le GaN qui, lors de la croissance, engendrent la formation de défauts (dislocations, craquelures) dont la densité peut atteindre  $1 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2}$ . Ces défauts sont des facteurs limitatifs aux performances en hyperfréquence des transistors à base de GaN. L'impact de ces défauts se traduit par une dégradation de la densité de porteurs, une diminution des tensions de claquage et de la mobilité des électrons et une fiabilité limitée. Malgré cela, l'état de l'art actuel en densité de puissance pour des transistors HEMT

réalisés sur substrat carbure de silicium est de 11.2 W/mm à 10 GHz, sur substrat saphir de 6.5 W/mm à 8 GHz et sur silicium de 7 W/mm à 4 GHz [4].

Ce mémoire est divisé en quatre parties.

Le premier chapitre est consacré aux rappels des propriétés physiques des nitrures d'éléments III, nous définissons les notions de polarisations piézoélectrique et spontanée dans différentes hétérostructures en montrant l'importance du rôle joué par le sens de la polarité du système Ga-N. Dans un second temps, nous présentons les différentes hétérostructures étudiées lors de ces travaux en expliquant le rôle de chacune des couches. Puis les équations de Schrödinger et de Poisson sont résolues par un calcul auto-cohérent en tenant compte des effets des polarisations piézoélectrique et spontanée afin de déterminer la densité de porteurs à l'interface et la tension de pincement. Ces résultats sont comparés aux résultats expérimentaux à des fins d'analyses. Enfin, l'influence de la contrainte résiduelle de la couche tampon en GaN sur la densité de porteurs à l'interface AlGaN/GaN est abordée.

Le deuxième chapitre est consacré dans un premier temps à la physique du contact Schottky où nous abordons la notion d'ancrage du niveau de Fermi et son impact sur la hauteur de barrière Schottky. Dans un deuxième temps, les résultats des mesures C(V) réalisées à différentes fréquences sur un grand nombre de structures montreront que le GaN et l'AlGaN présentent des états de surface qui ancrent le niveau de Fermi. Des solutions technologiques sont proposées afin de réduire ces effets. Enfin, les différents phénomènes de conduction dans les diodes Schottky (courant de fuite, effet tunnel, effet thermoionique, effet de génération-recombinaison) sont étudiés.

La troisième partie, est consacrée à l'étude du courant de drain et de la transconductance des transistors. L'impact du « sens de polarisation », du « temps de polarisation » avant acquisition du courant de drain ainsi que l'effet d'illumination par une lumière blanche sur le courant de drain sont démontrés. Ces résultats sont confortés par des mesures du courant de drain en régime pulsé. Le concept de la grille virtuelle due à la présence de charges ioniques en surface, de la présence de centres profonds dans la barrière ainsi que de l'injection d'électrons chauds dans la couche tampon de GaN seront abordés pour tenter d'expliquer les divers phénomènes rencontrés. Le banc de

mesure statique que nous avons développé pour mieux observer les effets inhérents aux transistors GaN est succinctement présenté. Enfin, une étude en régime petit signal est présentée dans laquelle l'extraction du gain en courant, du gain maximum disponible et du gain unilatéral des composants étudiés sera effectuée.

Le système de mesure passif développé pour répondre à la caractérisation en régime grand signal des transistors à base de nitrure de gallium de différentes géométries est décrit dans le dernier chapitre. Les résultats de puissance obtenus sur les différents échantillons sont alors présentés et analysés. Un système de mesure a été développé pour aider à l'analyse et expliquer les écarts obtenus entre les résultats de puissance expérimentaux et ceux escomptés. Cette analyse montrera l'impact de la tension grille-drain instantanée sur le courant de drain. Enfin, un système de mesure d'intermodulation biton et la méthode d'étalonnage associée que nous avons développés dans la gamme de fréquence 2-18 GHz ainsi que les résultats de mesure obtenus seront décrits. Cette action est réalisée afin de démontrer les potentialités en linéarité de ces composants.

**CHAPITRE 1**  
**PROPRIETES PHYSIQUES DU NITRURE DE GALLIUM**



## TABLE DES MATIERES

I Introduction.....	25
II Rappels des propriétés physiques du nitrure de gallium .....	26
II.1 Structure cristalline.....	26
II.2 La croissance de GaN et les différents substrats de substitution.....	28
II.2.1 Le GaN massif.....	28
II.2.2 Les différents substrats utilisés pour la croissance de GaN hexagonal.....	28
II.2.2.1 Le saphir .....	29
II.2.2.2 Le carbure de silicium .....	30
II.2.2.3 Le silicium (111) .....	30
II.2.3 La croissance de GaN.....	31
II.2.3.1 Croissance EPVOM .....	31
II.2.3.2 Croissance EJM.....	32
II.3 Propriétés électroniques .....	32
II.3.1 Nature du gap et constante diélectrique .....	32
II.3.2 Masses effectives, mobilités, champs de claquage et vitesses de saturation.....	34
II.4 Polarisation spontanée et piézoélectrique.....	35
II.4.1 Définitions.....	35
II.4.2 Les classes cristallines.....	35
II.4.3 Notion de polarisation .....	37
II.4.3.1 Polarisation d'un diélectrique.....	37
II.4.3.2 Polarisation macroscopique et équations de Maxwell d'un diélectrique .....	38
II.4.4 Polarisation spontanée, cas du nitrure de gallium hexagonal.....	40
II.4.4.1 Répartition des moments dipolaires .....	40
II.4.4.2 Orientation du vecteur polarisation spontanée .....	42
II.4.5 Polarisation piézoélectrique, cas du nitrure de gallium hexagonal .....	43
II.4.5.1 Généralités.....	43
II.4.5.2 Relation contraintes – déformations.....	44
II.4.5.3 Relation contrainte - polarisation piézoélectrique.....	47
II.4.6 Les valeurs numériques .....	49
II.4.7 Calcul de la densité de charges fixes $\sigma$ d'une structure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ Face Ga.....	51
II.4.8 Influence de la contrainte sur la densité de charges à l'interface.....	53



III Etude de la densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel des quatre principales structures de couches étudiées.....	58
III.1 Etudes de la structure I.....	59
III.1.1 Présentation générale de la structure I.....	59
III.1.1.1 Rôles des différentes couches.....	59
III.1.1.2 Répartition des vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique.....	61
III.1.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal.....	62
III.1.2.1 Diagramme énergétique de la structure I.....	62
III.1.2.2 La résolution de l'équation de Poisson.....	64
III.1.3 Détermination de l'équation $n_s(E_F)$ .....	66
III.1.4 Détermination de la relation $n_s(V_G)$ .....	67
III.2 Etude de la structure II.....	71
III.2.1 Présentation générale de la structure II.....	71
III.2.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal.....	73
III.2.2.1 Diagramme énergétique de la structure II.....	73
III.2.2.2 Détermination de l'équation $n_s(V_G)$ .....	75
III.3 Etudes de la structure III.....	77
III.3.1 Présentation générale de la structure III.....	77
III.3.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal.....	79
III.3.2.1 Diagramme énergétique de la structure III.....	79
III.3.2.2 Détermination de l'équation $n_s(V_G)$ .....	81
III.4 Etudes de la structure IV.....	84
III.4.1 Présentation générale de la structure IV.....	84
III.4.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal.....	85
III.4.2.1 Diagramme énergétique de la structure II.....	85
III.4.2.2 Détermination de l'équation $n_s(V_G)$ .....	87
IV Conclusion.....	88

## TABLE DES FIGURES

Figure II.1 : <b>a)</b> Séquence d'empilement des atomes, <b>b)</b> Arrangement des atomes dans la maille élémentaires de GaN hexagonal.....	27
Figure II.2 : Projection des plans de base des cations du saphir et du GaN hexagonal dans l'orientation prise lors de l'épitaxie .....	29
Figure II.3 : a) Premières zone de Brillouin et b) Structures de bandes .....	32
Figure II.4 : Classes cristallines .....	35
Figure II.5 : Evolution de la polarisation électrique en fonction du champ électrique extérieur appliqué pour différents matériaux .....	36
Figure II.6 : Déformation du nuage électronique d'un atome sous l'action d'un champ électrique ..	37
Figure II.7 : Matériau diélectrique soumis à un champ électrique extérieur E.....	38
Figure II.8 : Répartition des électrons de la bande de valence pour une paire Ga-N .....	40
Figure II.9 : Plan d'atomes d'une structure hexagonale idéale relaxée et répartition des moments dipolaires.....	40
Figure II.10 : Contribution des différents moments dipolaires pour la génération de la polarisation spontanée.....	41
Figure II.11 : Génération d'un champ électrique E par la polarisation spontanée dans un échantillon de GaN hexagonal relaxé sans champ extérieur appliqué.....	41
Figure II.12 : Représentation des séquences de couche d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes.....	42
Figure II.13 : Plan d'atomes d'une structure Wurtzite de GaN contrainte et répartition des moments dipolaires (Face Ga).....	43
Figure II.14 : Influence du type de contrainte sur les différents paramètres de maille.....	46
Figure II.15 : Structure AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> Face Ga où Ga <sub>N</sub> est relaxé et AlGa <sub>N</sub> contraint en tension.....	52
Figure II.16 : Evolutions des polarisations spontanée et piézoélectrique et de la densité de charges en fonction du taux d'aluminium .....	53
Figure II.17 : Schéma représentant les sens des vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique dans une structure AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> en fonction du type de contrainte pour les deux cas de polarité. Mise en évidence du type de charges fixes présentes à l'interface AlGa <sub>N</sub> /Ga <sub>N</sub> . .....	54
Figure II.18 : Evolutions des polarisations spontanée et piézoélectrique et de la densité de charges en fonction de la contrainte du Ga <sub>N</sub> Wurtzite Face Ga .....	55

Figure III.1 : Représentation de la structure I .....	59
Figure III.2 : Répartition des charges aux interfaces et orientation des vecteurs $\vec{P}_{SP}$ et $\vec{P}_{PZ}$ .....	61
Figure III.3 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique E et distribution des charges électrostatiques de la structure I.....	63
Figure III.4 : Evolution de la tension de pincement et de la densité surfacique de porteurs en fonction du niveau de contrainte du GaN en compression pour la structure I. Les simulations ont été effectuées à $V_G = 0$ V pour $N_D = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ .....	70
Figure III.5 : Représentation de la structure II, répartition des charges et sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée.....	72
Figure III.6 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique E et distribution des charges électrostatiques de la structure II .....	74
Figure III.7 : Représentation de la structure III, répartition des charges et sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée.....	78
Figure III.8 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique E et distribution des charges électrostatiques de la structure III .....	80
Figure III.9 : Evolution de la tension de pincement et de la densité surfacique de porteurs en fonction du niveau de contrainte du GaN en compression pour la structure III. Les simulations ont été réalisées pour $V_G = 0$ V.....	83
Figure III.10 : Représentation de la structure IV, répartition des charges et sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée.....	84
Figure III.11 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique E et distribution des charges électrostatiques de la structure IV .....	86

## TABLE DES TABLEAUX

Tableau II.1 : Paramètres de maille $a$ et $c$ , coefficient de dilatation thermique $\alpha$ et rayon de Bohr $a_{\text{Bohr}}$ à 300 K de l'AlN, GaN et InN .....	27
Tableau II.2 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique des substrats les plus employés .....	29
Tableau II.3 : Energie de la bande interdite et constante diélectrique de différents semiconducteurs de types IV, III-V et II-VI.....	33
Tableau II.4 : Résumé des valeurs des masses effectives, des mobilités $\mu$ , des champs de claquage $E_c$ , des vitesses de saturation des électrons $v_s$ , des conductivités thermiques $K$ et des dilatations thermiques $\alpha$ de différents semiconducteurs. ....	34
Tableau II.5 : Evolutions des paramètres de maille et de la polarisation totale en fonction de la contrainte pour une structure Face Ga .....	46
Tableau II.6 : Valeurs numériques théoriques de $P_{\text{SP}}$ .....	49
Tableau II.7 : Valeurs numériques des constantes piézoélectriques de GaN, AlN et InN.....	50
Tableau II.8 : Valeurs numériques des constantes élastiques de GaN, AlN et InN.....	51
Tableau III.1 : Comparaison entre les résultats théoriques calculés à $V_G = 0$ V pour $N_D = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et les résultats expérimentaux pour la structure I.....	68
Tableau III.2 : Comparaison entre les résultats théoriques calculés à $V_G = 0$ V pour $N_D = 1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ et les résultats expérimentaux pour la structure I.....	69
Tableau III.3 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure II. Les calculs théoriques ont été effectués à $V_G = 0$ V et $N_D = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ .....	76
Tableau III.4 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure II. Les calculs théoriques ont été effectués à $V_G = 0$ V et $N_D = 2.5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ .....	77
Tableau III.5 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure III .....	82
Tableau III.6 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure IV .....	88



## I Introduction

Les transistors à effet de champ à hétérojonction (HFET) basés sur une hétérostructure AlGaN/GaN sont depuis une dizaine d'années un sujet d'investigation intense. Effectivement, le nitrure de gallium grâce à sa bande d'énergie interdite importante, son champ de claquage élevé, sa bonne stabilité thermique et chimique associés aux propriétés de transport, est un candidat idéal pour des applications à hautes tensions, fortes puissances aux fréquences microondes.

Bien que la masse effective des électrons dans le GaN soit trois fois celle des électrons dans le GaAs et que la mobilité à faible champ soit beaucoup plus faible dans GaN, la vitesse de saturation des porteurs libres dans GaN est beaucoup plus importante ce qui est parfaitement adapté pour des applications de puissance en hyperfréquence.

Un des points forts des HFET's basés sur une hétérostructure AlGaN/GaN est la facilité de réaliser un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface avec une concentration d'électrons supérieure à  $10^{13} \text{ cm}^{-2}$  sans doper intentionnellement la couche d'AlGaN grâce aux polarisations spontanée et piézoélectrique. Ces concentrations d'électrons dans le gaz à l'interface AlGaN/GaN ne peuvent être atteintes avec les semiconducteurs plus conventionnels comme le GaAs malgré un dopage important de la couche donneuse.

Depuis longtemps les travaux de recherches ont montré l'influence substantielle exercée par l'effet piézoélectrique sur la densité de charge et les distributions des champs électriques dans les semiconducteurs contraints ayant une structure cristalline de type Zinc Blende épitaxiés suivant l'orientation (111). Plus récemment, cette influence a été observée dans les hétérostructures à base de nitrure d'éléments III (GaN, AlN, InN et leurs alliages) possédant une structure cristalline de type hexagonale Wurtzite épitaxiées suivant l'orientation (0001). Dans les hétérostructures AlGaN/GaN de type Wurtzite, la polarisation piézoélectrique de la couche d'AlGaN contrainte est environ cinq fois plus importante que dans le cas des structures AlGaAs/GaAs. Ceci engendre une augmentation significative de la concentration des porteurs à l'interface. Outre la forte polarisation piézoélectrique, la polarisation spontanée (polarisation sans contrainte) est très grande dans le groupe des éléments III-N. A titre d'exemple, Bernardini *et al.* [1] ont montré que l'AlN possède une polarisation spontanée qui est seulement trois à cinq fois inférieure à celle des matériaux ferroélectriques. Les polarisations spontanée et piézoélectrique pour les matériaux GaN et AlN sont environ dix fois plus importantes que dans les matériaux III-V conventionnels (GaAs, InP). La polarisation spontanée peut générer des champs électriques de 3 MV/cm dans les matériaux de type III-N et la contrainte de la couche supérieure des hétérostructures AlGaN/GaN ou InGaN/GaN peut

générer un champ piézoélectrique additionnel d'environ 2 MV/cm. Ces très fortes polarisations engendrent des champs électriques permettant la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons avec des densités de porteurs très élevées.

Dans un premier temps nous consacrerons ce chapitre au rappel des propriétés physiques des nitrures d'éléments III. Les notions de polarisation piézoélectrique et spontanée dans différentes hétérostructures seront définies en montrant l'importance du rôle joué par le sens de la polarité du système Ga-N. Dans un second temps, les différentes hétérostructures étudiées lors de ces travaux seront présentées en expliquant le rôle joué par chacune des couches. Puis les équations de Schrödinger et de Poisson seront résolues par un calcul auto-cohérent en tenant compte des effets des polarisations piézoélectrique et spontanée afin de déterminer la densité de porteurs à l'interface AlGaN/GaN et la tension de pincement. L'impact de la contrainte résiduelle de la couche tampon GaN sur la densité de porteurs du gaz bidimensionnel sera étudié. Enfin ces résultats seront comparés aux résultats expérimentaux.

## II Rappels des propriétés physiques du nitrure de gallium

### II.1 Structure cristalline

Les nitrures III-N peuvent cristalliser sous les formes cubique ( $\beta$ -III-N) ou hexagonale ( $\alpha$ -III-N). La phase hexagonale est la phase stable obtenue dans les conditions habituelles de croissance. La phase cubique de GaN par exemple, peut être obtenue dans des conditions spécifiques d'homoépitaxie sur substrat GaN (001) ou d'hétéroépitaxie sur substrat GaAs (111). Durant ces trois années de recherche nous avons étudié uniquement le GaN hexagonal. Pour cette raison, seule les propriétés physiques de GaN Wurtzite seront présentées.

La structure Wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux, l'un avec les atomes de gallium, l'autre avec les atomes d'azote, interpénétrés et décalés suivant l'axe  $c$  de  $5/8^{\text{ème}}$  de la maille élémentaire. L'arrangement des atomes dans la maille d'une structure hexagonale ainsi que la séquence d'empilement sont représentés figure II.1.

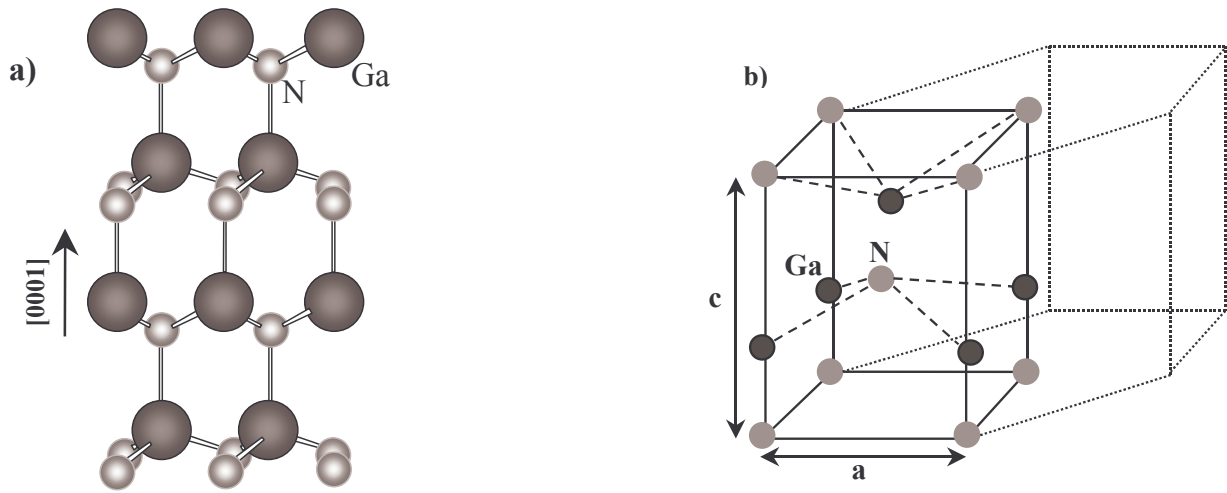


Figure II.1 : a) Séquence d'empilement des atomes, b) Arrangement des atomes dans la maille élémentaire de GaN hexagonal

Le tableau II.1 représente les paramètres de maille et le rayon de Bohr à 300 K de l'AlN, GaN et InN lorsque ces matériaux sont totalement relaxés. GaN et AlN ont des mailles voisines (3.4 % de désaccord), mais InN présente avec ces derniers des désaccords paramétriques conséquents soit environ 14 % avec AlN et 11 % avec GaN. Les coefficients de dilatation thermique des paramètres  $a$  et  $c$  sont différents pour GaN et AlN. Sous l'effet d'une augmentation de température le paramètre  $c$  de l'AlN aura tendance à se dilater d'avantage que le paramètre  $a$ . Effectivement le coefficient de dilatation thermique du paramètre  $c$  de l'AlN vaut  $5.3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  contre  $4.2 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$  pour le paramètre  $a$ . Cet effet aura un impact important sur les polarisations piézoélectrique et spontanée comme nous le verrons ultérieurement. Pour le GaN, le phénomène est inversé, le paramètre  $a$  se dilate plus que le paramètre  $c$  sous l'effet de la température.

Structure Wurtzite à 300K	AlN	GaN	InN
$a_0$ (Å) [2]	3.112	3.189	3.54
$c_0$ (Å) [2]	4.982	5.185	5.705
$\alpha$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ ) [3]	4.2 / 5.3	5.6 / 7.7	-
$c_0/a_0$ (exp) [2]	1.601	1.6259	1.6116
$c_0/a_0$ (cal) [1]	1.619	1.6336	1.6270
$a_{\text{Bohr}}$ (Å) [1]	5.814	6.04	6.66

Tableau II.1 : Paramètres de maille  $a$  et  $c$ , coefficient de dilatation thermique  $\alpha$  et rayon de Bohr  $a_{\text{Bohr}}$  à 300 K de l'AlN, GaN et InN

A partir des valeurs du paramètre de maille ( $a_0$ ) de l'AlN et du GaN, une interpolation linéaire peut être définie pour déterminer avec une bonne approximation le paramètre de maille  $a_0$  du composé ternaire  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$  en fonction du taux d'aluminium  $x$ , soit :



$$\alpha_0^{Al_xGa_{1-x}N}(\text{\AA}) = \alpha_0^{GaN} - 0.077x \quad (\text{II.1})$$

## II.2 La croissance de GaN et les différents substrats de substitution

### II.2.1 Le GaN massif

Le GaN massif est très difficile à obtenir car son élaboration nécessite des températures de l'ordre de 1700°C sous des pressions partielles d'azote de l'ordre de 20 kbars. Des monocristaux massifs de GaN ont été élaborés avec succès sous haute pression, mais la surface disponible n'excédait pas 100 mm<sup>2</sup> pour 200 heures de croissance [4]. En raison de leur trop faible taille ces cristaux massifs ont été peu utilisés industriellement comme substrats d'homoépitaxie.

Aujourd'hui, des chercheurs japonais (Hitachi Cable) affirment produire des substrats de GaN massifs de deux pouces de diamètre grâce à une nouvelle méthode appelée « VAS » (void-assisted-separation) [5]. Cette méthode consiste à faire croître une première couche de GaN sur un substrat saphir. Puis une couche de TiN est déposée à la surface du GaN. La couche de GaN massif est alors épitaxiée sur la couche de TiN. La séparation du GaN massif avec le TiN est réalisée par choc thermique. Les substrats de GaN obtenus par cette méthode montrent des densités de défauts 10 000 fois inférieures à celles présentes dans le GaN fabriqué par les autres techniques de croissance. Ce manufacturier affirme fabriquer 300 substrats de GaN massif de deux pouces par mois (méthode rapide), de très bonnes qualités cristallines et surtout très reproductibles. Cependant, la fabrication des transistors HFET destinés à des applications hautes fréquences nécessite l'utilisation de substrats isolants ce qui n'est pas à l'heure spécifié par le fabricant.

Les substrats de GaN massifs réalisés par cette méthode ne sont disponibles sur le marché que depuis mars 2003. Par conséquent, la réalisation des épitaxies de nitrure d'éléments III sur des surfaces plus importantes (échantillons deux pouces de diamètre) a nécessité l'utilisation de substrats de substitution.

### II.2.2 Les différents substrats utilisés pour la croissance de GaN hexagonal

Le principal problème rencontré pour l'épitaxie du nitrure de gallium est qu'il n'existe pas de substrat en accord de maille. Les substrats les plus utilisés à l'heure actuelle sont le saphir (Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>), le carbure de silicium (SiC) et le silicium (Si). Les caractéristiques de ces substrats sont répertoriées dans le tableau II.2 [6].

Substrats	Structure cristalline	Paramètres de maille (Å)	Conductivité thermique (W.cm <sup>-1</sup> .K <sup>-1</sup> )	Coefficients de dilatation thermique $\alpha$	
				$\frac{\Delta a}{a}$ (x10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )	$\frac{\Delta c}{c}$ (x10 <sup>-6</sup> K <sup>-1</sup> )
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	Hexagonale	a = 4.758 ; c =12.99	0.5	7.5	8.5
6H SiC	Wurtzite	a = 3.08 ; c =15.12	3.3	4.2	4.68
Si (111) (100)	Cubique	a = 5.4301	1.5	3.59	

Tableau II.2 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique des substrats les plus employés

### II.2.2.1 Le saphir

La majorité des couches de GaN élaborées à l'heure actuelle est déposée sur substrat saphir. Ce substrat présente les avantages d'un coût relativement faible, d'être facilement disponible, d'être semi-isolant et d'avoir une grande stabilité en température. Les inconvénients sont d'avoir une faible conductivité thermique ( $K = 0.5 \text{ W/cmK}$ ) et un fort désaccord de maille. Ce désaccord de maille entre les plans de base du GaN hexagonal et du saphir est de 30 %, cependant, lors de l'épitaxie, la maille élémentaire du GaN est en fait tournée de 30 ° par rapport à la maille des atomes d'aluminium du saphir, et le désaccord de maille réel est dans ces conditions inférieur à 15 %. (cf. figure II.2).

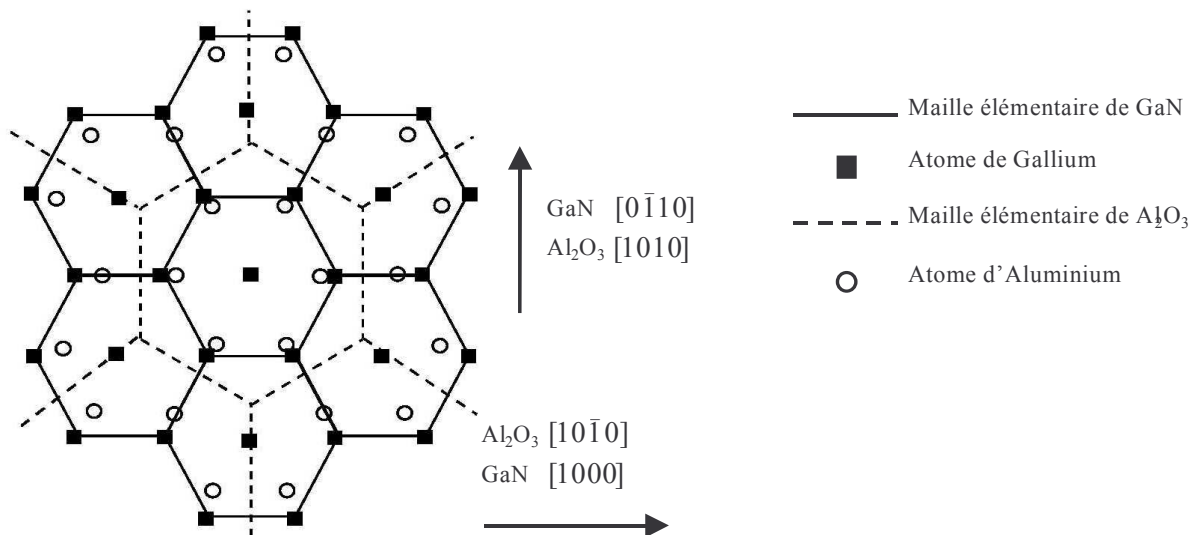


Figure II.2 : Projection des plans de base des cations du saphir et du GaN hexagonal dans l'orientation prise lors de l'épitaxie

Malgré ce désaccord de maille important (15 %) et une différence de coefficient de dilatation thermique de l'ordre de 35 %, le saphir est néanmoins le substrat traditionnellement utilisé. Pour remédier au maximum à la formation de dislocations dans le GaN, les épitaxistes

déposent tout d'abord une couche dite de nucléation (couche tampon) en AlN d'une dizaine ou d'une centaine de nanomètres [7]. Cette couche est le siège de nombreux défauts cristallins mais permet de limiter fortement la propagation des dislocations dans le GaN. Magloire Tchouneku *et al* ont montré que le GaN épitaxié sur Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> est contraint en compression et que ce niveau de contrainte dépend des conditions de croissance [8]. Nous verrons ultérieurement les effets de cette contrainte sur la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface de l'hétérostructure Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN.

Le désaccord de maille résiduel entraîne cependant la présence d'une grande densité de dislocation de l'ordre de 10<sup>10</sup> cm<sup>-2</sup>. Malgré cela, ce substrat a tout de même permis l'élaboration des dispositifs à base de GaN dans les domaines de l'optoélectronique et de l'hyperfréquence présentant de très bonnes performances. Cependant ce matériau atteint aujourd'hui ses limites pour les applications de puissance hyperfréquence du fait de sa mauvaise conductivité thermique.

#### II.2.2.2 Le carbure de silicium

En ce qui concerne le substrat SiC (4H) Wurtzite orientation (0001), les conditions d'épitaxie sont plus favorables. Les désaccords de maille et de coefficient de dilatation thermique sont de 3.5 % et 25 % respectivement avec le GaN. Par conséquent les couches de GaN épitaxiées sur ce type de substrat présentent une qualité cristalline meilleure que celles épitaxiées sur saphir. Ainsi les mobilités des porteurs y sont beaucoup plus élevées. Afin d'améliorer encore la qualité cristalline du GaN épitaxié sur SiC, une couche tampon en AlN de 100 nm environ est déposée dans un premier temps sur le substrat. L'AlN présente un désaccord de maille plus faible avec le SiC (environ 1 %) et un coefficient de dilatation thermique identique au substrat. La croissance de GaN est alors réalisée sur cette couche de nucléation.

Le SiC possède également une conductivité thermique environ sept fois plus élevée que celle du saphir ce qui en fait un «candidat» sérieux pour des applications de puissance en hyperfréquence. Par contre ce matériau est encore très coûteux et de taille réduite.

#### II.2.2.3 Le silicium (111)

Les substrats silicium sont très attractifs non seulement parce qu'ils présentent une bonne morphologie de surface et sont disponibles à bas prix, mais également parce que, à terme, ils permettront une intégration des dispositifs à base de GaN dans la microélectronique silicium. Néanmoins, le GaN montre un désaccord de maille avec le Si (111) d'environ 17 % associé à un désaccord de coefficient de dilatation thermique supérieur à 35 %.

Contrairement aux substrats saphir et carbure de silicium, le silicium Si (111) possède une maille plus importante que celle du GaN. Par conséquent, le GaN se trouve par définition en extension lorsqu'il est épitaxié sur le silicium (111) provoquant la formation de craquelure et de nombreux défauts. Les techniques de croissance conventionnelles utilisées pour les autres substrats ne suffisent pas pour limiter la formation de dislocations et de craquelures. Ainsi, les épitaxistes réalisent une couche de nucléation plus complexe composée de plusieurs sous couches d'AlN et de GaN (super réseaux) dont les conditions de croissance optimisées sont différentes de celles utilisées pour les substrats précédents [9]. La croissance de la couche de GaN principale est alors réalisée sur ce super réseaux. La maille de l'AlN étant plus petite que celle du GaN, on observe une contrainte du GaN en compression dont nous verrons l'impact sur les propriétés du gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérostructure  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ .

### II.2.3 La croissance de GaN

Les premiers films de GaN ont été obtenus par épitaxie en phase vapeur aux hydrures (EPVH) sur substrat saphir [10], [11]. Cette technique de dépôt, où le gallium est entraîné par HCl gazeux pour s'allier à l'azote de l'ammoniac, présente l'avantage de donner des vitesses de croissance très grandes (de l'ordre du  $\mu\text{m}/\text{min}$ ). Elle a permis d'obtenir des films très épais, de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ . Cependant les succès récents en épitaxie en phase vapeur aux organométalliques (EPVOM), puis en épitaxie par jet moléculaire (EJM) dans l'obtention d'un matériau de bonne qualité ont fait de ces deux méthodes de croissance les techniques les plus utilisées pour l'élaboration de GaN.

Tous les échantillons étudiés dans ce travail, épitaxiés sur les substrats  $\text{Al}_2\text{O}_3$  et SiC, ont été élaborés par EPVOM alors que ceux réalisés sur substrat Si (111) ont été fabriqués par EJM.

#### II.2.3.1 Croissance EPVOM

C'est la méthode industrielle généralement la plus utilisée. Elle consiste à réaliser une pyrolyse de l'ammoniac et d'un composé organométallique (triméthylgallium (TMGa) ou triéthylgallium (TEGa)) à la surface du substrat chauffé. La vitesse de croissance est de quelques  $\mu\text{m}/\text{h}$ . Les étapes de croissance sont les suivantes : le substrat est tout d'abord chauffé à haute température (de l'ordre de  $1000^\circ\text{C}$ ) sous flux d'ammoniac. Il se produit alors une «nituration» du substrat qui permet une meilleure nucléation de la couche tampon. La couche tampon est ensuite déposée à plus basse température (environ  $500^\circ\text{C}$ ), puis cristallisée à la température de croissance de la couche (environ  $1000^\circ\text{C}$ ) avant l'épitaxie d'une couche épaisse de GaN.

Les dispositifs réalisés avec cette méthode de croissance ont jusqu'à présent donné les meilleures performances.

### II.2.3.2 Croissance EJM

Cette méthode consiste à évaporer ou sublimer, sous ultravide, les éléments de l'alliage et éventuels dopants qui sont ensuite adsorbés à la surface du substrat. Dans le cas du GaN, la voie la plus employée consiste à utiliser une source solide pour le gallium, et une source gazeuse comme précurseur de l'azote. Le gaz utilisé est soit  $\text{NH}_3$ , soit  $\text{N}_2$ , auquel cas une source plasma RF (Radio Fréquence) ou ECR (Résonance Electron-Cyclotron) est nécessaire pour dissocier les molécules d'azote très stables. La température du substrat, comprise entre 450 et 850°C, permet la condensation des atomes, tout en leur conférant suffisamment d'énergie pour leur permettre de rejoindre leurs sites.

L'EJM présente l'avantage de permettre une croissance à plus basse température et un contrôle in situ (par mesure RHEED : diffraction d'électrons rasant la surface) de la croissance et des épaisseurs des couches. En revanche, les vitesses de croissance sont lentes et l'entretien des bûtes est coûteux.

## II.3 Propriétés électroniques

### II.3.1 Nature du gap et constante diélectrique

La figure II.3 représente la première zone de Brillouin et la structure de bandes suivant les directions principales du GaN hexagonal calculées par la méthode empirique des pseudos potentiels où l'interaction spin-orbite a été négligée [12].

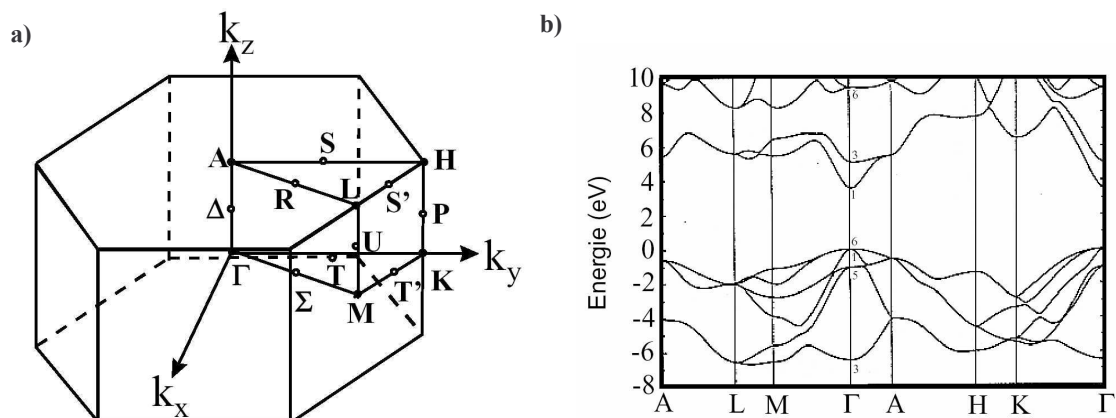


Figure II.3 : a) Première zone de Brillouin et b) Structures de bandes

Le nitrure de gallium de type Wurtzite est un semiconducteur dans lequel le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés en un point identique de l'espace des  $k$ , c'est une semiconducteur à gap direct dont la valeur à 300 K vaut  $E_g = 3.39$  eV.

Le tableau II.3 présente l'énergie du gap, la constante diélectrique et le type de structure de différents semiconducteurs de types IV, III-V et II-VI [13].

Les matériaux GaN et AlN ont un gap de même nature (direct) contrairement au GaAs et l'AlAs qui ont un gap de nature différente. Effectivement, lorsque le pourcentage d'aluminium (x) du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}As$  est inférieur à 45% le gap de ce matériau est direct alors que si le pourcentage d'aluminium est supérieur à 45% le gap est indirect.

Par contre, le gap du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  reste direct en fonction du taux d'aluminium. La variation du gap en fonction du paramètre de composition x peut être représenté simplement par la loi classique (loi de Vegard) [14]:

$$E_g^{Al_xGa_{1-x}N} = E_g^{GaN}(1-x) + E_g^{AlN}x - x(1-x) \quad (II.2)$$

De même, la variation de la constante diélectrique de ce même composé en fonction du paramètre de composition x suit une loi linéaire approximative [15] :

$$\epsilon^{Al_xGa_{1-x}N} = \epsilon^{GaN} - 0.5x \quad (II.3)$$

Semiconducteur	Structure cristalline	Gap (eV) à 300K	Nature du gap	Constante diélectrique relative $\epsilon_r = \epsilon/\epsilon_0$
C	C	5.45	indirect	5.57
Si	C	1.12	indirect	12
SiC	6H	2.86	indirect	9.7
Ge	C	0.66	indirect	16
AlAs	C	2.16	indirect	10.1
GaP	C	2.25	indirect	8.4
AlN	H	6.28	direct	$\bar{\epsilon} = 9.14$
GaN	H	3.39	direct	$\epsilon_{//} = 10.4 \quad \epsilon_{\perp} = 9.5$
GaAs	C	1.43	direct	11.5
InN	H	1.95	direct	-
InP	C	1.27	direct	12.1
InAs	C	0.36	direct	15.9
ZnO	H	-	direct	$\epsilon_{//} = 8.7 \quad \epsilon_{\perp} = 7.8$

Tableau II.3 : Energie de la bande interdite et constante diélectrique de différents semiconducteurs de types IV, III-V et II-VI

### II.3.2 Masses effectives, mobilités, champs de claquage et vitesses de saturation

Le tableau ci-dessous résume les différents paramètres spécifiques des semiconducteurs à grand gap et les compare à ceux du silicium et de GaAs [3], [16].

	Masses effectives des électrons $m_e/m_0$		Masses effectives des trous $m_h/m_0$		$\mu_n$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$\mu_p$ ( $\text{cm}^2/\text{Vs}$ )	$E_c$ ( $10^6 \text{ V/cm}$ )	$v_s$ ( $10^7 \text{ cm/s}$ )	K ( $\text{W/cm.K}$ )	$\alpha$ ( $10^{-6} \text{ K}^{-1}$ )
	$m_l/m_0$	$m_t/m_0$	$m_{hh}/m_0$	$m_{lh}/m_0$						
Si	0.916	0.191	0.53	0.16	1350	450	0,3	1	1.54	2.6
GaAs	0.067		0.62	0.074	8500	400	0.4	1	0.5	5.8
SiC-3C	0.3 <sub>//C</sub>	0.4 <sub>⊥C</sub>	0.84	0.79	800	40	1.2	2	3.2	-
SiC-4H	-	-	-	-	1000/650	115	2	2	3.7	-
SiC-6H	-	-	-	-	400/50	100	3.8	2	4.9	2.9
AlN	0.3	-	1	0.47	-	15	-	-	2	4.2/5.3
GaN	0.2	-	0.8	0.26	1000	50	5	2.5	1.5	5.5/7.7
Diamant	1.4	0.36	2.18	0.7	2200	1600	5.6	2.7	20	1

Tableau II.4 : Résumé des valeurs des masses effectives, des mobilités  $\mu$ , des champs de claquage  $E_c$ , des vitesses de saturation des électrons  $v_s$ , des conductivités thermiques  $K$  et des dilatations thermiques  $\alpha$  de différents semiconducteurs.

La masse effective des électrons (proportionnelle à l'inverse des courbures de la bande de conduction) dans le GaN volumique non dopé est environ cinq fois plus importante que dans GaAs et leur mobilité à faible champ électrique est dix fois moins importante. Par conséquent, le GaN est moins prédestiné que la GaAs pour réaliser des transistors fonctionnant à des fréquences très élevées ( $f_T > 200 \text{ GHz}$ ) car les éléments d'accès des transistors tels que les résistances d'accès côté source et côté drain sont dépendantes de la mobilité des porteurs. Par contre, parmi les matériaux grand gap du tableau II.3 le nitrure de gallium présente la mobilité des électrons la plus élevée à l'exception de celle du diamant et les plus faibles masses effectives des électrons et des trous. De plus, le nitrure de gallium possède une vitesse de saturation des porteurs plus de deux fois supérieure à celle du GaAs, un champ de claquage élevé (7 à 8 fois celui du GaAs) et une très bonne conductivité thermique. Ces derniers critères permettent au nitrure de gallium d'être un candidat idéal pour des applications de puissance en hyperfréquence.

Les nitrures sont des composés robustes mécaniquement et presque inertes chimiquement, ce qui les rend particulièrement stables à haute température et dans des environnements hostiles. En contre partie, cette stabilité complique d'une part leurs dopages et d'autre part les différentes étapes des processus d'élaboration des composants.

## II.4 Polarisation spontanée et piézoélectrique

Tous les composés III-V, par le fait qu'ils sont non-centrosymétriques, sont piézoélectriques. En ce qui concerne les nitrures cette piézoélectricité est très importante car la liaison III-N est fortement polarisée, les électrons sont essentiellement localisés sur l'atome d'azote

### II.4.1 Définitions

La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux à produire une charge électrique dipolaire proportionnelle à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme. Cet effet résulte essentiellement de l'existence de dipôles électriques internes créés par la séparation à l'échelle de la maille du centre de gravité des charges positives de celui des charges négatives sous l'effet d'une contrainte externe. C'est l'effet piézoélectrique direct. Ce phénomène est réversible car l'application d'un champ électrique externe provoque une déformation mécanique (effet piézoélectrique inverse). Ce sont les frères Pierre et Jacques Curie qui ont expliqué l'effet direct en 1880. L'existence de l'effet inverse fut suggérée théoriquement par Lippmann l'année suivante et confirmée expérimentalement par les frères Curie.

### II.4.2 Les classes cristallines

Parmi les 32 classes cristallines (figure II.4) existantes, 21 sont dépourvues de centre de symétrie mais 20 présentent l'effet piézoélectrique.

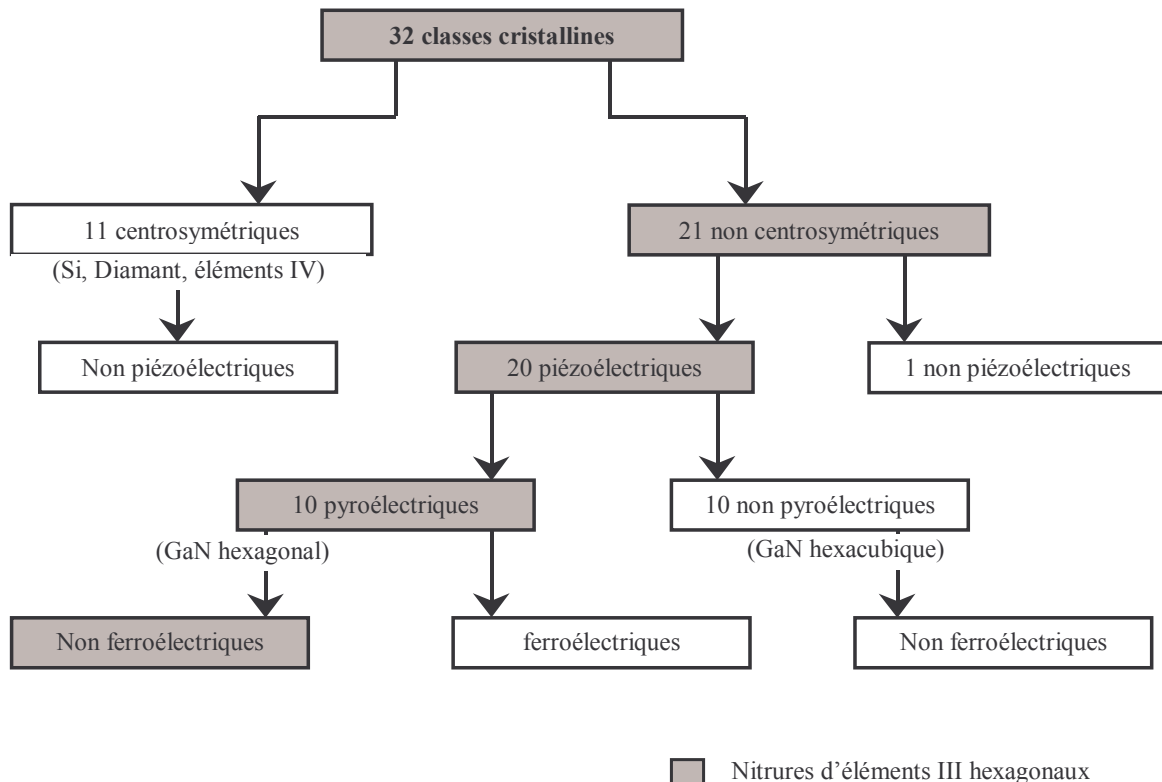


Figure II.4 : Classes cristallines



Dix des vingt classes cristallines piézoélectriques présentent une polarisation électrique spontanée - ou moment dipolaire permanent - en l'absence de contrainte ou champ extérieur : elles sont dites polaires. Les cristaux appartenant à ces 10 classes sont appelés **pyroélectriques** en raison de la variation de la polarisation spontanée avec la température. Cette dernière classe est composée de cristaux **non ferroélectriques** typiques des nitrures d'éléments III hexagonal (GaN, AlN, InN et leurs alliages) et de cristaux ferroélectriques typiques de certaines céramiques comme le titanate de plomb ( $\text{PbTiO}_3$ ) ou le titanate de baryum ( $\text{BaTiO}_3$ ).

Les matériaux ferroélectriques présentent la particularité de garder une polarisation permanente, c'est à dire d'avoir une polarisation qui ne cesse pas à la suppression du champ extérieur. Cette propriété de polarisation forte est utilisée dans les condensateurs de grande capacité à faible encombrement. La figure II.5 illustre l'évolution de la polarisation en fonction du champ extérieur appliqué pour différents types de matériaux.

- Toutes les classes cristallines (32) sont diélectriques. Parmi ces classes, certains matériaux présentent une variation de la polarisation lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique extérieur mais si le champ est nul la polarisation est nulle (figure II.5.a).
- Les matériaux pyroélectriques (les nitrures d'éléments III hexagonal) présentent également une variation de la polarisation lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique extérieur mais si le champ est nul la polarisation n'est pas nulle (**polarisation spontanée**) (figure II.5.b).
- Les matériaux ferroélectriques présentent une variation de la polarisation lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique extérieur mais on observe en revanche un comportement hystérétique de la polarisation électrique macroscopique en fonction du champ électrique ce qui rappelle fortement l'évolution de l'aimantation dans les substances ferromagnétiques en fonction du champ magnétique (figure II.5.c).

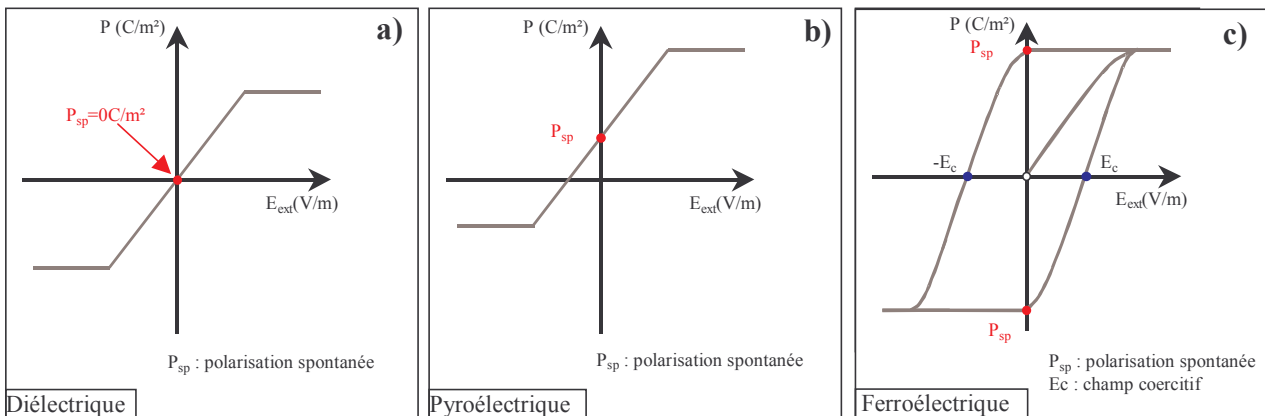


Figure II.5 : Evolution de la polarisation électrique en fonction du champ électrique extérieur appliqué pour différents matériaux

### II.4.3 Notion de polarisation

#### II.4.3.1 Polarisation d'un diélectrique

Deux charges ponctuelles  $+q$  et  $-q$  sont placées à une distance  $\vec{r}$  l'une de l'autre. On définit alors le moment dipolaire  $\vec{p}$  par le produit de la charge et de la distance  $\vec{r}$ . Les deux charges ponctuelles sont appelées des pôles.

Sous l'action d'un champ électrique les nuages électroniques se déforment dans les molécules (déplacement de charges) donnant ainsi naissance à un moment dipolaire et par conséquent à l'apparition d'un dipôle (figure II.6).

Le moment dipolaire  $\vec{p}$  induit par un champ électrique  $E$  est donné par :

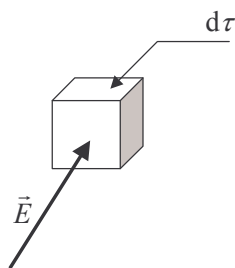
$$\vec{p} = \alpha \epsilon_0 \vec{E} \tag{II.4}$$

avec  $\alpha$  ( $m^3$ ) la polarisabilité électronique



Figure II.6 : Déformation du nuage électronique d'un atome sous l'action d'un champ électrique

Considérons à présent un échantillon d'un matériau diélectrique dont la taille est très inférieure à la taille de l'échantillon pour avoir en son sein des grandeurs uniformes et très grande devant la taille des atomes afin de pouvoir travailler sur des grandeurs moyennées. Cette cellule représentée figure ci-contre est repérée par la position de son centre  $\vec{r}$ .



On définit alors un vecteur polarisation au point  $\vec{r}$  par :

$$\vec{P}(\vec{r}) = \frac{\sum \vec{p}}{d\tau}$$

L'ensemble de ces dipôles va créer un champ électrique qui va se rajouter au champ électrique extérieur  $\vec{E}_0$  et qui constitue la réponse du

diélectrique à un champ électrique. Le champ total s'écrit  $\vec{E}(\vec{r}) = \vec{E}_0 + \vec{E}_d$ .

La polarisation microscopique est définie alors comme la densité volumique de moments dipolaires soit :

$$\vec{P} = n \alpha \epsilon_0 \vec{E} \tag{II.5}$$

avec  $n$  la densité de moments dipolaires.

Le potentiel crée en un point  $M$  distant de  $r$  d'un dipôle élémentaire s'écrit :

$$V(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{\vec{P} \cdot \vec{u}}{r^2} d\tau \quad (\text{II.6})$$

Le potentiel, crée par l'ensemble du diélectrique, correspond à l'intégration de toutes les polarisations microscopiques contenues dans un volume de matériau donné :

$$V_d(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_{\text{diel}} \frac{\vec{P} \cdot \vec{u}}{r^2} d\tau \quad (\text{II.7})$$

Le théorème de Green Ostrogradky [17] permet d'écrire le potentiel  $V$  au point  $M$  sous la forme suivante :

$$V_d(M) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \oiint_S \frac{\vec{P} \cdot \vec{n}}{r} d\vec{S} + \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \iiint_{\text{diel}} \frac{-\text{div} \vec{P}}{r} d\tau \quad (\text{II.8})$$

où  $\vec{n}$  est le vecteur unitaire normal, en chaque point, à la surface fermée  $S$ , orienté vers l'extérieur. On constate que le potentiel créé par la polarisation est identique à celui d'une distribution de charges de densité volumique  $\rho = -\text{div} \vec{P}$  et de densité surfacique  $\sigma = \vec{P} \cdot \vec{n}$ .

Par conséquent, un matériau diélectrique soumis à un champ électrique  $E$  peut être schématisé de la manière suivante.

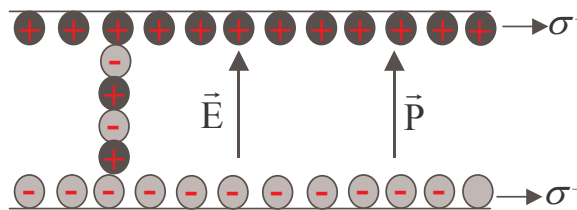


Figure II.7 : Matériau diélectrique soumis à un champ électrique extérieur  $E$

$\sigma^+$  et  $\sigma^-$  sont les charges surfaciques ( $\sigma = |\vec{P}|_{\text{au niveau de la surface}}$ ) et s'expriment en  $C/m^2$ .

Il apparaît alors une densité de charges liées au matériau en volume :

$$\rho_{\text{liée}} = -\text{div} \vec{P} \quad (\text{II.11})$$

Ainsi la polarisation d'un diélectrique engendre des charges surfaciques proportionnelles au vecteur polarisation.

#### II.4.3.2 Polarisation macroscopique et équations de Maxwell d'un diélectrique

L'action d'un champ électrique externe sur un matériau entraîne la séparation des charges positives et négatives. Le comportement diélectrique macroscopique du matériau est décrit par la susceptibilité diélectrique  $\chi_e$  qui mesure la séparation des charges dans un diélectrique. Pour des faibles valeurs du champ électrique externe, la polarisation électrique est proportionnelle au champ

électrique, c'est la polarisation linéaire induite l'équivalent de la loi d'ohm pour les conducteurs. Celle-ci caractérise la réponse de la matière à une excitation électrique.

$$\vec{P} = [\chi_e] \epsilon_0 \vec{E} \quad (\text{II.12})$$

avec  $[\chi_e]$  le tenseur de susceptibilité diélectrique. Si le milieu est homogène, alors ce tenseur ne dépend pas de la position et s'il est isotrope, il se réduit à une constante :

$$\vec{P} = \chi \epsilon_0 \vec{E} \quad (\text{II.13})$$

Les équations de Maxwell sont valables au niveau macroscopique avec des grandeurs locales :

$$\text{div } \vec{b} = 0 ; \overrightarrow{\text{rot}} \vec{e} = -\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} ; \text{div } \vec{e} = \frac{\rho}{\epsilon_0} ; \overrightarrow{\text{rot}} \vec{b} = \mu_0 \left( \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{e}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.14})$$

Au niveau de la matière, on considère des champs moyennés macroscopiques donnés par :

$\vec{B} = \langle \vec{b} \rangle$  et  $\vec{E} = \langle \vec{e} \rangle$ , ainsi que  $\rho = \langle \rho_{\text{micro}} \rangle$  et  $\vec{j} = \langle \vec{j}_{\text{micro}} \rangle$ . On obtient :

$$\text{div } \vec{B} = 0 ; \overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} ; \text{div } \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} ; \overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \left( \vec{j} + \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (\text{II.15})$$

Dans un milieu diélectrique, la densité de charges est la somme des densités de charges liées et de charges libres. On obtient par conséquent:

$$\text{div } \vec{E} = \frac{\rho_{\text{libre}} + \rho_{\text{liée}}}{\epsilon_0} = \frac{\rho_{\text{libre}} - \text{div } \vec{P}}{\epsilon_0} = \frac{\rho_{\text{libre}} - \text{div} (\chi_e \epsilon_0 \vec{E})}{\epsilon_0} \quad (\text{II.16})$$

A partir des relations II.11 et II.13, l'équation II.16 s'écrit :

$$\text{div} (1 + \chi_e) \vec{E} = \frac{\rho_{\text{libre}}}{\epsilon_0} \quad \text{ou} \quad \text{div } \vec{E} = \frac{\rho_{\text{libre}}}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (\text{II.17})$$

avec  $\epsilon_r$  la permittivité diélectrique relative

$$\epsilon_r = 1 + \chi_e \quad (\text{II.18})$$

On définit le vecteur induction électrique  $\vec{D}$  (ou vecteur déplacement) par :

$$\vec{D} = \epsilon_0 (1 + \chi_e) \vec{E} \quad (\text{II.19})$$

et on obtient par définition l'équation de Maxwell-Gauss :  $\text{div } \vec{D} = \rho_{\text{libre}}$  (II.20)

### II.4.4 Polarisation spontanée, cas du nitrure de gallium hexagonal

Le nitrure de gallium est composé de paires Ga-N non-centrosymétriques, c'est à dire que la majorité des électrons de valence sont concentrés autour de l'atome d'azote comme le montre la figure II.8.

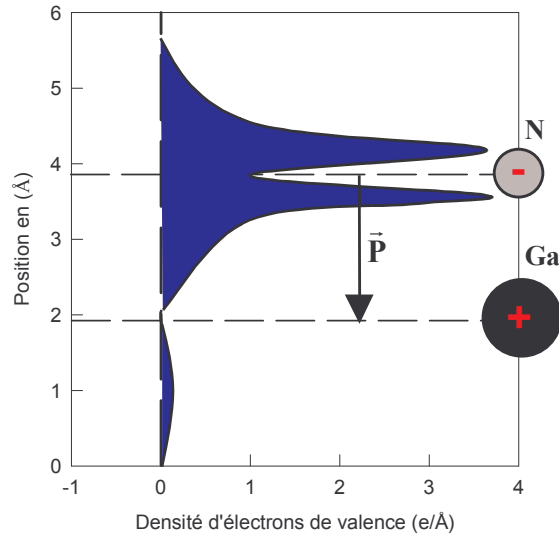


Figure II.8 : Répartition des électrons de la bande de valence pour une paire Ga-N

La liaison métal-azote a un fort moment dipolaire lié à la position dissymétrique des électrons de valence.

#### II.4.4.1 Répartition des moments dipolaires

Un atome de gallium possède quatre atomes d'azote voisins. Parmi ces quatre atomes, trois se trouvent dans le même plan cristallographique perpendiculaire à l'axe  $c$  et le quatrième se situe sur l'axe  $c$ . La figure II.9 illustre la répartition des atomes dans un échantillon de GaN ainsi que la répartition des moments dipolaires autour d'un atome de gallium.

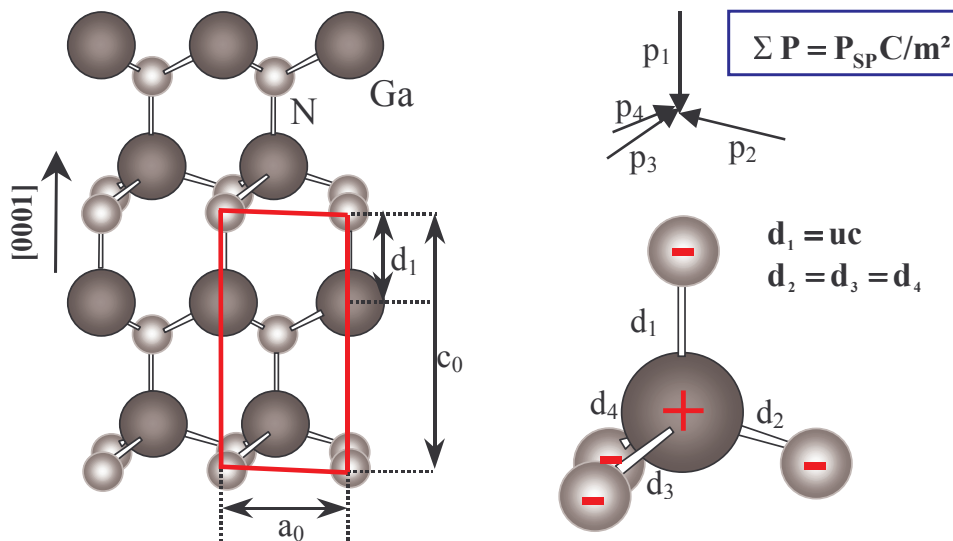


Figure II.9 : Plan d'atomes d'une structure hexagonale idéale relaxée et répartition des moments dipolaires

Un atome de gallium associé aux quatre atomes d'azote voisins forme un dipôle tel que  $\sum_{i=1}^4 \vec{P}_i = \vec{P}_{SP}$ . La figure II.10 montre la contribution des différents moments dipolaires autour d'un atome de gallium.

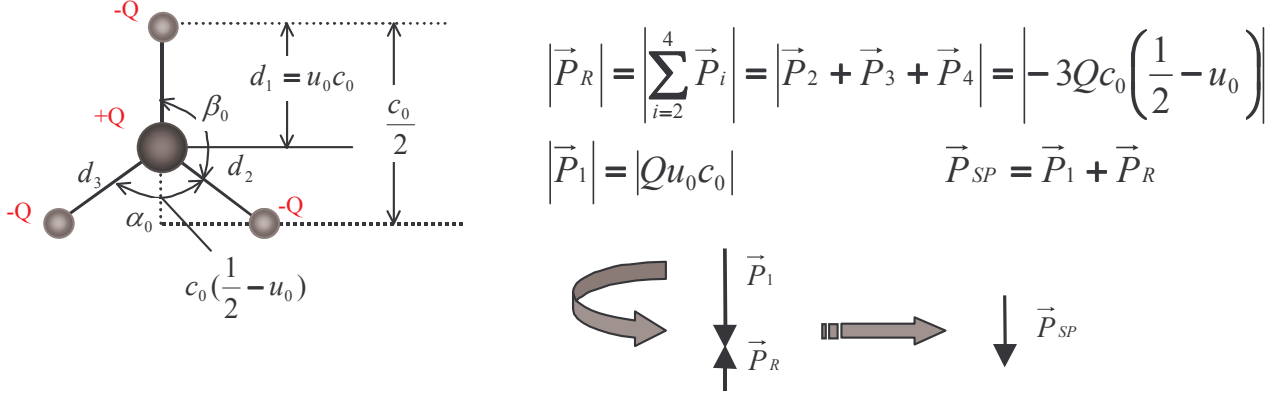


Figure II.10 : Contribution des différents moments dipolaires pour la génération de la polarisation spontanée

La somme vectorielle des moments dipolaires  $P_2$ ,  $P_3$  et  $P_4$ , forme un moment dipolaire  $P_R$  parallèle à l'axe  $c$ , c'est à dire parallèle au moment dipolaire  $P_1$  mais de sens opposé (figure II.10). Pour une structure GaN de type Wurtzite relaxée  $|\vec{P}_1| > |\vec{P}_R|$  ce qui entraîne  $|\vec{P}_{SP}| = |\vec{P}_1| - |\vec{P}_R| \neq 0$ .

Dans un échantillon de GaN hexagonal, il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction  $[0001]$  et création d'un champ électrique dans le sens opposé à cette polarisation. Le GaN hexagonal relaxé possède ainsi une polarisation spontanée suivant l'axe  $c$  sans excitation extérieure appliquée. La tranche d'un échantillon peut être schématisée par le dessin de la figure II.11.

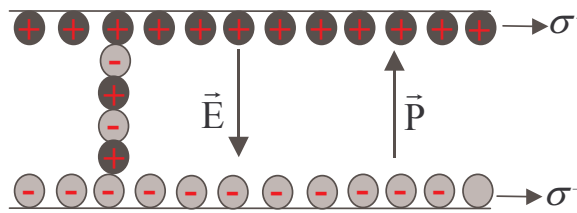


Figure II.11 : Génération d'un champ électrique  $E$  par la polarisation spontanée dans un échantillon de GaN hexagonal relaxé sans champ extérieur appliqué

Le GaN étant un cristal, il possède une symétrie suivant l'axe  $c$  faisant que le gradient de polarisation ( $\vec{\nabla} \vec{P} = -\rho_{lié} = 0$ ) et la densité de charges liées en volume sont nuls.

La densité de charges développées en surface est déterminée en écrivant l'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface, soit :

$$\vec{D}_{int} = \vec{D}_{ext} \quad (\text{II.21})$$

avec  $\vec{D}_{int}$  vecteur déplacement dans le semiconducteur à l'interface semiconducteur-air

$\vec{D}_{ext}$  vecteur déplacement à l'extérieur du semiconducteur mais à l'interface air-semiconducteur.

Comme la densité de charges liées en volume est nulle, la relation de continuité II.21 s'écrit :

$$\sigma^+ = |\vec{P}| = \epsilon_0 \epsilon_r |\vec{E}_{int}| - \epsilon_0 |\vec{E}_{ext}| \quad (II.22)$$

Si le champ extérieur appliqué et/ou ambiant est nul ( $E_{ext} = 0$ ) alors l'équation II.22 se réduit à :

$$\sigma^+ = |\vec{P}| = \epsilon_0 \epsilon_r |\vec{E}_{int}| \quad (II.23)$$

La relation donnant la densité de charge  $\sigma^-$  à l'autre interface est identique, seul le signe des charges change. Soit  $|\sigma^-| = |\sigma^+|$  [18].

En conclusion, le cristal GaN hexagonal présente un moment dipolaire Ga-N suivant l'axe  $c$  plus important que la somme vectorielle des trois autres moments dipolaires. Ceci génère une polarisation spontanée du matériau dont le vecteur est parallèle à l'axe  $c$  et le sens défini par l'orientation des dipôles Ga-N. En d'autres termes, un échantillon de GaN Wurtzite épitaxié suivant l'axe  $c$  présente sur chacune de ces deux faces des densités de charges fixes identiques mais de signes opposés. Ce matériau est par définition naturellement polarisé sans l'apport extérieur d'un champ électrique, c'est la polarisation spontanée.

#### II.4.4.2 Orientation du vecteur polarisation spontanée

Les composés cristallins non-centrosymétriques présentent deux séquences de couche atomique dans les deux directions parallèles opposées à certains axes cristallographiques, et par conséquent deux polarités peuvent être observées le long de ces axes.

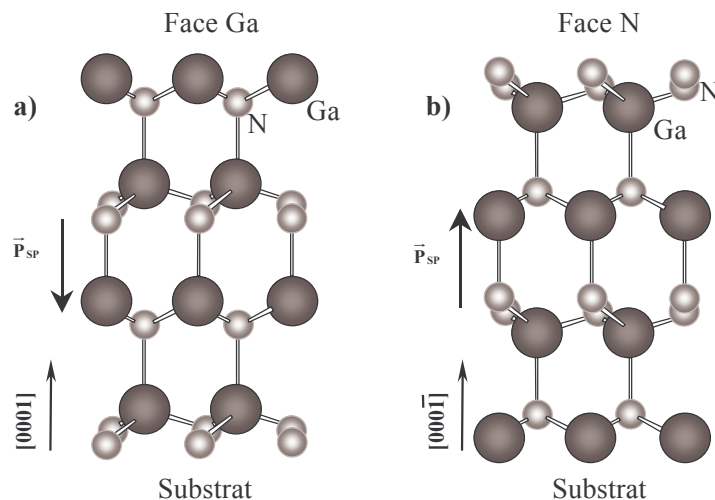


Figure II.12 : Représentation des séquences de couche d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes

Pour des composés binaires Ga-N de type Wurtzite, la séquence des couches d'atomes des constituants Ga et N est inversée le long des directions  $[0001]$  et  $[000\bar{1}]$  (figure II.12). On associe alors les faces Ga et N aux directions  $[0001]$  et  $[000\bar{1}]$  respectivement. Etant donné que le vecteur polarisation spontanée est orienté de l'atome d'azote vers l'atome de gallium, les structures  $a$  et  $b$  de la figure II.12 présentent une polarisation spontanée de signe opposé. Dans la suite du manuscrit, nous utilisons le formalisme Face Ga et Face N pour définir le sens du vecteur polarisation spontanée.

En conclusion il est primordial de maîtriser parfaitement lors de la croissance l'ordre de la séquence des couches atomiques afin d'orienter le vecteur polarisation spontanée dans le bon sens pour obtenir un gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface d'une hétérostructure AlGaIn/GaN. Nous verrons ultérieurement l'impact du sens du vecteur polarisation spontanée sur le type de charges accumulées à l'interface d'une telle structure.

## II.4.5 Polarisation piézoélectrique, cas du nitrure de gallium hexagonal

### II.4.5.1 Généralités

Tous solides réels soumis à une ou plusieurs forces externes se déforment. Les positions des atomes les uns par rapport aux autres changent. Si ces matériaux sont des cristaux constitués par des paires non-centrosymétriques tel que le GaN (cubique ou hexagonal), on observe une modification des moments dipolaires liée à la variation des distances inter atomique. De ce fait, la polarisation totale résultante du matériau varie en fonction de la contrainte exercée.

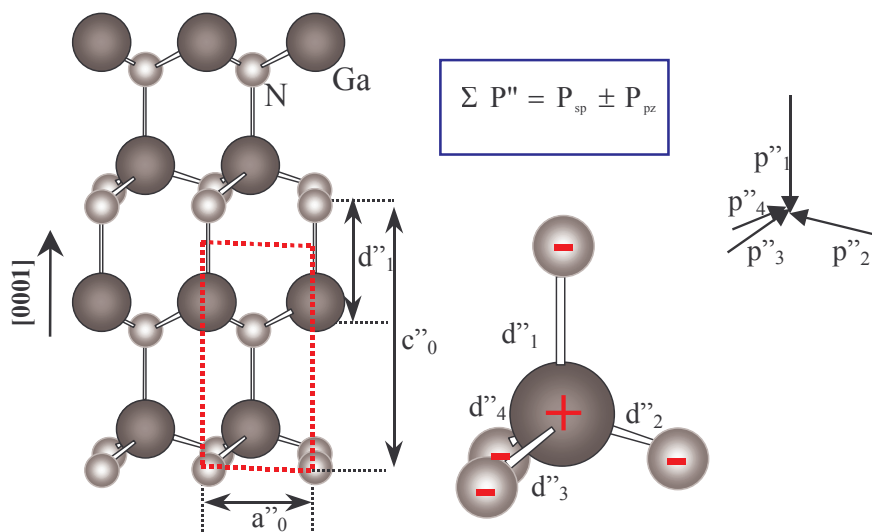


Figure II.13 : Plan d'atomes d'une structure Wurtzite de GaN contrainte et répartition des moments dipolaires (Face Ga)



Dans le cas des hétérostructures  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ , les forces externes sont générées par le désaccord de maille existant entre les deux matériaux. La figure II.13 illustre le phénomène piézoélectrique d'une couche de nitrure de gallium contrainte.

Nous verrons plus tard que lorsque le matériau subit une déformation en tension biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le même sens que le vecteur polarisation spontanée pour le cas Face Ga. En revanche, si le matériau subit une déformation en compression biaxiale dans le plan perpendiculaire à l'axe de croissance, le vecteur polarisation piézoélectrique est orienté dans le sens opposé du vecteur polarisation spontanée toujours dans le cas Face Ga. Ceci sera opposé pour le cas Face N.

#### II.4.5.2 Relation contraintes – déformations

Les tenseurs des contraintes ( $\sigma_{ij}$ ) et des déformations ( $\varepsilon_{kl}$ ) dans un cristal sont représentés par les matrices suivantes :

$$[\varepsilon] = \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [\sigma] = \begin{bmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{bmatrix} \quad (\text{II.24})$$

Si l'on reste en deçà d'une certaine limite, la *limite élastique*, les déformations subies par un cristal sont réversibles. De plus, pour de faibles déformations, on constate que la déformation est proportionnelle aux contraintes appliquées. Au niveau microscopique cela implique que le tenseur des déformations d'un cristal peut être relié au tenseur des contraintes par une loi linéaire.

La déformation d'un cristal  $\varepsilon_{kl}$  due à des forces ou contraintes externes ou internes est décrite par la loi linéaire de Hooke, soit :

$$\sigma_{ij} = \sum_{k,l} C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad (\text{II.25})$$

où  $C_{ijkl}$  est le tenseur élastique. Due à la symétrie spatiale, ce tenseur de rang quatre peut être réduit à une matrice 6x6 en utilisant la notation de Voigt [19]:

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

Les éléments du tenseur élastique peuvent être réécrits  $C_{ijkl} = C_{mn}$ , ou  $i,j,k,l = x,y,z$  et  $m,n = 1, \dots, 6$ .

En utilisant cette notation, la loi de Hooke peut être simplifiée :

$$\sigma_i = \sum_j C_{ij} \varepsilon_j \quad (\text{II.26})$$

La matrice 6x6 des constantes élastiques  $C_{ij}$  pour un cristal de type Wurtzite est donné par [21], [22] :

$$C_{ij} = \begin{bmatrix} C_{11} & C_{12} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{12} & C_{11} & C_{13} & 0 & 0 & 0 \\ C_{13} & C_{13} & C_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & C_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(C_{11} - C_{12}) \end{bmatrix} \quad (\text{II.27})$$

Ambacher *et al* ont montré que la « dureté » de l'AlN est pratiquement isotrope contrairement au GaN et à l'InN qui présentent une plus grande « souplesse » le long des axes  $[0001]$  et  $[2\bar{1}\bar{1}0]$ . Cependant la dureté de tous les composés binaires de type Wurtzite est isotrope dans le plan de base (plan perpendiculaire à l'axe  $c$ ). Ceci est très important car la contrainte dans les couches de GaN épitaxiées suivant l'axe  $c$  (axe  $[0001]$ ) est provoquée par le désaccord des paramètres de maille  $a$  et/ou par les différences des coefficients de dilatation thermique de la couche et du substrat. Cette contrainte est dirigée le long du plan de base (parallèle au substrat). Aucune force n'est appliquée dans la direction de croissance, le cristal peut se relaxer librement dans cette direction.

La déformation biaxiale résultante ( $\varepsilon_1 = \varepsilon_2$ ) entraîne des contraintes  $\sigma_1 = \sigma_2$  et  $\sigma_3 = 0$ . En utilisant, les équations II.26 et II.27, une relation entre la déformation le long de l'axe  $c$  et le long du plan de base peut être décrite par :

$$\varepsilon_3 = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_1 \quad (\text{II.28})$$

où  $\nu(0001) = 2 \frac{C_{13}}{C_{33}}$  représente le coefficient de Poisson, le rapport de la variation relative de la dimension transversale sur la variation relative de longueur dans la direction de la force. Les termes  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_3$  correspondent aux variations relatives des constantes de maille  $a$  et  $c$  tels que :

$$\varepsilon_1 = \frac{a - a_0}{a_0} \quad \text{et} \quad \varepsilon_3 = \frac{c - c_0}{c_0} \quad (\text{II.29})$$

où  $a_0$  et  $c_0$  sont les paramètres de maille du cristal relaxé.

Les relations II.28 et II.29 montrent que lorsque le nitrure de gallium est soumis à une déformation en compression biaxiale ( $\varepsilon_1 < 0$ ) dans le plan de base de la structure, le matériau répond par un accroissement du paramètre de maille  $c$  ( $\varepsilon_3 > 0$ ) sachant que les constantes élastiques  $C_{13}$  et  $C_{33}$  sont de signe positif. En revanche, si le matériau subit une déformation en tension biaxiale ( $\varepsilon_1 > 0$ ) dans le plan de base de la structure, le matériau répond par une réduction du paramètre de maille  $c$  ( $\varepsilon_3 < 0$ ). La figure II.14 illustre ces phénomènes.

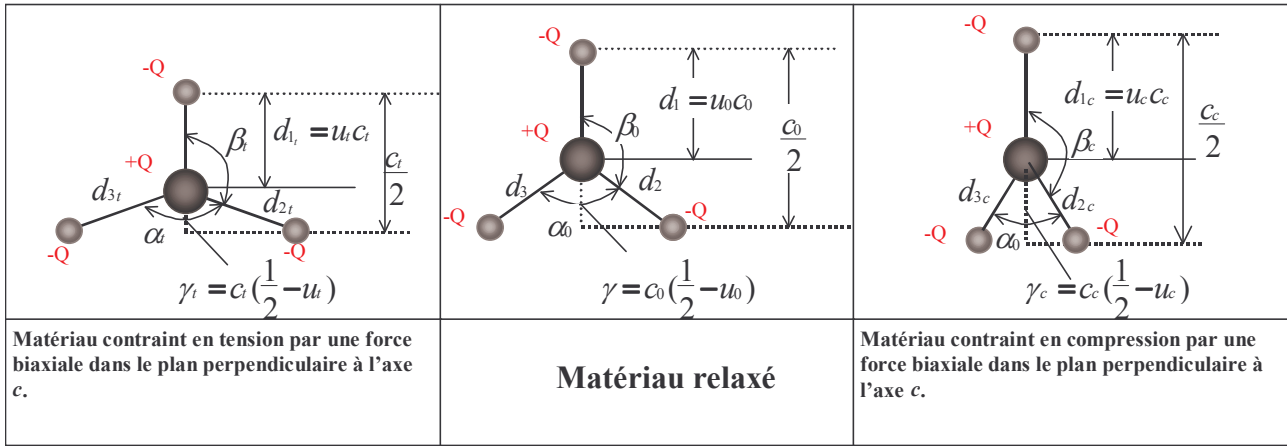


Figure II.14 : Influence du type de contrainte sur les différents paramètres de maille

Un calcul de géométrie dans l'espace permet d'exprimer les angles  $\alpha$  et  $\beta$  ainsi que la longueur des liaisons  $d_2$ ,  $d_3$  et  $d_4$  (voir figure II.14).

$$\alpha = 2 \arcsin \left\{ \left( \sqrt{\frac{4}{3} + 4 \left( \frac{c}{a} \right)^2 \left( \frac{1}{2} - u \right)^2} \right)^{-1} \right\} \quad (\text{II.30})$$

$$\beta = \frac{\pi}{2} + \arccos \left\{ \left( \sqrt{1 + 3 \left( \frac{c}{a} \right)^2 \left( \frac{1}{2} - u \right)^2} \right)^{-1} \right\} \quad (\text{II.31})$$

$$d_2 = d_3 = d_4 = \sqrt{\frac{a^2}{3} + c^2 \left( \frac{1}{2} - u \right)^2} \quad (\text{II.32})$$

Nous avons réalisé une simulation afin d'observer le sens d'évolution des différents paramètres de maille du matériau GaN hexagonal en fonction de la contrainte biaxiale exercée dans le plan de base de la structure. Ces résultats sont résumés dans le tableau II.5.

Paramètres	Contrainte biaxiale en tension dans le plan de base	Contrainte biaxiale en compression dans le plan de base
a	↗	↘
c	↘	↗
u	↗	↘
d <sub>1</sub>	↘	↗
d <sub>2</sub> , d <sub>3</sub> , d <sub>4</sub>	↗	↘
$\alpha$	↗	↘
$\beta$	↘	↗
$P_{\text{tot}} = P_{\text{sp}} + P_{\text{pz}}$ (cf. valeurs numériques § II.4.6)	↗	↘

Tableau II.5 : Evolutions des paramètres de maille et de la polarisation totale en fonction de la contrainte pour une structure Face Ga

Le calcul de la polarisation totale a été réalisé en utilisant les valeurs numériques qui seront présentées au paragraphe II.4.6 associées à la relation II.45. Lorsque le matériau est contraint en

tension, la longueur  $d_1$  de la liaison Ga-N suivant l'axe  $c$  diminue alors que les longueurs  $d_2$ ,  $d_3$  et  $d_4$  des trois autres liaisons Ga-N augmentent. Malgré cela, la polarisation totale ( $P_{SP} + P_{PZ}$ ) augmente contrairement à ce à quoi on pourrait s'attendre. Effectivement, l'angle  $\alpha$  augmente avec la contrainte alors que l'angle  $\beta$  diminue. Ainsi le moment dipolaire résultant ( $P_R$ ) de la somme des moments dipolaires ( $P_2+P_3+P_4$ ) des trois liaisons ( $d_2$ ,  $d_3$  et  $d_4$ ) diminue comparativement au cas où le matériau est relaxé. Comme nous avons pu le voir figure II.10, si le module du vecteur  $\vec{P}_R$  diminue alors la polarisation totale augmente car  $\vec{P}_1$  décroît moins vite que  $\vec{P}_R$  lorsque le système est en tension.

Lorsque le matériau est contraint en compression, on obtient exactement le phénomène inverse, la polarisation totale diminue.

### II.4.5.3 Relation contrainte - polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique peut être exprimée en fonction des modules piézoélectriques  $d_{il}$  ou en fonction des constantes piézoélectriques  $e_{kl}$ .

➤ *Expression de la polarisation piézoélectrique en fonction des modules piézoélectriques*

Les contraintes causées par le désaccord de maille dans le plan de base sont calculées à partir des équations II.27 et II.28 et sont données par :

$$\sigma_1 = \varepsilon_1 \left( C_{11} + C_{12} - 2 \frac{C_{13}^2}{C_{33}} \right) \quad (\text{II.33})$$

La polarisation piézoélectrique pour des matériaux à structure hexagonale appartenant au groupe cristallographique  $C_{6v}$  [22] est donnée par :

$$P_i^{pz} = \sum_l d_{il} \sigma_l \quad \text{avec } i = 1,2,3 \text{ et } l = 1,\dots,6 \quad (\text{II.34})$$

où  $P_i^{pz}$  sont les composantes de la polarisation piézoélectrique et  $d_{il}$  sont les modules piézoélectriques. En utilisant les relations de symétrie entre les modules piézoélectriques,  $d_{31} = d_{32}$ ,  $d_{33} \neq 0$ ,  $d_{15} = d_{24}$  (toutes les autres composantes  $d_{il}$  sont nulles), l'équation II.34 se réduit au système à trois équations suivant :

$$P_1^{pz} = \frac{1}{2} d_{15} \sigma_5 \quad (\text{II.35})$$

$$P_2^{pz} = \frac{1}{2} d_{15} \sigma_4 \quad (\text{II.36})$$

$$P_3^{pz} = d_{31}(\sigma_1 + \sigma_2) + d_{33} \sigma_3 \quad (\text{II.37})$$

En gardant à l'esprit que pour une contrainte biaxiale, cas des hétérostructures à base de nitrure de gallium,  $\sigma_1 = \sigma_2$ ,  $\sigma_3 = 0$  et que les contraintes de cisaillement sont négligeables ( $\sigma_4 = \sigma_5 = 0$ ), la polarisation piézoélectrique a seulement une composante qui est dirigée le long de l'axe  $c$

$$P_3^{pz} = 2d_{31}\sigma_1 = 2d_{31}\varepsilon_1 \left( C_{11} + C_{12} - 2\frac{C_{13}^2}{C_{33}} \right) \quad (\text{II.38})$$

➤ *Expression de la polarisation piézoélectrique en fonction des constantes piézoélectriques*

En général, les constantes piézoélectriques  $e_{kl}$  sont plus utilisées que les modules piézoélectriques pour décrire les propriétés piézoélectriques des nitrures d'éléments III. Elles sont calculées à partir de la relation II.39.

$$e_{kl} = \sum_j d_{kj} C_{jl} \quad \text{où } k = 1,2,3 \quad l = 1,\dots,6 \quad j = 1,\dots,6 \quad (\text{II.39})$$

La polarisation piézoélectrique peut être alors exprimée en fonction de la déformation par la relation suivante :

$$P_k^{pz} = \sum_l e_{kl} \varepsilon_l \quad (\text{II.40})$$

où  $k = 1,2,3$  et  $l = 1,\dots,6$

Pour un cristal hexagonal, les relations entre les constantes et modules piézoélectriques peuvent être réduites à trois équations.

$$e_{31} = e_{32} = C_{11}d_{31} + C_{12}d_{32} + C_{13}d_{33} = (C_{11} + C_{12})d_{31} + C_{13}d_{33} \quad (\text{II.41})$$

$$e_{33} = 2C_{13}d_{31} + C_{33}d_{33} \quad (\text{II.42})$$

$$e_{15} = e_{24} = C_{44}d_{15} \quad (\text{II.43})$$

Toutes les autres composantes  $e_{kl}$  sont nulles.

La composante de la polarisation piézoélectrique dirigée le long de l'axe de croissance  $c$  et causée par la contrainte biaxiale s'écrit :

$$P_3^{pz} = \varepsilon_1 e_{31} + \varepsilon_2 e_{32} + \varepsilon_3 e_{33} = 2\varepsilon_1 e_{31} + \varepsilon_3 e_{33} \quad (\text{II.44})$$

$$P_3^{pz} = 2\varepsilon_1 \left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (\text{II.45})$$

où  $\varepsilon_3 = -2\frac{C_{13}}{C_{33}}\varepsilon_1$  et  $\left( e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) < 0$  (cf valeurs numériques paragraphe II.4.6)

Il est intéressant de noter que la polarisation piézoélectrique le long de l'axe  $c$  dépend linéairement de la déformation du paramètre de maille  $a$  ( $\varepsilon_1 = \frac{a_{\text{contraint}} - a_{\text{relaxé}}}{a_{\text{relaxé}}}$ ). Pour une déformation en tension biaxiale du cristal,  $P_3^{pz}$  est négatif comme la polarisation spontanée et pour une déformation en compression,  $P_3^{pz}$  est positif contrairement à la polarisation spontanée.

#### II.4.6 Les valeurs numériques

Le tableau ci-dessous résume les valeurs numériques de la polarisation spontanée suivant l'axe  $c$  de différents nitrures d'éléments III. Ces données issues de la littérature ont été déterminées théoriquement par F. Bernardini *et al* [1].

	GaN	AlN	InN	Références
$P_{SP}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.029	-0.081	-0.032	[1]

Tableau II.6 : Valeurs numériques théoriques de  $P_{SP}$

Les valeurs des polarisations spontanées du tableau II.6 sont négatives signifiant que le vecteur  $\vec{P}_{sp}$  est dirigé dans le sens opposé à la direction [0001], c'est le cas d'une structure GaN Face Ga. Par contre, le sens du vecteur polarisation spontanée est orienté pour une structure GaN Face N dans la direction opposée soit  $\vec{P}_{SP} > \vec{0}$ . A partir des valeurs de polarisation spontanée de l'AlN et GaN, une loi linéaire peut être établie pour représenter l'évolution de la polarisation spontanée du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  en fonction du taux d'aluminium  $x$ .

$$P_{SP}(x) = (-0.052x - 0.029) \text{ C/m}^2 \quad (\text{II.46})$$

Le tableau II.7 résume les valeurs numériques des constantes piézoélectriques de GaN, AlN et InN issues de la littérature.

	GaN	AlN	InN	Référence
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.32	...	...	[23]
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.22	...	...	[24]
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.36	...	...	[25]
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	...	-0.58	...	[26]
$e_{31}$ (C/m <sup>2</sup> )	-0.49	-0.60	-0.57	[1]
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	0.65	...	...	[23]
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	0.44	...	...	[24]
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	1	...	...	[25]
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	...	1.55	...	[26]
$e_{33}$ (C/m <sup>2</sup> )	0.73	1.46	0.97	[1]

Tableau II.7 : Valeurs numériques des constantes piézoélectriques de GaN, AlN et InN

Comme pour la polarisation spontanée, une loi linéaire peut être établie pour représenter l'évolution des constantes piézoélectriques  $e_{31}$  et  $e_{33}$  du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$  en fonction du taux d'aluminium  $x$ . Nous avons utilisé les valeurs numériques déterminées par F. Bernardini *et al*, car les autres références ne fournissent pas simultanément les constantes piézoélectriques du GaN et de l'AlN. Pour le composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$ , nous obtenons les relations suivantes :

$$e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \quad C/m^2 \quad (II.47)$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \quad C/m^2 \quad (II.48)$$

Le tableau II.8 résume les valeurs numériques des constantes élastiques de GaN, AlN et InN issues de la littérature.

Pour déterminer les valeurs des constantes élastiques du composé ternaire  $Al_xGa_{1-x}N$ , une interpolation linéaire est également utilisée à partir de valeurs obtenues pour GaN et AlN.

$$C_{13}(x) = (5x + 103) \quad GPa \quad II.49$$

$$C_{33}(x) = (-32x + 405) \quad GPa \quad II.50$$

	GaN	AlN	InN	Référence
$C_{13}$ (GPa)	158	...	...	[27]
$C_{13}$ (GPa)	70	...	...	[28]
$C_{13}$ (GPa)	106	...	...	[29]
$C_{13}$ (GPa)	114	...	...	[30]
$C_{13}$ (GPa)	110	100	...	[31]
$C_{13}$ (GPa)	...	120	...	[32]
$C_{13}$ (GPa)	...	99	...	[33]
$C_{13}$ (GPa)	100	127	94	[34]
$C_{13}$ (GPa)	103	108	92	[20]
$C_{33}$ (GPa)	267	...	...	[27]
$C_{33}$ (GPa)	379	...	...	[28]
$C_{33}$ (GPa)	398	...	...	[29]
$C_{33}$ (GPa)	209	...	...	[30]
$C_{33}$ (GPa)	390	390	...	[31]
$C_{33}$ (GPa)	...	395	...	[32]
$C_{33}$ (GPa)	...	389	...	[33]
$C_{33}$ (GPa)	392	382	200	[34]
$C_{33}$ (GPa)	405	373	224	[20]

Tableau II.8 : Valeurs numériques des constantes élastiques de GaN, AlN et InN

#### II.4.7 Calcul de la densité de charges fixes $\sigma$ d'une structure $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ Face Ga

A partir de ces différentes données, nous avons calculé la densité de charges fixes  $\sigma$  développées à l'interface d'une hétérostructure  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  Face Ga où nous avons supposé le GaN totalement relaxé et l'AlGaN contraint en tension. Cette structure est représentée figure II.15. Seules les charges fixes positives et négatives de l'AlGaN ont été représentées. La couche de GaN possède, elle aussi, à ces extrémités des charges négatives et positives en densité moins importantes que dans l'AlGaN car, n'étant pas contrainte, elle ne présente pas de composante piézoélectrique. Pour des raisons de clarté, nous ne les avons pas représentées.



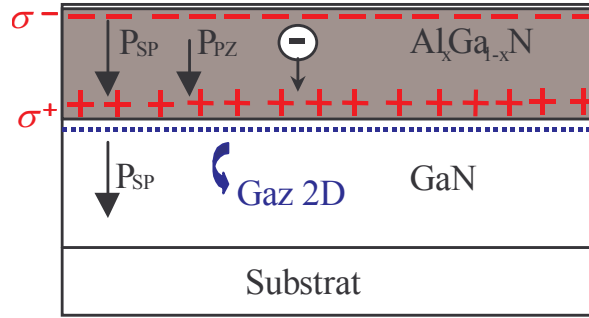


Figure II.15 : Structure AlGaIn/GaN Face Ga où GaN est relaxé et AlGaIn contraint en tension

La densité de charges à l'interface s'écrit :

$$|\sigma| = |P_{SP_{AlGaIn}}(x) + P_{PZ_{AlGaIn}}(x) - P_{SP_{GaN}}| \quad (\text{II.51})$$

avec

$$\left\{ \begin{array}{l} P_{SP_{AlGaIn}}(x) = (-0.052x - 0.029) \text{ C/m}^2 \\ P_{PZ_{AlGaIn}}(x) = 2 \frac{a - a_0(x)}{a_0(x)} \left( e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right) \text{ C/m}^2 \\ a = 3.189 \text{ \AA} \\ a_0(x) = (-0.077x + 3.189) \text{ \AA} \\ e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{ C/m}^2 \\ e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{ C/m}^2 \\ C_{13}(x) = (5x + 103) \text{ GPa} \\ C_{33}(x) = (-32x + 405) \text{ GPa} \end{array} \right. \quad \begin{array}{l} \text{maille du GaN relaxé = maille de l' AlGaIn contraint} \\ \text{maille de l' AlGaIn relaxé} \end{array}$$

Les évolutions de la densité de charges développées à l'interface, des polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGaIn sont présentées en fonction du taux d'aluminium figure II.16.

La densité de charges  $\sigma$  augmente fortement lorsque le pourcentage d'aluminium  $x$  de la couche d'AlGaIn augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l'AlGaIn lorsque  $x$  augmente. Effectivement, plus le taux d'aluminium est grand plus la polarisation spontanée de l'AlGaIn est importante (relation II.43) et plus l'AlGaIn est contraint en tension ce qui entraîne une large augmentation de la polarisation piézoélectrique. Cependant, ces résultats restent théoriques car au delà de  $x = 0.5$  la qualité cristalline se dégrade et une relaxation partielle de la couche d'AlGaIn apparaît. De plus, des travaux ultérieurs ont montré qu'au-delà de  $x = 0.38$ , le paramètre de maille  $a$  du GaN décroît sensiblement [15]. Le GaN est contraint en compression.

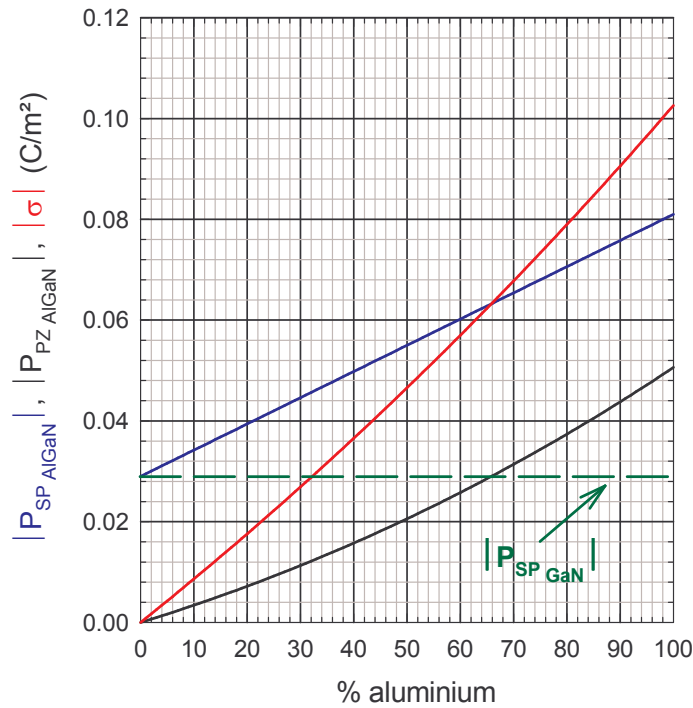


Figure II.16 : Evolutions des polarisations spontanée et piézoélectrique et de la densité de charges en fonction du taux d'aluminium

#### II.4.8 Influence de la contrainte sur la densité de charges à l'interface

La figure II.17 représente le sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée en fonction de la contrainte dans une hétérostructure  $Al_xGa_{1-x}N/GaN$  non dopée pour les deux cas de polarité. Une interprétation des différents cas rencontrés est donnée dans ce chapitre.

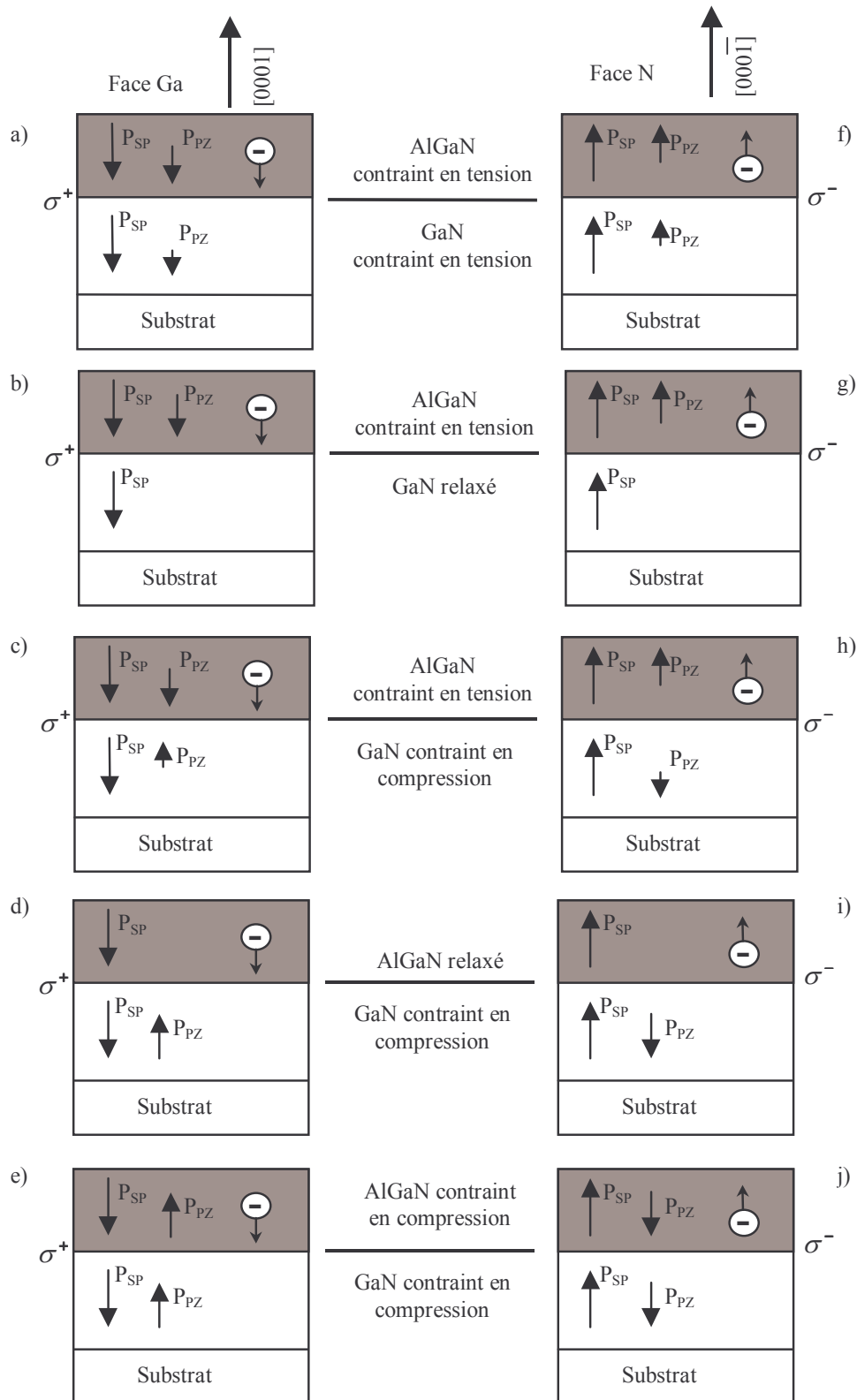


Figure II.17 : Schéma représentant les sens des vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique dans une structure AlGaN/GaN en fonction du type de contrainte pour les deux cas de polarité. Mise en évidence du type de charges fixes présentes à l'interface AlGaN/GaN.

Nous avons réalisé des simulations afin d'évaluer l'influence de la contrainte résiduelle du GaN lié au substrat sur la densité de charges à l'interface. Les calculs ont été effectués pour une

couche d'AlGa<sub>N</sub> contenant 30 % d'aluminium et en faisant varier la contrainte résiduelle du GaN ( $\Delta a_{\text{GaN}} / a_{0\text{GaN}}$ ) de -2.5 % à +2.5 %. Les résultats présentés figure II.18 permettent de conforter et de commenter les schémas de la figure II.17.

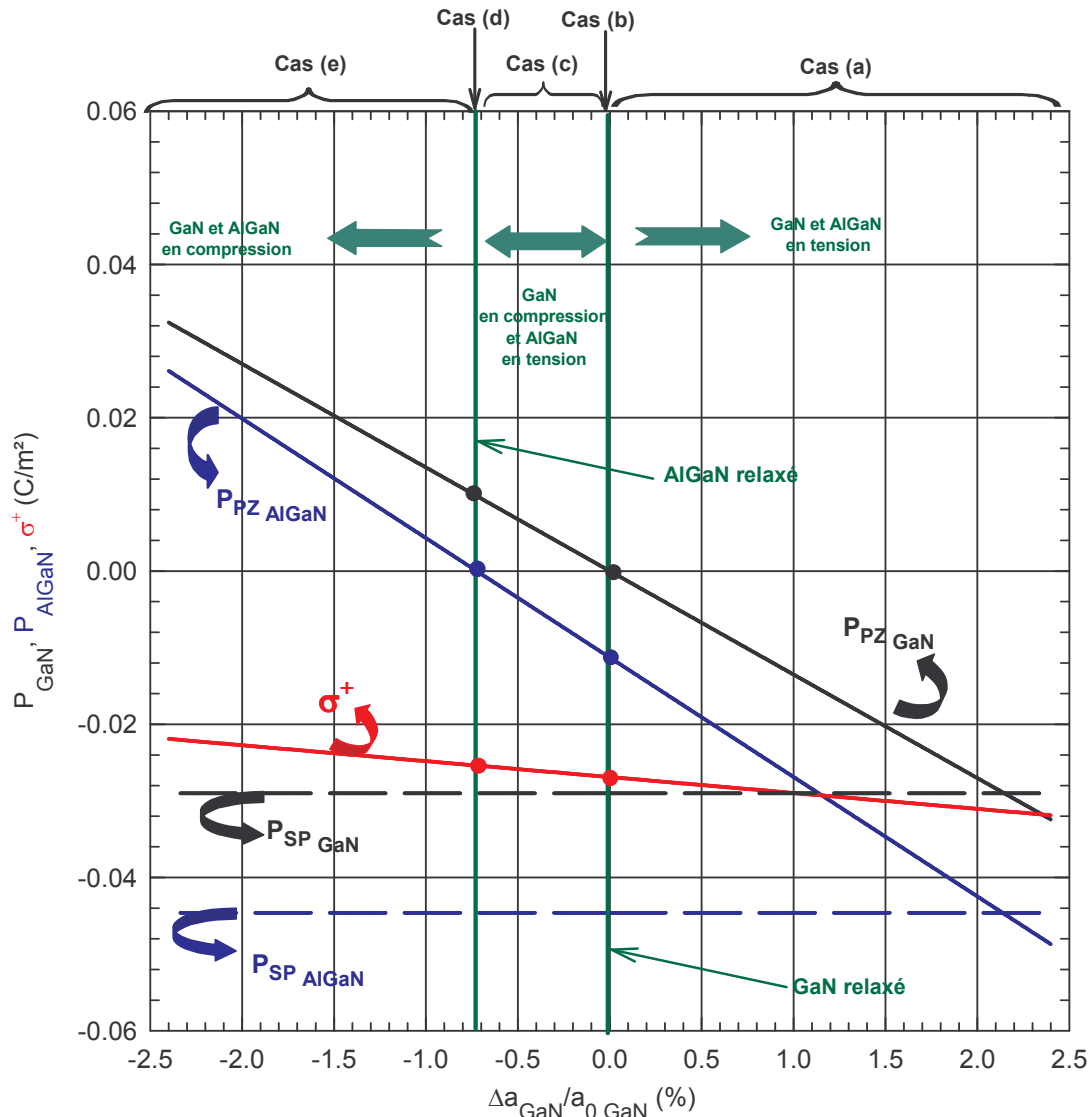


Figure II.18 : Evolutions des polarisations spontanée et piézoélectrique et de la densité de charges en fonction de la contrainte du GaN Wurtzite Face Ga

### Face Ga :

#### a) AlGa<sub>N</sub> et GaN contraints en tension

Le fait que GaN soit contraint en tension augmente la contrainte de l'AlGa<sub>N</sub> en tension. Par conséquent l'effet piézoélectrique augmente dans l'AlGa<sub>N</sub> par rapport au cas où GaN est relaxé. On obtient une densité de charges fixes positives à l'interface telle que :

$$|\sigma^+| = \left| [P_{\text{SP AlGaN}} + P_{\text{PZ AlGaN}}] - [P_{\text{SP GaN}} + P_{\text{PZ GaN}}] \right| \quad (\text{II.52})$$

Cette charge positive est compensée par la présence d'électrons à l'interface.

Théoriquement la densité de charge à l'interface doit être plus importante que pour le cas *b*) car l'augmentation de  $P_{PZ_{AlGaN}}$  est plus importante que  $P_{PZ_{GaN}}$ . Cependant les niveaux de contraintes appliquées sur l'AlGaN seraient trop importants engendrant la formation de dislocations voire de craquelures et par suite la relaxation du matériau. Ce cas est peu probable.

*b) AlGaN contraint en tension et GaN relaxé*

Il s'agit du cas « idéal » en pratique car la contrainte dans l'AlGaN n'est pas trop importante (matériau de bonne qualité) et les vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique sont dans le même sens dans l'AlGaN. On obtient une densité de charge à l'interface positive ( $\sigma^+$ ) inférieure au cas *a*) telle que :

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} \right] \right| \quad (II.53)$$

Cette charge positive est partiellement compensée par la présence d'électrons à l'interface.

*c) AlGaN contraint en tension et GaN contraint en compression*

Le fait que GaN soit contraint en compression diminue la contrainte de l'AlGaN en compression. L'effet piézoélectrique diminue dans l'AlGaN par rapport au cas *b*). Le fait que les vecteurs  $\vec{P}_{SP_{GaN}}$  et  $\vec{P}_{PZ_{GaN}}$  soient de sens opposé ne suffit pas pour compenser la chute de l'effet piézoélectrique de l'AlGaN. On retrouve cependant une densité de charges positives à l'interface mais nettement moins importante que celle obtenue au cas *b*):

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} - P_{PZ_{GaN}} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right| \quad (II.54)$$

Cette charge positive est compensée par la présence d'électrons à l'interface.

*d) AlGaN relaxé et GaN contraint en compression.*

Le GaN est contraint en compression et présente un paramètre de maille  $a_{GaN \text{ contraint}}$  égal au paramètre de maille  $a_{AlGaN \text{ relaxé}}$  de l'AlGaN relaxé. L'effet piézoélectrique est alors nul dans l'AlGaN. Une densité de charges positives sera tout de même présente à l'interface mais pas aussi élevée que celle obtenue au cas *b*) car  $\left| P_{PZ_{GaN}} \right| (cas d)) < \left| P_{PZ_{AlGaN}} \right| (cas b))$ .

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} - P_{PZ_{GaN}} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} \right] - P_{SP_{GaN}} \right| \quad (II.55)$$

Cette charge positive est compensée par la présence d'électrons à l'interface.

*e) AlGaN et GaN contraints en compression.*

Le GaN et l'AlGaN sont contraints en compression. Les vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique sont de sens opposés dans les deux matériaux. On observe malgré ça une densité de charges positives à l'interface mais nettement moins importante qu'au cas *d*).

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} - P_{PZ_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} - P_{PZ_{GaN}} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} \right] \right| \quad (II.56)$$

Cette charge positive est compensée par la présence d'électrons à l'interface.

#### **Face N :**

Les cinq cas ne seront pas traités comme nous l'avons fait pour la polarité Face Ga car nous pouvons aisément affirmer que la densité de charge présente à l'interface est négative ( $\sigma^-$ ) à cause du sens des vecteurs polarisation. Ceci implique la présence d'un gaz de trou à l'interface AlGaN/GaN. Cependant la mobilité des trous étant largement plus faible que celle des électrons, ce cas n'a pas d'intérêt pour les applications hyperfréquences. Pour tous les cas, les densités de charges ( $\sigma^-$ ) suivent les mêmes évolutions que celles obtenues pour la polarité Face Ga.

En conclusion, il est préférable de réaliser une épitaxie Face Ga si l'on désire avoir un gaz d'électrons à l'interface car les électrons ont une mobilité largement plus importante que celle des trous. De plus, il est vital de réaliser une couche de nucléation de bonne qualité pour limiter la contrainte du GaN afin d'avoir une densité de charge à l'interface maximale. Le fait de contraindre l'AlGaN en tension permettrait théoriquement d'accroître la densité de charges à l'interface. Cependant pour observer une augmentation significative de la densité de charges, il faudrait contraindre fortement le GaN au risque de dégrader la qualité cristalline du nitrure de gallium par la formation de dislocations et/ou de craquelures. Le cas où le GaN est relaxé et l'AlGaN contraint en tension semble être le cas idéal pour avoir une bonne qualité cristalline et une densité de charges à l'interface importante.

### III Etude de la densité d'électrons dans le gaz bidimensionnel des quatre principales structures de couches étudiées

Nous allons présenter ici les différentes structures de couches étudiées durant ces travaux. Pour chaque structure (numérotées de I à IV), nous avons représenté schématiquement leur diagramme énergétique, l'évolution du champ électrique ainsi que la répartition des charges à travers toute la structure. Avant de débiter les différentes étapes de caractérisation des transistors HEMT réalisés sur ces couches, nous avons déterminé théoriquement la densité surfacique des porteurs présents à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub>, la tension de pincement ainsi que la hauteur de barrière effective. Ces calculs ont été réalisés numériquement par un calcul auto-cohérent en résolvant les équations de Schrödinger et de Poisson. Nous avons utilisé plusieurs approximations afin de simplifier les calculs tout en ayant des résultats représentatifs des phénomènes régissant ces différentes structures. Ces approximations détaillées en annexe sont listées ci-après :

- Résolution de l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective [35].
- Les électrons voient une barrière infinie à l'interface AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> où se trouve le gaz bidimensionnel d'électrons.
- L'approximation du puits triangulaire [36].
- La faible influence du potentiel image  $V_{im}(z)$  dans le puits vis à vis du potentiel d'accumulation  $V_{acc}(z)$ .

La résolution de l'équation de Poisson permet d'établir la relation  $n_s(V_G, E_F)$ . La résolution de l'équation de Schrödinger et le calcul de la densité d'électrons pour chacune des sous bandes d'énergie permettent d'aboutir à la relation  $n_s(E_F)$ . Nous avons, pour plus de clarté, détaillé les différents calculs en annexe pour le cas de la structure I seulement. Pour les autres structures, les approximations sont identiques et les calculs similaires. Dans le corps de ce chapitre, nous fournissons seulement les principaux résultats obtenus que nous comparons aux mesures effectuées. Ces comparaisons permettront de mettre en avant les caractéristiques électriques des épitaxies utilisées et de fournir des hypothèses relatives aux différences observées entre les mesures et les prédictions théoriques. Alors, nous pourrons déterminer la qualité de ces épitaxies avant les étapes de caractérisation en régime statique, petit et grand signal.

Ces études ont été effectuées sur quatre structures représentatives, l'une sur substrat SiC, deux autres sur substrat saphir et une dernière sur substrat silicium.

### III.1 Etudes de la structure I

#### III.1.1 Présentation générale de la structure I

Cet échantillon a été épitaxié par EPVOM au laboratoire THALES TRT par M.A. Poisson sur substrat carbure de silicium. La structure de cet échantillon est représentée figure III.1 où nous avons numéroté les différentes couches de semiconducteurs qui la constituent afin de pouvoir les dissocier et commenter leurs fonctions.


Source	Grille	Drain	
GaN	30Å	N°1	N.I.D
AlGa <sub>x</sub> N	32Å	N°2	N.I.D
AlGa <sub>x</sub> N	180Å	N°3	I.D
AlGa <sub>x</sub> N	32Å	N°4	N.I.D
			
GaN	1µm	N°5	N.I.D
GaN	couche tampon	N°6	
Substrat SiC			

Figure III.1 : Représentation de la structure I

##### III.1.1.1 Rôles des différentes couches

Dans un premier temps, nous discutons des propriétés « basiques » de chacune des couches et dans deuxième temps nous discutons de l'influence de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique.

##### **Couche N°1 :**

Cette couche de GaN non intentionnellement dopée de type  $n$  et de « petit gap » est utilisée pour augmenter la hauteur de barrière du contact Schottky. Cette affirmation est démontrée ultérieurement par un calcul théorique de la hauteur de barrière effective du contact métal-semiconducteur. Dans le cas d'une épitaxie standard, ce matériau n'est pas contraint, il présente une polarisation spontanée mais pas de polarisation piézoélectrique.

##### **Couche N°2 :**

Cette couche d'AlGa<sub>x</sub>N non intentionnellement dopée de type  $n$  présente un taux d'aluminium d'environ 23 %. Elle permet d'avoir une distance grille-canal donnée



indépendamment du dopage volumique de la couche  $N^{\circ}3$ . En revanche, ce matériau est contraint en tension biaxiale par la maille du GaN de la couche  $N^{\circ}5$ . Il présente alors une polarisation spontanée et une polarisation piézoélectrique orientées dans le même sens sachant qu'il s'agit d'une polarisation Face Ga (*cf.* § II.4.8).

**Couche  $N^{\circ}3$  :**

Cette couche d'AlGaIn intentionnellement dopée de type  $n$  présente un taux d'aluminium d'environ 23%. Le dopage de type  $n$  est réalisé en insérant, durant la croissance, des atomes de silicium dont la densité  $N_D$  est comprise entre  $1 \times 10^{18}$  et  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Le dopage est utilisé ici pour augmenter la densité de porteurs dans le canal. Comme dans les structures AlGaAs/GaAs, cette couche est qualifiée de couche « donneuse ». Au niveau polarisations spontanée et piézoélectrique, cette couche se comporte comme la couche  $N^{\circ}2$ .

**Couche  $N^{\circ}4$  :**

Il s'agit également d'une couche d'AlGaIn non intentionnellement dopée qui contient un taux d'aluminium similaire aux couches précédentes. Elle permet de séparer spatialement les électrons du canal des atomes donneurs ionisés de la couche donneuse. On l'appelle « espaceur ». Sans cette couche les électrons du canal seraient fortement attirés par les atomes donneurs de la couche donneuse et seraient confinés par conséquent à l'interface AlGaIn/GaN. Cette zone d'interface présente des défauts cristallins qui limitent la mobilité des électrons. Grâce à l'espaceur l'attraction des donneurs ionisés est atténuée, les électrons sont moins confinés à l'interface ce qui leur confère une meilleure mobilité. Le temps de transit des électrons sous la grille est fortement diminué ce qui permet de réaliser des transistors à effet de champ à fréquence de coupure plus élevée. Au niveau polarisations spontanée et piézoélectrique, cette couche se comporte comme la couche  $N^{\circ}2$ .

**Couche  $N^{\circ}5$  :**

C'est la couche qui présente le plus petit gap et qui « accueille » par suite le gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface supérieure. Cette couche non intentionnellement dopée n'est pas résiduellement contrainte dans le cas d'une épitaxie « idéale ». Dans ce cas, elle présente seulement une polarisation spontanée mais pas de polarisation piézoélectrique.

**Couche  $N^{\circ}6$  :**

Cette couche en GaN est utilisée, comme nous l'avons évoqué en début de ce chapitre, pour limiter la propagation des dislocations dans toute la structure. Ces dislocations sont essentiellement dues aux désaccords de maille et de coefficient de dilatation thermique entre le GaN et le SiC.

## III.1.1.2 Répartition des vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique

L'épitaxie « parfaite » d'une telle structure est très difficile à réaliser. Nous entendons par épitaxie parfaite, le fait que la couche N°5 de GaN ne soit pas contrainte. Cependant, le désaccord de maille entre le GaN et le substrat implique la présence d'une contrainte résiduelle plus ou moins importante suivant la qualité de la couche de nucléation (couche tampon) et la propagation des dislocations. La maille du SiC étant plus petite que celle du GaN, nous supposons le GaN contraint en compression (cas  $c$ , figure II.17). De ce fait, les vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique peuvent être représentés par la figure III.2. Comme nous l'avons déjà évoqué, les trois couches d'AlGaN se comportent de façon identique au niveau polarisation piézoélectrique et polarisation spontanée car elles subissent les mêmes niveaux de contraintes. Par conséquent, nous considérons une seule couche d'AlGaN dont l'épaisseur est la somme des trois autres.

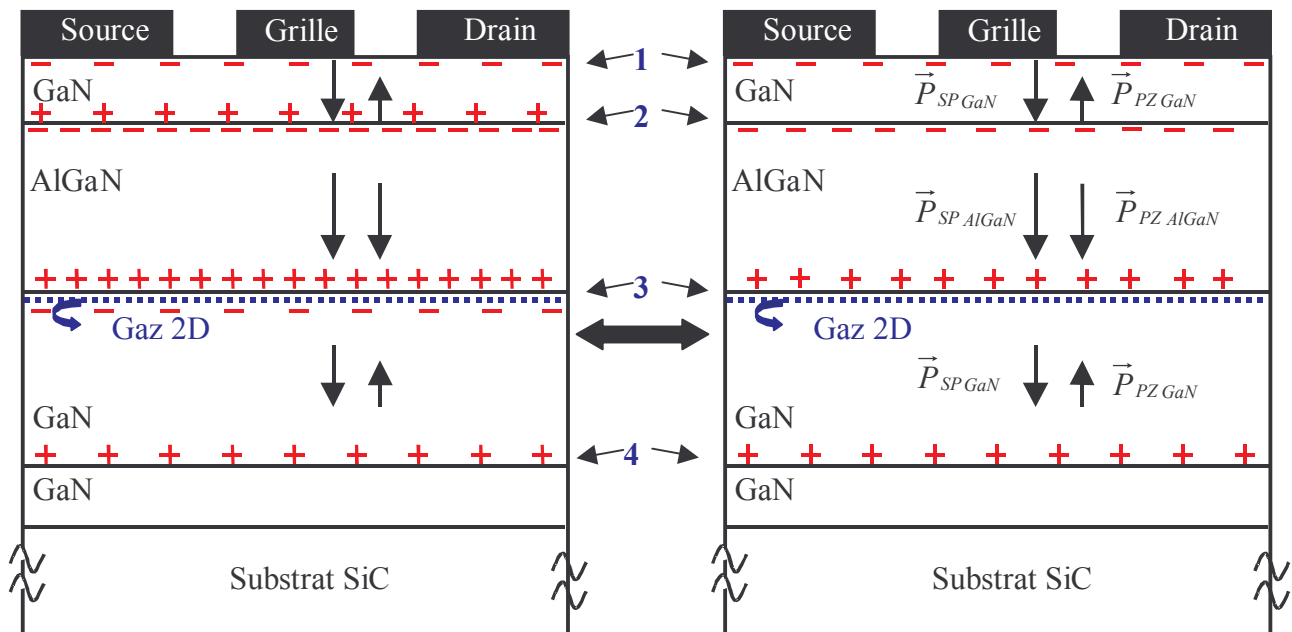


Figure III.2 : Répartition des charges aux interfaces et orientation des vecteurs  $\vec{P}_{SP}$  et  $\vec{P}_{PZ}$

Les deux structures présentées figure III.2 sont équivalentes. Nous avons représenté sur la figure de gauche les charges développées aux interfaces par chaque matériau. Cependant les charges fixes positives et négatives présentes aux interfaces 2 et 3 se compensent **partiellement** car les densités de charges positives et négatives développées dans le GaN sont moins importantes que celles développées dans l'AlGaN. Effectivement dans le GaN, quel que soit le sens des vecteurs  $\vec{P}_{SP}$  et  $\vec{P}_{PZ}$ , leur résultante est toujours inférieure à celle des vecteurs dans l'AlGaN (cf. figure II.17). De plus, la polarisation spontanée de l'AlGaN est plus importante que celle du GaN (cf. § II.4.6). Nous obtenons par conséquent le schéma de la figure III.2 situé à droite. Il reste à l'interface

3 des charges positives qui vont être compensées par la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons.

A l'interface 3, nous pouvons écrire :

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} - P_{PZ_{GaN}} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right| \quad (\text{III.1})$$

avec

$$P_{SP_{GaN}} = -0.029 \text{ C / m}^2$$

$$P_{SP_{AlGaN}} = (-0.052 * 0.23 - 0.029) = -0.04096 \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{AlGaN}} = 2 \frac{a - a_0(0.23)}{a_0(0.23)} \left( e_{31}(0.23) - e_{33}(0.23) \frac{C_{13}(0.23)}{C_{33}(0.23)} \right) \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{GaN}} = 2 \frac{a - a_0(0)}{a_0(0)} \left( e_{31}(0) - e_{33}(0) \frac{C_{13}(0)}{C_{33}(0)} \right) \text{ C / m}^2$$

Les valeurs des constantes élastiques et piézoélectriques sont données par les relations mentionnées au paragraphe II.4.6. Le paramètre  $a$  correspond au paramètre de maille du GaN et de l'AlGaN contraints. Cette expression de la densité de charges  $\sigma^+$  sera utilisée dans la suite de ce chapitre pour déterminer la densité de porteurs dans le canal.

### III.1.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal

#### III.1.2.1 Diagramme énergétique de la structure I

Le diagramme des bandes, la répartition des charges ainsi que l'évolution du champ électrique de la structure I sont schématisés figure III.3. En considérant le dopage résiduel non intentionnel nul, la charge d'espace dans les couches  $N^{\circ}1$ ,  $N^{\circ}2$  et  $N^{\circ}4$  est également nulle. Ainsi, dans ces mêmes couches le champ électrique est constant. Nous avons supposé tous les donneurs de la couche d'AlGaN dopée ionisés, la densité d'accepteur résiduelle  $N_a$  négligeable et le dopage homogène. Dès lors le champ électrique varie linéairement et la densité de charges dans cette couche est constante (égale à  $N_d$ ). La présence de charges aux interfaces entraîne des discontinuités de champ électrique comme cela est représenté figure III.3. La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaN/GaN engendre une distribution des électrons dans le canal de type « exponentielle ».

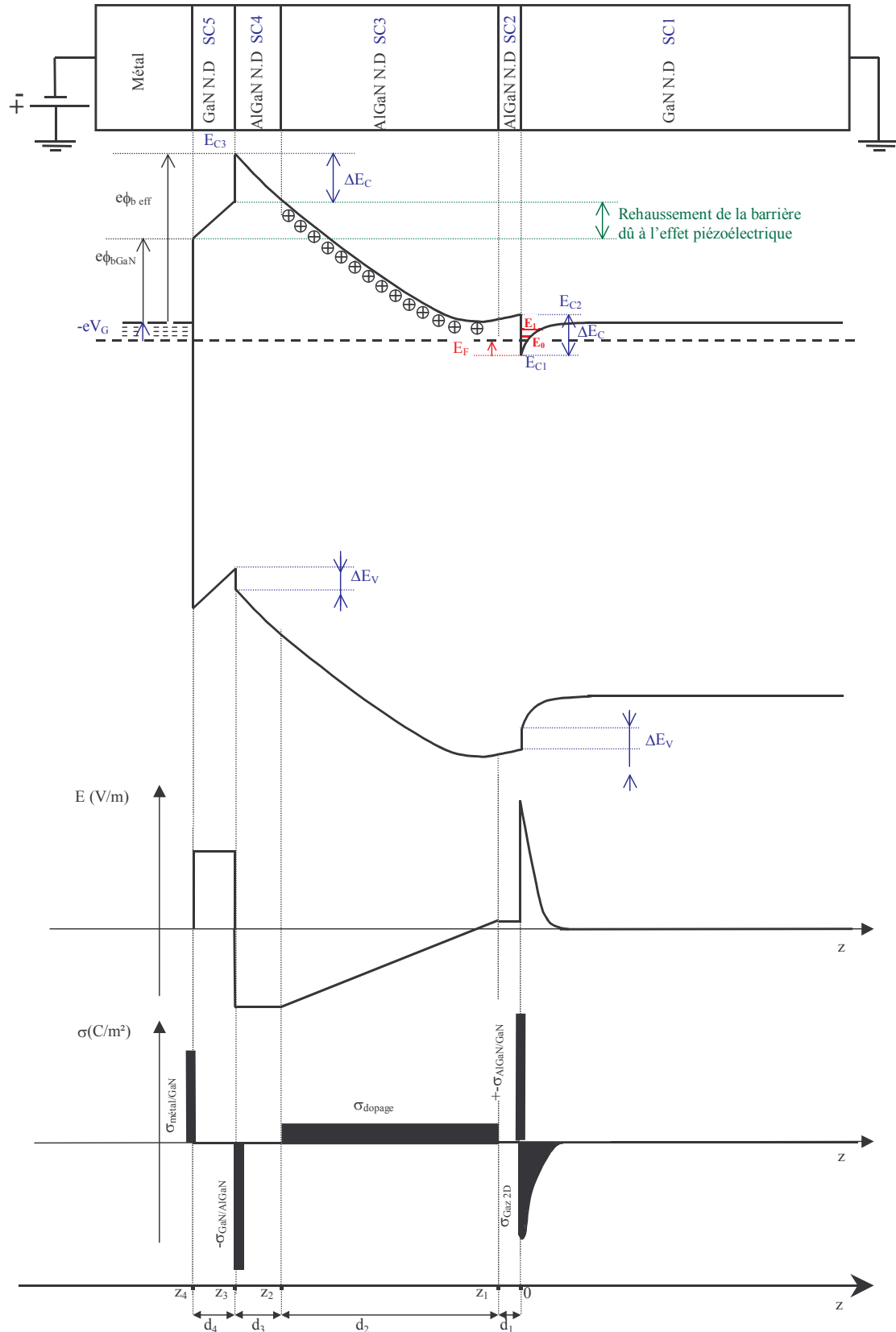


Figure III.3 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique  $E$  et distribution des charges électrostatiques de la structure I

Le diagramme de bande de la structure montre que la hauteur de barrière effective correspond à la contribution de trois termes (cf. relation III.7 plus loin dans le chapitre) :

- La hauteur de barrière métal-GaN
- Le rehaussement du potentiel dans le GaN (*SC 5*) dû aux charges de polarisation
- La discontinuité de la bande de conduction entre le GaN et l'AlGaN.

L'expression de la hauteur de barrière effective est fournie au paragraphe suivant où chaque terme est identifié. Dans la suite du manuscrit, afin d'alléger l'écriture, nous appelons « charges de polarisation » les charges générées par la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique.

### III.1.2.2 La résolution de l'équation de Poisson

Nous avons résolu l'équation de Poisson dans les semiconducteurs 2, 3, 4 et 5 en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité. Pour des raisons de clarté, nous avons détaillé tous les calculs en annexe. Pour cette structure, nous obtenons la relation  $n_s(V_G, E_F)$  suivante :

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_{AlGaN}}{eD_1} (V_G - V_T) \quad (\text{III.2})$$

avec 
$$D_1 = D + \frac{\epsilon_{AlGaN}}{\epsilon_{GaN}} d_4$$

$$D = d_1 + d_2 + d_3$$

Le terme  $V_T$  de la relation III.2 correspond à la valeur de la tension de grille pour laquelle la densité de porteurs dans le canal est nulle. Il s'agit de la tension de pincement des transistors. Cette quantité ne dépend pas de la géométrie des transistors et son expression est la suivante :

$$V_T = - \left( \frac{eN_d d_2}{\epsilon_{AlGaN}} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_{AlGaN}}{\epsilon_{GaN}} d_4 \right] - \frac{E_{bGaN}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_{GaN}} d_4 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_{AlGaN}} D_1 \right) \quad (\text{III.3})$$

Dans cette expression, on voit apparaître un terme dépendant du dopage  $N_d$  et deux termes proportionnels aux densités de charges piézoélectriques ( $\sigma^-$  et  $\sigma^+$ ) présentes aux interfaces 2 et 3. Dès lors, le terme  $V_T$  est d'autant plus grand que l'effet piézoélectrique est important pour un dopage donné. La tension de pincement des transistors est donc un critère intéressant pour mettre en avant la présence de l'effet piézoélectrique sachant que les termes liés aux charges piézoélectriques sont largement prépondérants devant les autres.

Dans une structure similaire à base de GaAs, la tension de pincement s'écrit :

$$V_T = - \left( \frac{eN_d d_2}{\epsilon_{AlGaAs}} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_{AlGaAs}}{\epsilon_{GaAs}} d_4 \right] - \frac{E_{bGaAs}}{e} - \frac{E_F}{e} \right) \quad (\text{III.4})$$

On ne retrouve pas les termes liés aux charges piézoélectriques dans la relation III.4, ce qui signifie que la valeur absolue de la tension de pincement d'un transistor utilisant une structure

similaire à base de GaAs est largement plus faible que celle à base de GaN. On peut s'attendre alors à mesurer des tensions de pincement beaucoup plus élevées dans le cas d'une structure à base de GaN que dans une structure à base de GaAs.

Dans la relation III.3, tous les paramètres sont connus, excepté la hauteur de barrière métal-GaN  $E_{bGaN}$  ainsi que le niveau de dégénérescence  $E_F$ . En revanche les densités de charges  $\sigma^-$  et  $\sigma^+$  sont données en valeur absolue par la relation III.1.

En théorie la hauteur de barrière Métal-GaN est donnée par la différence du travail de sortie du métal ( $e\phi_m$ ) avec l'affinité électronique du semiconducteur ( $e\chi_{GaN}$ ).

$$E_{b_{GaN}} (eV) = e\phi_m - e\chi_{GaN} \quad (III.5)$$

avec

pour le platine (Pt),  $e\phi_m = 5.3 eV$  et pour le nitrure de gallium (GaN),  $e\chi_{GaN} = 4.1 eV$  à  $T = 300 K$ .

Cependant, à la surface du semiconducteur les états électroniques sont modifiés en raison de la rupture de périodicité du réseau. Cette rupture entraîne l'existence d'états électroniques (états de surface) différents de ceux existant dans le volume du semiconducteur. Ces états jouent un rôle différent suivant que les niveaux d'énergie qui leurs sont associés sont situés dans le gap du GaN ou dans une bande permise. Ces états vont alors modifier au voisinage de la surface la répartition des électrons ce qui provoque une modification de la position des bandes vers le « haut » ou vers le « bas ». Par conséquent, l'existence de ces états de surface ne permet pas d'utiliser la relation théorique III.5 pour déterminer la hauteur de barrière Métal-GaN. Nous avons choisi d'utiliser pour s'approcher au mieux de la hauteur de barrière d'une expression empirique de la littérature tenant plus ou moins compte des états de surface [15].

$$E_{b_{GaN}} (eV) = \frac{70}{100} (e\phi_m - e\chi_{GaN}) \quad (III.6)$$

Comme nous l'avons déjà évoqué, la couche supérieure de GaN associée à l'effet piézoélectrique permet d'augmenter la hauteur de barrière de façon significative (terme entouré). L'expression de la hauteur de barrière effective est donnée par la relation III.7 et les calculs sont explicités en annexe.

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c + \frac{e^2 d_4}{\epsilon_{GaN}} (n_s - N_d d_2) \rightarrow \text{Rehaussement de la barrière} \quad (III.7)$$

On retrouve dans l'expression III.7, le terme  $\Delta E_c$  qui correspond à la discontinuité de la bande de conduction à l'interface AlGaIn/GaN. En théorie ce terme correspond à la différence des affinités électroniques des deux matériaux. Cependant, comme pour la hauteur de barrière, les états d'interface induisent des dipôles à l'interface qui modifient la valeur de la discontinuité des bandes [37]. Dès lors, Nous avons utilisé une relation empirique issue de la littérature [15].

$$\Delta E_c = \frac{70}{100}(e\chi_{AlGaIn} - e\chi_{GaN}) \quad (\text{III.8})$$

En l'absence de dopage, la hauteur de barrière pour une structure similaire s'écrit :

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c + \frac{e^2 d_4}{\epsilon_{GaN}} n_s \quad (\text{III.9})$$

Afin de déterminer la relation  $n_s(V_G, E_F)$ , le terme de dégénérescence  $E_F$  doit être explicité. L'extraction de ce terme nécessite l'emploi d'une autre équation. Cette équation ( $n_s(E_F)$ ) est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger (dans l'approximation de la masse effective) et en calculant la densité d'électrons occupant chaque sous bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons.

### III.1.3 Détermination de l'équation $n_s(E_F)$

Dans la couche d'accumulation de l'hétérojonction, les électrons sont confinés, dans le GaN (SC 1), dans un puits de potentiel très étroit dont l'épaisseur typique est de l'ordre de quelques nanomètres. Ces porteurs libres se comportent alors comme un gaz bidimensionnel d'électrons dont le mouvement est libre dans le plan ( $xy$ ) de la structure et quantifié dans la direction  $z$  perpendiculaire. Il en résulte que le calcul classique de la distribution de ces porteurs libres n'est qu'approché, et qu'une étude détaillée passe par un traitement quantique du problème. Tous les calculs et les approximations permettant d'explicitier  $n_s(E_F)$  sont détaillés en annexe.

La résolution de l'équation de Schrödinger, montre que les états électroniques des électrons sont distribués dans des sous-bandes d'énergie dans lesquelles la densité d'états est constante et donnée par

$$g_i(E) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \quad (\text{III.10})$$

A la température T, la population de chaque sous-bande est donnée par

$$n_i = \int_{E_i}^{\infty} g_i(E) f(E) dE \quad \text{avec} \quad f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$$

où  $f(E)$  est la fonction de Fermi qui représente la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron à la température T. Ainsi la population d'une sous-bande  $i$  s'écrit

$$n_i = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kT \text{Ln} \left( 1 + e^{(E_F - E_i)/kT} \right) \quad (\text{III.11})$$

La densité totale d'électrons dans la couche d'accumulation est donnée par  $n = \sum_i n_i$  soit

$$n_s = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kT \sum_i \text{Ln} \left( 1 + e^{(E_F - E_i)/kT} \right) \quad (\text{III.12})$$

L'énergie  $E_i$  du bas de chaque sous-bande est donnée dans l'approximation du puits triangulaire par

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e^2 n_s}{4\varepsilon_{\text{GaN}}} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{III.13})$$

En posant

$$\gamma_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e^2}{4\varepsilon_{\text{GaN}}} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad (\text{III.14})$$

On obtient

$$E_i = \gamma_i n_s^{2/3} \quad (\text{III.15})$$

Désormais, le nombre d'équations est suffisant pour calculer la densité surfacique d'électrons dans le gaz d'électrons bidimensionnel.

### III.1.4 Détermination de la relation $n_s(V_G)$

Le calcul de la densité surfacique d'électrons du canal résulte de la combinaison des relations  $n_s(V_G, E_F)$  et  $n_s(E_F)$ . En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous-bandes, les équations III.2 et III.12 permettent d'écrire le système

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_{\text{AlGaN}}}{eD_1} (V_G - V_T) \\ n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kT \text{Ln} \left[ \left( 1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left( 1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{III.16})$$

avec

$$V_T = - \left( \frac{eN_d d_2}{\varepsilon_{\text{AlGaN}}} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_{\text{AlGaN}}}{\varepsilon_{\text{GaN}}} d_4 \right] - \frac{E_{b\text{GaN}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\varepsilon_{\text{GaN}}} d_4 + \frac{\sigma^+}{\varepsilon_{\text{AlGaN}}} D_1 \right)$$

$$|\sigma^+| = |\sigma^-| = \left| \left[ P_{SP\text{AlGaN}} + P_{PZ\text{AlGaN}} + P_{PZ\text{GaN}} - P_{SP\text{GaN}} \right] \right|$$

$$\gamma_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\varepsilon_{\text{GaN}}} \left( \frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}$$



$$\gamma_1 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\epsilon_{\text{GaN}}} \left( \frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}$$

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3}$$

Le système III.16 ne présente pas de solution analytique exacte et nécessite une résolution autocohérente. Dès lors, nous avons réalisé un programme de convergence en Visual Basic sous Excel permettant de déterminer numériquement la densité surfacique  $n_s$ , la tension de pincement  $V_T$ , la hauteur de barrière effective  $E_{\text{beff}}$ , le niveau de dégénérescence  $E_F$  et les niveaux d'énergie  $E_i$  de chaque sous-bande. Le tableau III.1 résume les principaux résultats théoriques obtenus pour la structure I. La simulation a été réalisée à  $V_G = 0$  V pour  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ . Ces résultats sont comparés à ceux issus des mesures effectuées avant et après la réalisation des composants.

	Résultats théoriques	Résultats avant fabrication	Résultats après fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ avant fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ après fabrication
$n_s$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$1.38 \cdot 10^{13}$	$(9.9 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$	$(8.6 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$	$28.5 \pm 1.5 \%$	$37.5 \pm 1.5 \%$
$V_T$ (V)	-7.3	$-5 \pm 0.2$	$-5 \pm 0.2$	$31.5 \pm 2.5 \%$	$31.5 \pm 2.5 \%$
$E_{\text{beff}}$ (eV)	1.43	-	$3 \pm 0.5$	-	$110 \pm 35 \%$

Tableau III.1 : Comparaison entre les résultats théoriques calculés à  $V_G = 0$  V pour  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$  et les résultats expérimentaux pour la structure I

Les résultats théoriques ont été calculés en supposant le GaN totalement relaxé. Les résultats de la tension de pincement après fabrication ont été déterminés par des mesures du courant de drain en fonction de  $V_{GS}$ , à faible  $V_{DS}$  et pour différentes géométries de transistor. La hauteur de barrière effective expérimentale a été obtenue en mesurant les diodes grille-source et grille-drain en direct de plusieurs transistors. En revanche, les résultats de la densité surfacique de porteurs post fabrication ont été obtenus par effet Hall. La tension de pincement et la densité surfacique de porteurs pré fabrication ont été extraites de mesures  $C(V)$  à 1 MHz (système à bille de mercure). Toutes les informations relatives aux mesures par effet Hall, à la géométrie des transistors et à la méthode permettant de déterminer la hauteur de barrière effective sont présentées *chapitre II*. Dans ce chapitre, les résultats de la tension de pincement et de la densité surfacique de porteurs sont discutés. La détermination de la hauteur de barrière, à partir des résultats de mesure, est effectuée en calculant le produit  $\eta * V_b$  où  $V_b$  est la tension de built-in et  $\eta$  est le coefficient d'idéalité de la diode Schottky considérée. Nous reviendrons *chapitre II* sur la méthode d'extraction des paramètres des

diodes Schottky. Cependant, les forts coefficients d'idéalité des diodes grille-source ou grille-drain augmentent considérablement la hauteur de barrière des diodes Schottky par cette méthode de calcul. Par conséquent, il n'est pas possible d'établir des comparaisons théorie-expérience au niveau de la hauteur de barrière effective. Des hypothèses concernant les forts coefficients d'idéalité seront avancées dans le second chapitre et montreront qu'il n'est pas concevable de déterminer la hauteur de barrière par le produit  $\eta * V_b$ .

Le tableau III.1 montre des différences conséquentes entre les résultats théoriques et expérimentaux. Effectivement, un écart d'environ 30 % est constaté entre la densité de porteurs théorique et celle mesurée avant fabrication alors que celle mesurée post fabrication présente un écart de 40 %. Par conséquent, il y a une diminution de la densité de porteurs après fabrication. Cette diminution peut être liée à une modification de l'échantillon lors des étapes technologiques de fabrication ou alors aux mesures C(V) et par effet Hall dont les précisions font aboutir à des résultats différents. La dernière possibilité semble la plus probable car les tensions de pincement avant et après fabrication sont identiques. Par contre, on observe un écart d'environ 33 % entre la tension de pincement théorique et celles mesurées post et pré réalisation des composants.

Les résultats théoriques et expérimentaux montrent que les écarts observés ne sont pas imputables au procédé de fabrication des transistors mais aux propriétés de l'hétérostructure comme la valeur de dopage utilisée ( $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) pour effectuer le calcul théorique. Effectivement, le dopage visé dans la barrière d'AlGaN est donné dans une fourchette comprise entre  $1 \times 10^{18}$  et  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ce qui peut avoir un impact important sur la densité de porteurs et la tension de pincement théoriques.

Afin de vérifier l'importance du dopage, d'autres simulations ont été effectuées pour une valeur de dopage  $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et pour  $V_G = 0 \text{ V}$ . Les résultats sont présentés dans le tableau suivant.

	Résultats théoriques	Résultats avant fabrication	Résultats après fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{th} - \text{Valeur}_{ex}}{\text{Valeur}_{th}}$ avant fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{th} - \text{Valeur}_{ex}}{\text{Valeur}_{th}}$ après fabrication
$n_s \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$1.0 \cdot 10^{13}$	$(9.9 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$	$(8.6 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$	$6 \pm 3 \%$	$14 \pm 2 \%$
$V_T \text{ (V)}$	-5.3	$-5 \pm 0.2$	$-5 \pm 0.2$	$5.5 \pm 3.5 \%$	$5.5 \pm 3.5 \%$
$E_{beff} \text{ (eV)}$	1.68	-	$3 \pm 0.5$	-	$78.5 \pm 29.5 \%$

Tableau III.2 : Comparaison entre les résultats théoriques calculés à  $V_G = 0 \text{ V}$  pour  $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et les résultats expérimentaux pour la structure I

Les résultats théoriques obtenus (tension de pincement et densité de porteurs) pour  $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  sont très proches des résultats expérimentaux. Ainsi, les simulations montrent que le dopage de la barrière semble être proche  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

Comme nous l'avons évoqué, la contrainte résiduelle de la couche tampon de GaN peut avoir un impact sur la densité de porteurs à l'interface.

Ainsi, d'autres simulations ont été effectuées en « jouant » sur la contrainte résiduelle du nitrure de gallium afin d'observer l'évolution de la densité de porteurs et de la tension de pincement en fonction du niveau de contrainte du GaN. Lors des simulations, nous avons considéré le dopage de l'AlGaN égal à  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , et nous avons augmenté la contrainte jusqu'à ce que les résultats théoriques convergent vers les résultats expérimentaux. Le but étant de déterminer si les écarts entre les résultats théoriques et expérimentaux enregistrés lors de la première simulation proviennent d'une erreur sur le dopage ou de la contrainte résiduelle de la couche tampon.

La figure III.4 illustre l'évolution de la densité surfacique de porteurs et de la tension de pincement en fonction du niveau de contrainte du GaN.

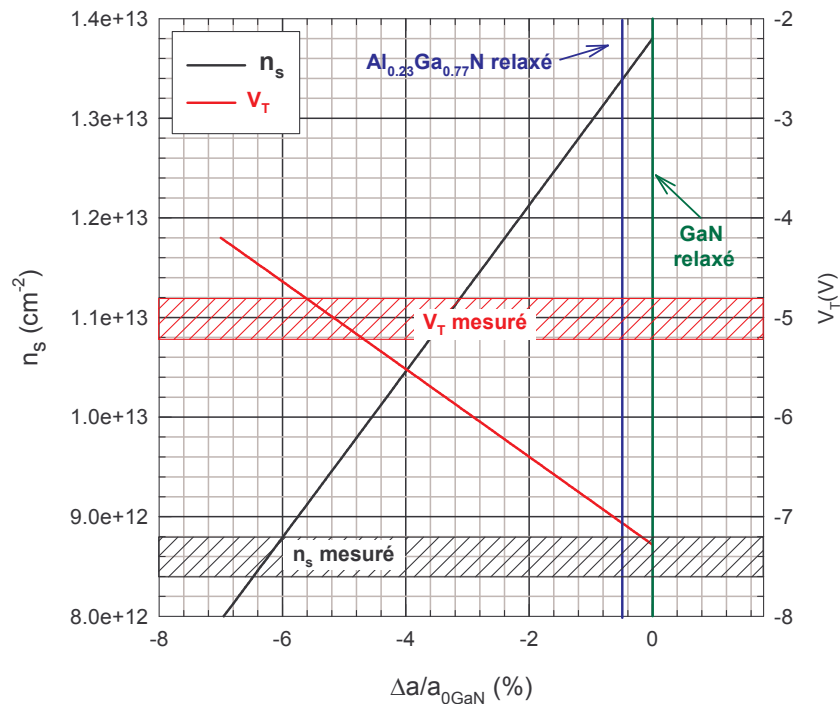


Figure III.4 : Evolution de la tension de pincement et de la densité surfacique de porteurs en fonction du niveau de contrainte du GaN en compression pour la structure I. Les simulations ont été effectuées à  $V_G = 0 \text{ V}$  pour  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

On observe une évolution linéaire de la tension de pincement et de la densité de porteurs avec le niveau de contrainte du GaN ce qui est conforme à la figure II.18. Pour  $\Delta a/a_{0\text{GaN}} = 0$ , le GaN

est totalement relaxé et pour  $\Delta a/a_{\text{GaN}} = -0.55\%$ , l' $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$  est relaxé. Au-delà de cette dernière valeur, les deux matériaux sont contraints en compression.

Pour que la tension de pincement et la densité de porteurs théoriques atteignent la zone hachurée correspondant aux valeurs mesurées, le niveau de contrainte résiduel du GaN doit être « colossal ». On constate que la densité de porteurs théorique est égale à la valeur mesurée pour des niveaux de contrainte du GaN compris entre 6 et 6.2 %. En revanche, la tension de pincement théorique est égale la tension de pincement mesurée pour des niveaux de contrainte du GaN compris entre 4.8 et 5.6 %. On conclut qu'il est impossible de faire coïncider pour un même niveau de contrainte les résultats théoriques et expérimentaux de la densité de porteurs et de la tension de pincement. De plus, il est peu vraisemblable que le GaN soit contraint par des niveaux aussi importants car il aurait tendance à se relaxer par la formation de dislocations et/ou de craquelures. La qualité cristalline en serait alors fortement affectée.

Par conséquent, la contrainte résiduelle du GaN, seule, ne peut expliquer les écarts observés entre les résultats théoriques et mesurés pour un dopage de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Ainsi, il semble que l'erreur faite lors de la première simulation soit essentiellement liée au dopage de la barrière. D'après les simulations, ce dernier doit être de l'ordre de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . A partir de cette valeur de dopage, les résultats théoriques ont montré une bonne concordance avec les résultats expérimentaux contrairement à ceux obtenus avec un dopage de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ .

## III.2 Etude de la structure II

### III.2.1 Présentation générale de la structure II

Cet échantillon a été épitaxié par EPVOM au laboratoire *THALES TRT* par *M.A. Poisson* sur substrat saphir. La structure de cet échantillon est représentée figure III.5. Contrairement à la structure I, cet échantillon ne présente pas de couche de GaN en surface. Le taux d'aluminium des trois couches d' $\text{AlGaN}$  vaut  $x = 10\%$ . Le rôle de chaque couche a déjà été défini pour la structure I.

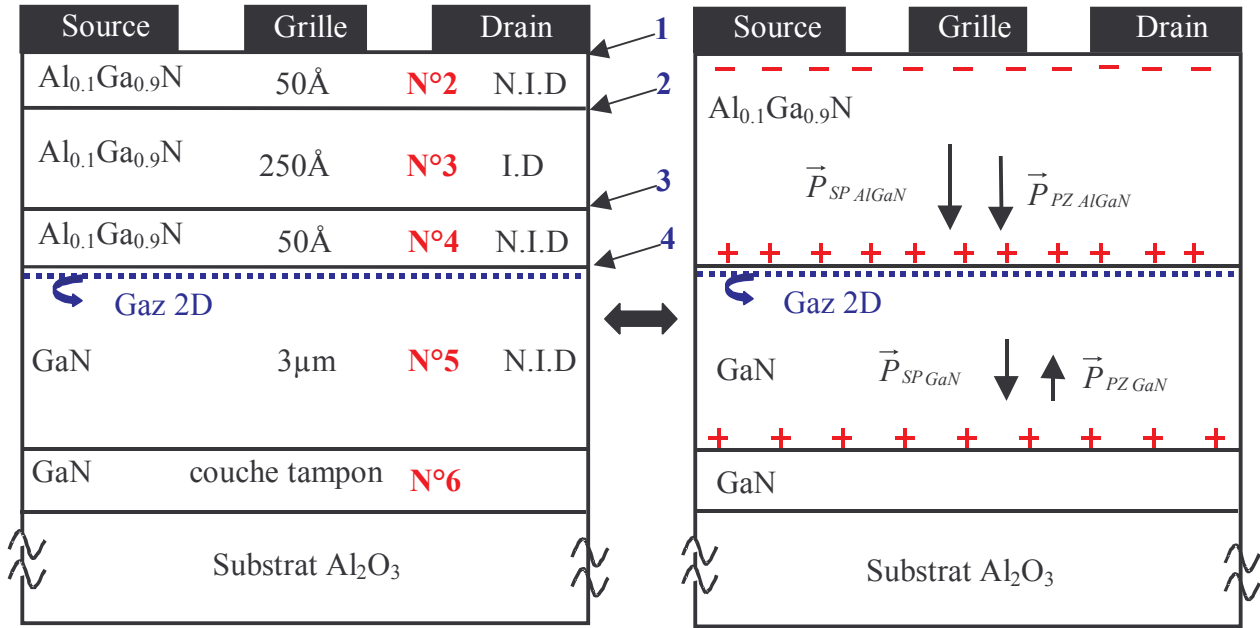


Figure III.5 : Représentation de la structure II, répartition des charges et sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée

L'épitaxie « parfaite » d'une telle structure est très difficile à réaliser surtout sur substrat saphir car le désaccord de maille avec le GaN atteint 15%. Une couche de nucléation en AlN est directement épitaxiée sur le substrat de façon à limiter la propagation des défauts. Cette couche est d'autant plus nécessaire que le désaccord de maille est important. Malgré l'emploi d'une telle couche, le GaN reste contraint résiduellement en compression [38], car il est, d'une part, épitaxié sur de l'AlN qui présente une maille plus petite que celle du GaN, et d'autre part, parce que l'AlN est résiduellement contraint en compression par le substrat (*cf.* tableau II.1 et paragraphe II.2.2.1). De ce fait, les vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique peuvent être représentés par la figure III.5 (*cf.* figure II.17). Comme nous l'avons déjà évoqué, les trois couches d'AlGaN se comportent de façon identique au niveau polarisation piézoélectrique et polarisation spontanée car elles subissent les mêmes niveaux de contraintes. Nous considérons alors une seule couche d'AlGaN dont l'épaisseur est la somme des trois autres. A l'interface 4, on retrouve un plan de charges positives partiellement compensées par la formation du gaz bidimensionnel d'électrons et à la surface un plan de charges négatives.

A l'interface 4, nous pouvons écrire comme pour la structure I :

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP\ AlGaN} + P_{PZ\ AlGaN} \right] - \left[ P_{SP\ GaN} - P_{PZ\ GaN} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP\ AlGaN} + P_{PZ\ AlGaN} + P_{PZ\ GaN} - P_{SP\ GaN} \right] \right| \quad (\text{III.17})$$

avec

$$P_{SP_{GaN}} = -0.029 \text{ C / m}^2$$

$$P_{SP_{AlGaN}} = (-0.052 * 0.1 - 0.029) = -0.0342 \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{AlGaN}} = 2 \frac{a - a_0(0.1)}{a_0(0.1)} \left( e_{31}(0.1) - e_{33}(0.1) \frac{C_{13}(0.1)}{C_{33}(0.1)} \right) \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{GaN}} = 2 \frac{a - a_0(0)}{a_0(0)} \left( e_{31}(0) - e_{33}(0) \frac{C_{13}(0)}{C_{33}(0)} \right) \text{ C / m}^2$$

Les valeurs des constantes élastiques et piézoélectriques sont données par les relations mentionnées au paragraphe II.4.6. Le paramètre  $a$  correspond au paramètre de maille du GaN et de l'AlGaN contraints. L'expression de la densité de charges  $\sigma^+$  sera ensuite utilisée pour déterminer la densité de porteurs dans le canal.

### III.2.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal

#### III.2.2.1 Diagramme énergétique de la structure II

Le diagramme énergétique, la répartition des charges ainsi que l'évolution du champ électrique de la structure II sont schématisés figure III.6. En considérant le dopage résiduel non intentionnel nul, la charge d'espace dans les couches  $N^{\circ}2$ ,  $N^{\circ}3$  et  $N^{\circ}4$  est également nulle. Ainsi, dans ces couches le champ électrique est constant. Nous avons supposé tous les donneurs de la couche dopée d'AlGaN ionisés, la densité résiduelle d'accepteur  $N_a$  négligeable et le dopage homogène.

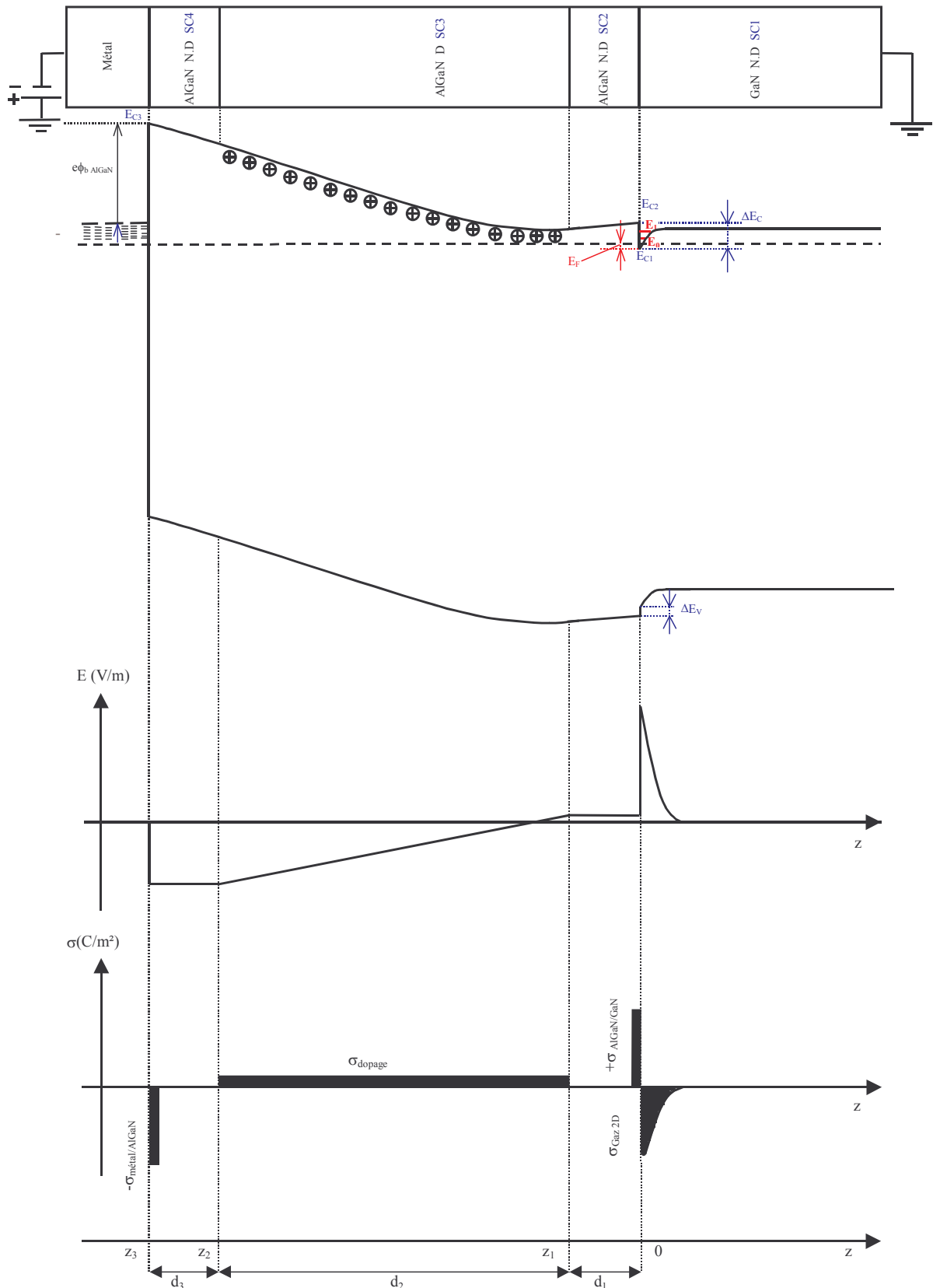


Figure III.6 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique  $E$  et distribution des charges électrostatiques de la structure II

Dès lors, le champ électrique varie linéairement et la densité de charges dans cette couche est constante (égale à  $N_d$ ). La présence de charges aux interfaces entraîne des discontinuités de

champ électrique comme cela est représenté figure III.6. La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> engendre une distribution des électrons dans le canal de « forme exponentielle ».

Comme pour la structure I, la présence d'états de surface implique l'utilisation d'une expression empirique pour déterminer la hauteur de barrière entre le métal et l'AlGa<sub>N</sub>. Nous avons utilisé une loi issue de la littérature qui donne la hauteur de barrière métal-AlGa<sub>N</sub> en fonction du taux d'aluminium  $x$  [15]

$$E_{b_{AlGaN}}(x) = 1.3x + 0.84 \text{ (eV)} \quad (\text{III.18})$$

### III.2.2.2 Détermination de l'équation $n_s(V_G)$

Nous avons résolu l'équation de Poisson dans les semiconducteurs 2, 3, 4 en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité. Nous n'avons pas détaillé les calculs car ceux-ci sont les mêmes que ceux effectués pour la structure I. L'expression  $n_s(E_F)$  est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective (avec  $d_4 = 0$  et en remplaçant  $E_{b_{GaN}}$  par  $E_{b_{AlGaN}} - \Delta E_C$ ) et en calculant la densité d'électrons de chaque sous bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons comme nous l'avons fait pour la structure I.

En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous-bandes, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_{AlGaN}}{eD_1}(V_G - V_T) \\ n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kT \text{Ln} \left[ \left( 1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left( 1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{III.19})$$

avec

$$\begin{aligned} D_1 &= d_1 + d_2 + d_3 \\ V_T &= \frac{E_{b_{AlGaN}}}{e} + \frac{E_F}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} - \frac{eN_d d_2}{\varepsilon_{AlGaN}} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} \right] - \frac{\sigma^+}{\varepsilon_{AlGaN}} D_1 \\ |\sigma^+| &= |\sigma^-| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right| \\ \gamma_0 &= \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\varepsilon_{GaN}} \left( \frac{9}{16} \right) \right)^{2/3} \\ \gamma_1 &= \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\varepsilon_{GaN}} \left( \frac{21}{16} \right) \right)^{2/3} \\ E_0 &= \gamma_0 n_s^{2/3} \end{aligned} \quad (\text{III.20})$$



$$E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3}$$

Dans l'expression de  $V_T$ , on ne voit pas apparaître le terme  $\sigma^-$  comme dans le cas de la structure I, par contre, on remarque l'apparition de la discontinuité de bande  $\Delta E_C$ . En revanche, on retrouve le terme  $\sigma^+$  (cf. équation III.17) indiquant que la tension de pincement est d'autant plus grande que l'effet piézoélectrique est important pour un dopage donné.

La hauteur de barrière  $E_{bAlGaN}$  utilisée est donnée par la relation III.18 et la discontinuité de bande par la relation III.8.

Comme précédemment, une comparaison entre les résultats théoriques et expérimentaux a été effectuée. Les résultats de la densité surfacique de porteurs, de la tension de pincement et de la hauteur de barrière pour cette structure sont résumés dans le tableau III.3. Le dopage visé de la couche N°3 étant de l'ordre de  $5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ , les simulations ont été réalisées pour cette valeur de dopage.

	Résultats théoriques	Résultats avant fabrication	Résultats après fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ avant fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ après fabrication
$n_s$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$9.8 \cdot 10^{12}$	$(1 \pm 0.1) \cdot 10^{13}$	$(5.5 \pm 0.2) \cdot 10^{12}$	$(6 \pm 6) \%$	$(44 \pm 2) \%$
$V_T$ (V)	-6.6	-	$-4.5 \pm 0.5$	-	$(31.5 \pm 7.5) \%$
$E_{bAlGaN}$ (eV)	0.97	-	$1.1 \pm 0.1$	-	$(13.5 \pm 10.5) \%$

Tableau III.3 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure II. Les calculs théoriques ont été effectués à  $V_G = 0 \text{ V}$  et  $N_D = 5 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$

Les résultats théoriques ont été calculés en supposant le GaN totalement relaxé. La densité de porteurs avant fabrication a été déterminée par mesure  $C(V)$  à 1 MHz (système à bille de mercure) mais malheureusement la tension de pincement nous est inconnue. La densité de porteurs après fabrication a été mesurée par effet Hall alors que la tension pincement a été obtenue en mesurant la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  des transistors à faible  $V_{DS}$ . De plus, contrairement aux transistors de la structure précédente, la hauteur de barrière a été déterminée par mesure  $C(V)$  à 500 MHz (cf. chapitre II).

Avant fabrication, les densités de porteurs théorique et expérimentale sont en bonne concordance. En revanche, la densité de porteurs après fabrication est quasiment deux fois moins importante. A la vue des résultats des densités de porteurs post et pré fabrication, nous sommes tentés d'imputer ces écarts à une dégradation de la couche durant les étapes de fabrication. Cependant, comme nous le verrons au chapitre II, les mesures  $C(V)$  effectuées sur les transistors de cette structure (**après fabrication**) à 1 et 500 MHz ont donné des valeurs de capacité très différentes. L'analyse de ces valeurs a montré que les mesures  $C(V)$  réalisées à 1 MHz sur les

transistors de cette structure donnent des résultats douteux (*cf.* mesures C(V) structure II, chapitre II). Dès lors, nous nous sommes interrogés sur la validité des mesures C(V) réalisées à 1 MHz avant fabrication (système à bille de mercure). De plus, les mesures C(V) effectuées post fabrication à 500 MHz ont permis de déterminer la valeur du dopage de la barrière soit  $N_D = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  ainsi que la densité de porteurs dans le canal en intégrant la capacité du pincement à zéro volt soit  $n_{\text{scv}} = 6.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . L'écart entre la densité de porteurs obtenue par C(V) à 500 MHz avec celle mesurée par effet Hall est faible. Cet écart peut être interprété par la présence d'états de surface qui ancrent le niveau de Fermi et génèrent une erreur sur les mesures par effet Hall (*cf.* mesures C(V) structure II, chapitre II).

Ainsi, d'autres simulations ont été réalisées en utilisant cette dernière valeur de dopage à  $V_G = 0 \text{ V}$ . Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau III.4 et sont comparés à ceux mesurés par C(V) à 500 MHz après fabrication.

	Résultats théoriques	Résultats après fabrication par C(V) à 500 MHz	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ après fabrication
$n_s \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$6.8 \cdot 10^{12}$	$(6.5 \pm 0.3) \cdot 10^{12}$	$4.5 \pm 4.5 \%$
$V_T \text{ (V)}$	-4.6	$4.5 \pm 0.5$	$11 \pm 2 \%$
$E_{\text{bAlGaIn}} \text{ (eV)}$	0.97	$1.1 \pm 0.1$	$13.5 \pm 10.5 \%$

Tableau III.4 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure II. Les calculs théoriques ont été effectués à  $V_G = 0 \text{ V}$  et  $N_D = 2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$

On constate que les résultats théoriques et expérimentaux (densités de porteurs, tensions de pincement et hauteurs de barrière) sont très proches. On en conclut que le dopage de la barrière vaut  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et que les mesures C(V) post et pré fabrication à 1 MHz semblent erronées. Il est important d'ajouter que les mesures C(V) à 1 MHz post et pré fabrication ont donné des valeurs de densité de porteurs très proches soit  $9.5 \times 10^{12}$  et  $1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  respectivement. Ces valeurs ont été obtenues en intégrant la capacité mesurée du pincement à zéro volt. Les résultats des mesures C(V) sont rediscutés au chapitre II où nous tentons d'apporter des réponses.

### III.3 Etudes de la structure III

#### III.3.1 Présentation générale de la structure III

Cet échantillon a été épitaxié par EJM au laboratoire *CRHEA* (Centre de Recherche sur l'Hétéroépitaxie et ses Applications) par *Y. Cordier* sur substrat silicium (111) haute résistivité. La structure de cet échantillon est représentée figure III.7. Comme la structure I, cet échantillon

présente une couche de GaN en surface mais pas de couche d'AlGaN dopée. Le taux d'aluminium de la couche d'AlGaN vaut  $x = 25\%$ .

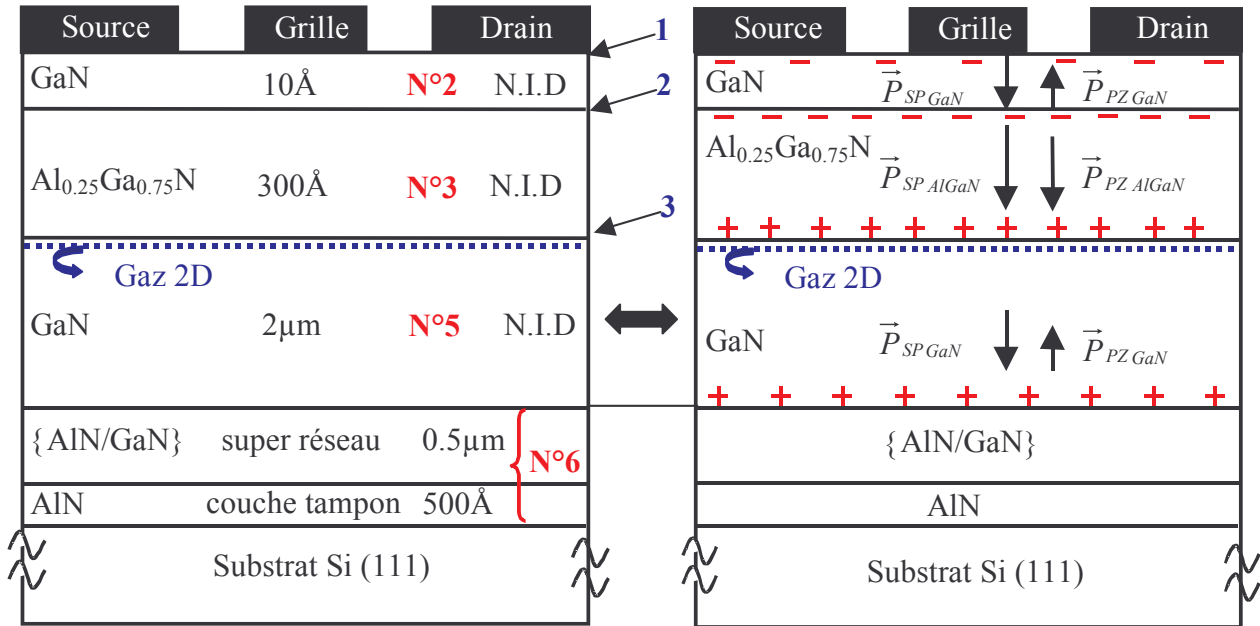


Figure III.7 : Représentation de la structure III, répartition des charges et sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée

L'épitaxie « parfaite » d'une telle structure est encore plus difficile à réaliser sur substrat silicium comparé au substrat saphir car le désaccord de maille avec le GaN atteint 17 %.

Contrairement aux substrats saphir et carbure de silicium, le silicium Si (111) possède une maille plus importante que celle du GaN. Par conséquent, le GaN se trouve par définition en extension lorsqu'il est épitaxié sur le silicium provoquant la formation de craquelures et de nombreux défauts (cf. tableau II.1 et paragraphe II.2.2.1).

Ainsi, les épitaxistes réalisent une couche de nucléation (N°6) plus complexe composée de plusieurs couches d'AlN et de GaN (super réseaux) dont l'épaisseur totale avoisine les 0.5µm [9]. La maille de l'AlN étant plus petite que celle du GaN, on observe une contrainte du GaN en compression. De ce fait, les vecteurs des polarisations spontanée et piézoélectrique peuvent être représentés par la figure III.7, identique à la structure I. A l'interface 3, on retrouve un plan de charges positives partiellement compensées par la formation du gaz d'électrons bidimensionnel et à la surface un plan de charges négatives.

A l'interface 3, nous pouvons écrire comme pour les autres structures :

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} - P_{PZ_{GaN}} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right| \quad (\text{III.21})$$

avec

$$P_{SP_{GaN}} = -0.029 \text{ C / m}^2$$

$$P_{SP_{AlGaN}} = (-0.052 * 0.25 - 0.029) = -0.042 \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{AlGaN}} = 2 \frac{a - a_0(0.25)}{a_0(0.25)} \left( e_{31}(0.25) - e_{33}(0.25) \frac{C_{13}(0.25)}{C_{33}(0.25)} \right) \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{GaN}} = 2 \frac{a - a_0(0)}{a_0(0)} \left( e_{31}(0) - e_{33}(0) \frac{C_{13}(0)}{C_{33}(0)} \right) \text{ C / m}^2$$

Les valeurs des constantes élastiques et piézoélectriques sont données par les relations mentionnées au paragraphe II.4.6. Le paramètre  $a$  correspond au paramètre de maille du GaN et de l'AlGaN contraints. L'expression de la densité de charges  $\sigma^+$  sera ensuite utilisée pour déterminer la densité de porteurs dans le canal.

### III.3.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal

#### III.3.2.1 Diagramme énergétique de la structure III

Le diagramme des bandes, la répartition des charges ainsi que l'évolution du champ électrique de la structure III sont schématisés figure III.8. En considérant le dopage résiduel non intentionnel nul, la charge d'espace dans les couches  $N^{\circ}2$  et  $N^{\circ}3$  est nulle et par suite, le champ électrique est constant dans ces couches.

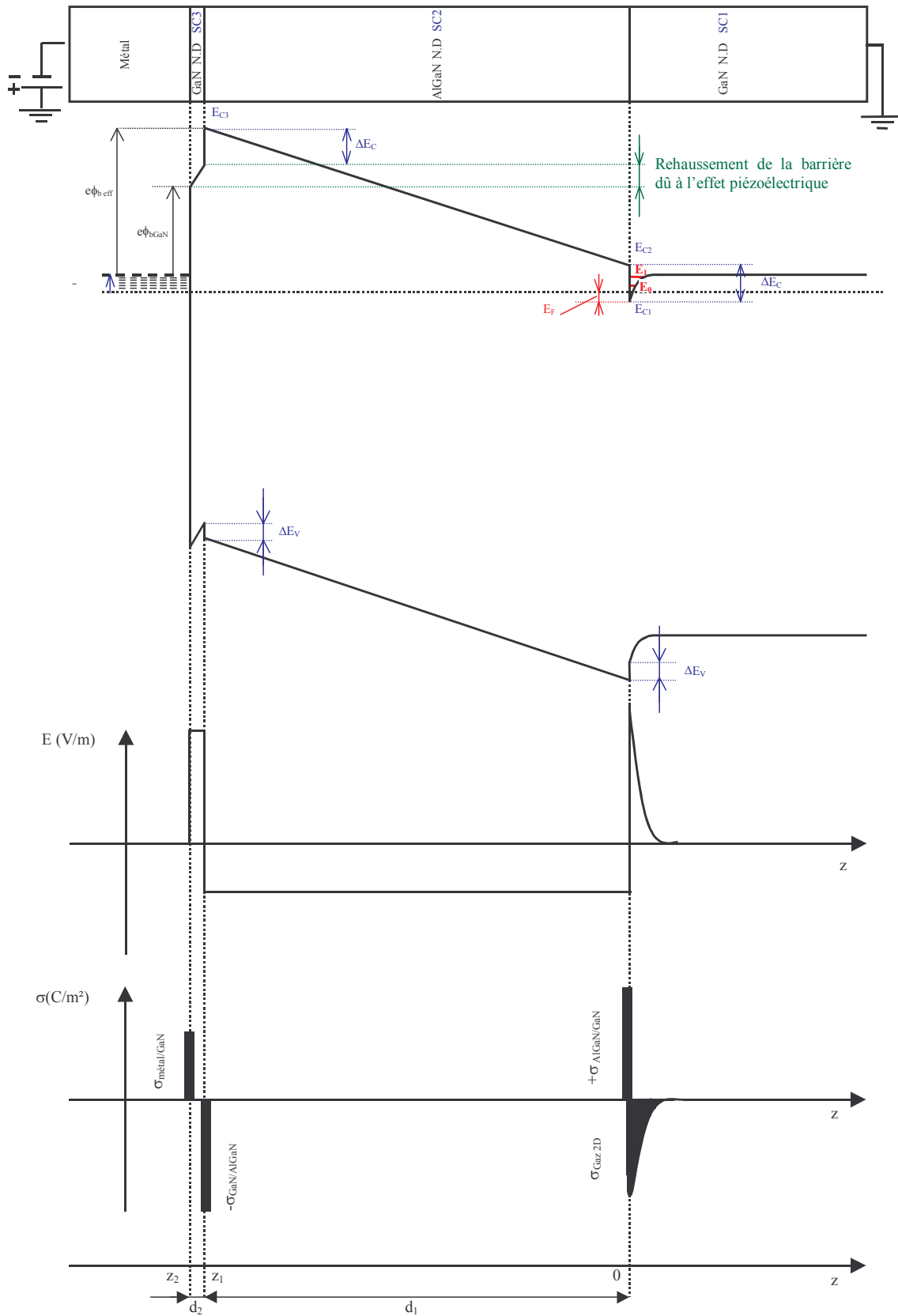


Figure III.8 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique  $E$  et distribution des charges électrostatiques de la structure III

La présence de charges aux interfaces entraîne des discontinuités de champ électrique comme cela est représenté figure III.8. La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> engendre une distribution des électrons dans le canal de « forme exponentielle ».

Comme pour la structure I, la présence d'états de surface implique l'utilisation d'une expression empirique pour déterminer la hauteur de barrière entre le métal et le Ga<sub>N</sub> ainsi que pour déterminer la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_C$ . Pour cela, nous avons utilisé les relations III.6 et III.8. Etant donné que cette structure possède une couche de Ga<sub>N</sub> en surface, la hauteur de barrière effective est similaire à celle de la structure I. Cependant, le terme fonction du dopage n'apparaît pas, ici, dans l'équation de la hauteur de barrière car la couche d'AlGa<sub>N</sub> n'est pas dopée.

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_C + \frac{e^2 d_2}{\epsilon_{GaN}} n_s \quad (\text{III.22})$$

### III.3.2.2 Détermination de l'équation $n_s(V_G)$

Nous avons résolu l'équation de Poisson dans les semiconducteurs 2, 3 en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité. L'expression  $n_s(E_F)$  est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective et en calculant la densité d'électrons de chaque sous bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons comme nous l'avons fait pour les autres structures.

En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous-bandes, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_{AlGaN}}{eD_1} (V_G - V_T) \\ n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kTLn \left[ \left( 1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left( 1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (\text{III.23})$$

avec

$$D_1 = d_1 + \frac{\epsilon_{AlGaN}}{\epsilon_{GaN}} d_2$$

$$V_T = - \left( - \frac{E_{b_{GaN}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_{GaN}} d_2 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_{AlGaN}} D_1 \right)$$

$$|\sigma^+| = |\sigma^-| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right|$$

$$\gamma_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\epsilon_{GaN}} \left( \frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}$$

$$\gamma_1 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\epsilon_{GaN}} \left( \frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}$$

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3}$$

Nous avons alors réalisé une simulation afin de déterminer numériquement la densité surfacique de porteurs, la tension de pincement et la hauteur de barrière à partir des spécifications de la structure III. Les résultats sont résumés dans le tableau ci-dessous.

	Résultats théoriques	Résultats avant fabrication	Résultats après fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ avant fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ après fabrication
$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	1.15 10 <sup>13</sup>	-	(7.8 ± 0.6) 10 <sup>12</sup>	-	32 ± 5 %
$V_T$ (V)	-6.8	-	-4 ± 0.5	-	41.5 ± 7.5 %
$E_{\text{beff}}$ (eV)	1.4	-	2.9 ± 0.8	-	107 ± 57 %

Tableau III.5 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure III

Les résultats théoriques ont été calculés à  $V_G = 0$  V en supposant le GaN totalement relaxé pour un dopage de la barrière d'AlGaIn nul. Malheureusement, les mesures  $C(V)$  permettant la détermination de  $n_s$  et  $V_T$  avant fabrication n'ont pu être réalisées sur cette structure. La densité de porteurs post fabrication a été mesurée par effet Hall. La tension de pincement a été déterminée en mesurant la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  des transistors à faible  $V_{DS}$ . La hauteur de barrière a été extraite du produit  $\eta * V_b$  comme pour la structure I. Cependant les forts coefficients d'idéalité des diodes grille-source ou grille-drain n'ont pas permis d'établir des comparaisons théorie-expérience au niveau de la hauteur de barrière comme c'était le cas pour la structure I.

Le tableau III.3 montre d'importantes différences entre les résultats théoriques et expérimentaux. Effectivement, un écart supérieur à 32 % est constaté entre la densité de porteurs théorique et celle mesurée après fabrication. De même, on observe un écart supérieur à 40 % entre la tension de pincement théorique et celle mesurée.

La densité de porteurs théorique étant plus importante que celle mesurée, nous avons décidé d'étudier l'influence de la contrainte résiduelle du nitrure de gallium sur la densité de porteurs théorique. Le substrat utilisé étant le silicium, une épaisse couche de nucléation est épitaxiée afin de limiter la propagation des défauts. F. Semond *et al* ont montré que cette couche est fortement contrainte en compression contrairement à ce que l'on pouvait s'attendre [9] car la maille du silicium est plus grande que celle du GaN et encore plus grande que celle de l'AlN (*cf. tableaux II.1 et II.2*). Il semble alors que les atomes de la paire Al-N s'arrangent à la surface du silicium en créant une contrainte en compression biaxiale. Dès lors, nous avons calculé la densité de porteurs

théoriques et la tension de pincement pour un niveau de contrainte du GaN maximale de 4 %. Ce niveau est très grand, mais nous l'avons volontairement exagéré afin que les résultats théoriques convergent vers les valeurs expérimentales. Les résultats sont présentés figure III.9.

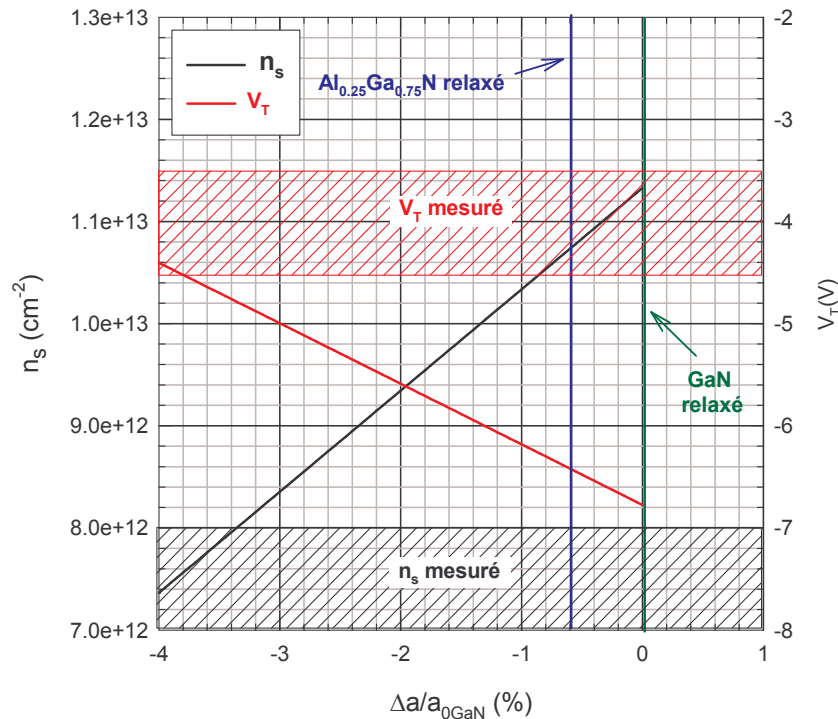


Figure III.9 : Evolution de la tension de pincement et de la densité surfacique de porteurs en fonction du niveau de contrainte du GaN en compression pour la structure III. Les simulations ont été réalisées pour  $V_G = 0 V$

On observe une évolution linéaire de la tension de pincement et de la densité de porteurs avec le niveau de contrainte du GaN comme pour la structure I. Pour  $\Delta a/a_{0\text{GaN}} = 0$ , le GaN est totalement relaxé et pour  $\Delta a/a_{0\text{GaN}} = -0.6\%$ , l' $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$  est relaxé. Au-delà de cette dernière valeur, les deux matériaux sont contraints en compression.

Pour que la tension de pincement et la densité de porteurs théoriques atteignent les zones hachurées qui correspondent aux valeurs mesurées, les niveaux de contraintes doivent être très élevés. Pour un niveau de contrainte de 3.8 %, la densité de porteurs et la tension de pincement théoriques sont égales aux valeurs mesurées. Théoriquement, la contrainte résiduelle peut expliquer les écarts existants entre les résultats expérimentaux et calculés contrairement au cas de la structure I. Cependant, Il est peu probable que le matériau résiste à des contraintes aussi élevées car il aurait tendance à se relaxer par la formation de dislocations et/ou de craquelures. La qualité cristalline en serait alors fortement affectée.

Par conséquent, la contrainte résiduelle du GaN, seule, ne peut expliquer les écarts observés entre les résultats théoriques et mesurés comme pour la structure I.

En revanche des hypothèses peuvent être proposées afin d'expliquer ces différences :



- la présence de domaines d'inversion [39] qui réduisent considérablement la polarisation totale de l'AlGaN,
- la présence de centres de recombinaison qui affectent la densité d'électrons libres dans le GaN,
- l'impact du dopage sur l'effet piézoélectrique et la polarisation spontanée,
- la présence d'états de surface qui créent un potentiel de déplétion sur le canal,
- l'activation partielle des donneurs,
- la compensation du dopage par des impuretés à caractère accepteur...

Tous ces effets peuvent intervenir simultanément et s'ajouter à la contrainte résiduelle du GaN pour réduire la densité surfacique d'électrons et par suite la tension de pincement (en valeur absolue).

En conclusion, les simulations ont permis de mettre en avant les propriétés électriques de la structure III. Les différences observées entre les résultats théoriques et mesurés montrent que cet échantillon est le siège d'effets indésirables qui affectent fortement la densité surfacique de porteurs.

### III.4 Etudes de la structure IV

#### III.4.1 Présentation générale de la structure IV

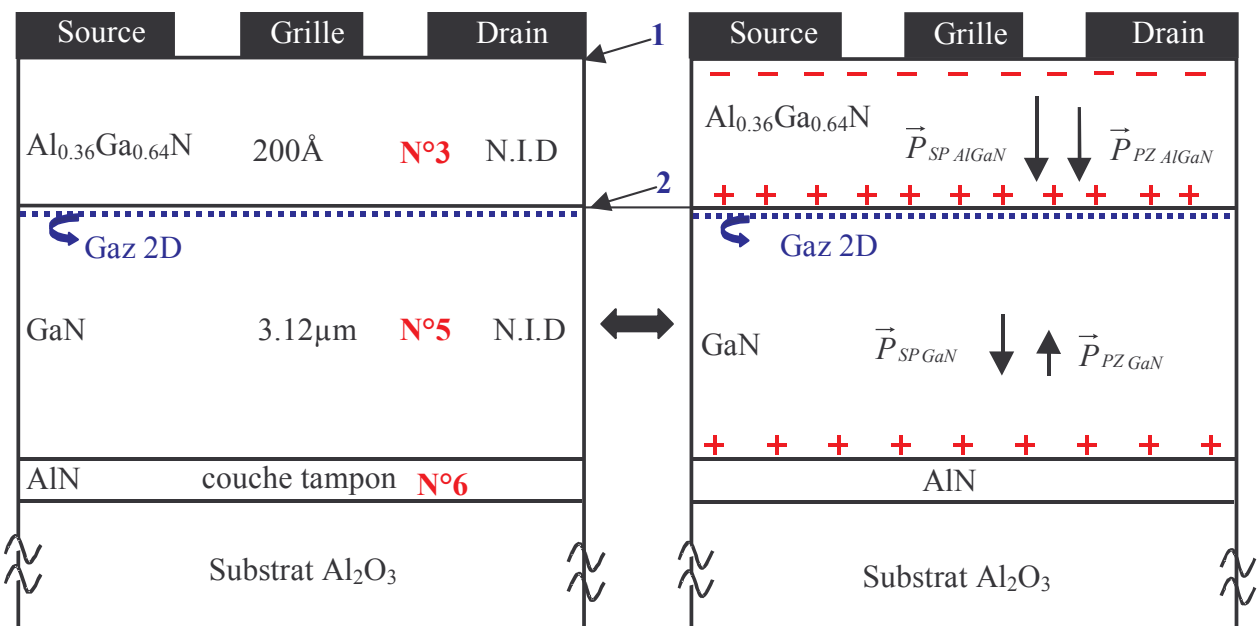


Figure III.10 : Représentation de la structure IV, répartition des charges et sens des vecteurs des polarisations piézoélectrique et spontanée

Cet échantillon a été épitaxié par EPVOM au laboratoire *IMEC* par *M. Germain* et *Z. Bougrioua* sur substrat saphir. La structure de cet échantillon est la plus simple car elle ne présente pas de couche de GaN en surface ni de couche d'AlGaN dopée. En revanche le taux d'aluminium de l'AlGaN vaut  $x = 36\%$ . Cette structure est présentée figure III.10.

Comme pour les autres structures, nous avons considéré le GaN résiduellement contraint en compression.

A l'interface 2, nous pouvons écrire:

$$|\sigma^+| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} \right] - \left[ P_{SP_{GaN}} - P_{PZ_{GaN}} \right] \right| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right| \quad (\text{III.23})$$

avec

$$P_{SP_{GaN}} = -0.029 \text{ C / m}^2$$

$$P_{SP_{AlGaN}} = (-0.052 * 0.36 - 0.029) = -0.048 \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{AlGaN}} = 2 \frac{a - a_0(0.36)}{a_0(0.36)} \left( e_{31}(0.36) - e_{33}(0.36) \frac{C_{13}(0.36)}{C_{33}(0.36)} \right) \text{ C / m}^2$$

$$P_{PZ_{GaN}} = 2 \frac{a - a_0(0)}{a_0(0)} \left( e_{31}(0) - e_{33}(0) \frac{C_{13}(0)}{C_{33}(0)} \right) \text{ C / m}^2$$

Les valeurs des constantes élastiques et piézoélectriques sont données par les relations mentionnées au paragraphe II.4.6. Le paramètre  $a$  correspond au paramètre de maille du GaN et de l'AlGaN contraints. Etant donné que cette structure possède le plus important taux d'aluminium, la densité de porteur surfacique devrait également être la plus importante comparativement aux autres structures. L'expression de la densité de charges  $\sigma^+$  sera ensuite utilisée pour déterminer la densité de porteurs dans le canal.

### III.4.2 Détermination de la densité d'électrons dans le canal

#### III.4.2.1 Diagramme énergétique de la structure II

Le diagramme des bandes, la répartition des charges ainsi que l'évolution du champ électrique de la structure IV sont schématisés figure III.11. En considérant le dopage résiduel non intentionnel nul, la charge d'espace dans la couche  $N^{\circ}3$  est nulle et par suite, le champ électrique est constant.

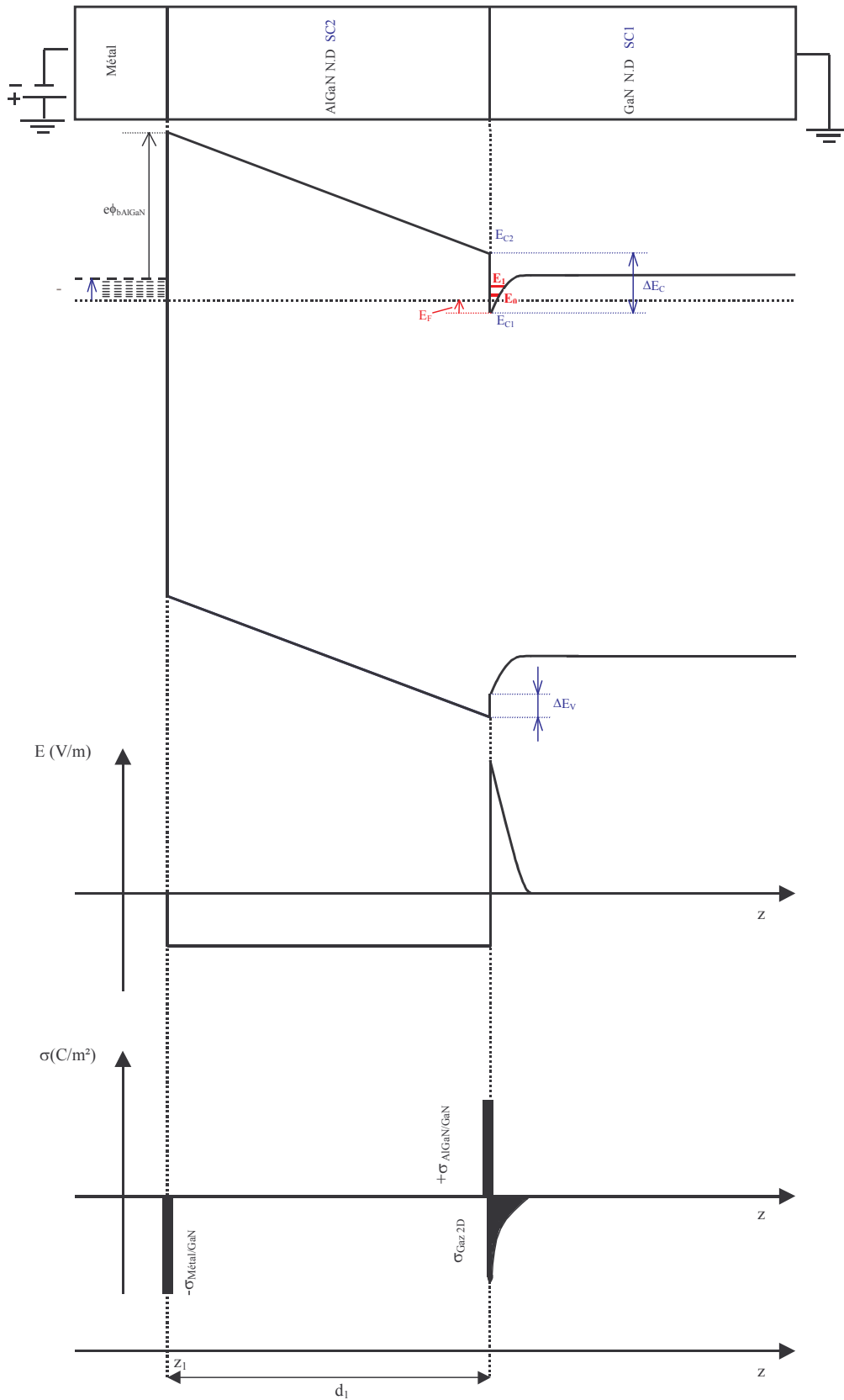


Figure III.11 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique  $E$  et distribution des charges électrostatiques de la structure IV

La présence de charges aux interfaces entraîne des discontinuités de champ électrique comme cela est représenté figure III.11. La forme du puits de potentiel à l'interface inférieure AlGaN/GaN engendre une distribution des électrons dans le canal de « forme exponentielle ».

Comme pour la structure II, la présence d'états de surface implique l'utilisation d'une expression empirique pour déterminer la hauteur de barrière entre le métal et l'AlGaN ainsi que pour déterminer la discontinuité de bande de conduction  $\Delta E_C$ . Pour cela, nous avons utilisé les relations III.18 et III.8.

#### III.4.2.2 Détermination de l'équation $n_s(V_G)$

Nous avons résolu l'équation de Poisson dans le semiconducteur 2 en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité. L'expression  $n_s(E_F)$  est obtenue en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective et en calculant la densité d'électrons de chaque sous bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons comme nous l'avons fait pour les autres structures.

En limitant la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous-bandes, nous obtenons le système d'équations suivant :

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_{AlGaN}}{eD_1} (V_G - V_T) \\ n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi\hbar^2} kTLn \left[ \left( 1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left( 1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \end{cases} \quad (III.24)$$

avec

$$D_1 = d_1$$

$$V_T = \frac{E_{bAlGaN}}{e} + \frac{E_F}{e} - \frac{\Delta E_c}{e} - \frac{\sigma^+}{\varepsilon_{AlGaN}} D_1 \quad (III.25)$$

$$|\sigma^+| = |\sigma^-| = \left| \left[ P_{SP_{AlGaN}} + P_{PZ_{AlGaN}} + P_{PZ_{GaN}} - P_{SP_{GaN}} \right] \right|$$

$$\gamma_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\varepsilon_{GaN}} \left( \frac{9}{16} \right) \right)^{2/3}$$

$$\gamma_1 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{\pi e^2}{\varepsilon_{GaN}} \left( \frac{21}{16} \right) \right)^{2/3}$$

$$E_0 = \gamma_0 n_s^{2/3}$$

$$E_1 = \gamma_1 n_s^{2/3}$$

Dans l'expression de  $V_T$ , on retrouve le terme  $\sigma^+$  (cf. équation III.17) indiquant que la tension de pincement est d'autant plus grande que l'effet piézoélectrique est important pour un dopage donné. C'est le terme prépondérant de la tension de pincement

Nous avons réalisé une simulation afin de déterminer numériquement la densité surfacique de porteurs, la tension de pincement et la hauteur de barrière à partir des spécifications de la structure IV. Les résultats sont résumés dans le tableau III.4

	Résultats théoriques	Résultats avant fabrication	Résultats après fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ avant fabrication	$\frac{\text{Valeur}_{\text{th}} - \text{Valeur}_{\text{ex}}}{\text{Valeur}_{\text{th}}}$ après fabrication
$n_s$ (cm <sup>-2</sup> )	$1.7 \cdot 10^{13}$	$(1.5 \pm 0.2) \cdot 10^{13}$	$(1.6 \pm 0.2) \cdot 10^{13}$	$12 \pm 12 \%$	$12 \pm 6 \%$
$V_T$ (V)	-6.6	-	$6.5 \pm 0.5$	-	$7.5 \pm 2.5 \%$
$E_{\text{beff}}$ (eV)	1.31	-	$4.75 \pm 0.75$	-	$263 \pm 58 \%$

Tableau III.6 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux pour la structure IV

Les résultats théoriques ont été calculés en supposant le GaN totalement relaxé. Les différents paramètres mesurés après fabrication ont été obtenus de la même manière que pour les structures I et III. La présence d'états de surface dégrade fortement la qualité du contact Schottky comme pour les autres structures. Il est alors incohérent d'établir des comparaisons théorie-expérience au niveau de la hauteur de barrière.

Le tableau III.4 montre que les résultats théoriques et expérimentaux sont en concordance. Effectivement, un écart d'environ 12 % est constaté entre la densité de porteurs théorique et celles mesurées avant et après fabrication. De même, on observe un écart d'environ 7.5 % entre la tension de pincement théorique et celles mesurées post fabrication.

En conclusion, les simulations ont permis de montrer que les propriétés électriques de la structure IV sont les plus proches des valeurs théoriques. Nous verrons dans les prochains chapitres que les transistors réalisés sur cette dernière structure présentent les meilleures performances.

## IV Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons rappelé les caractéristiques physiques du nitrure de Gallium et nous avons montré l'impact de sa piézoélectricité sur la densité surfacique d'électrons générée à l'interface AlGaN/GaN. Pour obtenir une accumulation d'électrons à l'interface AlGaN/GaN, il faut maîtriser la croissance afin de respecter le sens de la polarité du dipôle Ga-N. Nous avons également étudié l'influence de la contrainte résiduelle du GaN sur la densité de charges de polarisation développées à l'interface. Lorsque la contrainte résiduelle varie, la densité de charges

de polarisation évolue linéairement que ce soit en tension ou en compression. En tension, la densité de charges de polarisation augmente alors qu'en compression elle diminue.

Nous avons ensuite établi la relation  $n_s(V_G)$ , en intégrant dans un premier temps l'équation de Poisson, et dans un deuxième temps, en résolvant l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective et en calculant la densité d'électrons de chaque sous-bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électrons. Pour cela, plusieurs approximations ont été effectuées, comme celle du puits triangulaire, de la hauteur de barrière AlGaIn/GaN infinie. Nous n'avons pas essayé d'établir un modèle physique précis mais représentatif des phénomènes régissant de telles structures. La résolution du système d'équations  $n_s(V_G, E_F)$  et  $n_s(E_F)$  ne présentant pas de solution analytique exacte, nous avons développé un programme de convergence afin de résoudre numériquement ce système. Ce programme offre l'avantage de tenir compte du dopage et de la contrainte résiduelle du GaN, et permet de simuler l'ensemble des structures étudiées durant ces travaux. Dans ce cadre, nous avons simulé quatre structures typiques présentant des paramètres technologiques différents.

La structure I montre des différences très importantes entre les résultats théoriques et expérimentaux pour un dopage de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . En faisant varier, la contrainte, les résultats convergent difficilement vers les valeurs mesurées. Il faut atteindre des niveaux de contrainte colossaux afin de faire coïncider les valeurs théoriques et expérimentales. De plus la tension de pincement et la densité de porteurs théoriques ne sont pas égales à leurs valeurs expérimentales pour une même valeur de contrainte. Par conséquent, la contrainte résiduelle seule ne peut expliquer les écarts entre la théorie et l'expérience. En revanche les simulations effectuées pour un dopage de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  donnent des résultats théoriques et expérimentaux très proches. Ces simulations ont alors permis d'exclure la contrainte résiduelle comme étant un effet prépondérant.

La structure II montre des densités de porteurs théorique et expérimentale en très bonne concordance avant fabrication pour un dopage de  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . En revanche, la densité de porteurs après fabrication est quasiment deux fois moins importante. L'utilisation des résultats des mesures C(V) présentés chapitre II a permis de mettre en doute les mesures C(V) à 1 MHz. L'utilisation dans les simulations de la valeur du dopage extraite des mesures C(V) à 500 MHz a montré des résultats théoriques et expérimentaux très proches. Nous en avons conclu que le dopage de la barrière vaut  $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  et que les mesures C(V) post et pré fabrication à 1 MHz semblent erronées.

La structure III présente des différences importantes entre les résultats théoriques et expérimentaux lorsque le GaN est relaxé. La tension de pincement et la densité de porteurs théoriques atteignent les valeurs mesurées pour des niveaux de contrainte très élevés. Pour un

niveau de contrainte de 3.8 %, la densité de porteurs et la tension de pincement théoriques sont égales aux valeurs mesurées. Théoriquement, la contrainte résiduelle peut expliquer les écarts existants entre les résultats expérimentaux et calculés. Cependant, Il est peu probable que le matériau résiste à des contraintes aussi élevées car il aurait tendance à se relaxer par la formation de dislocations et/ou de craquelures. La qualité cristalline en serait alors fortement affectée. Par conséquent, la contrainte résiduelle du GaN, seule, ne peut expliquer les écarts observés entre les résultats théoriques et mesurés.

La structure IV montre, pour sa part, une bonne concordance entre les résultats théoriques et expérimentaux avant et après fabrication pour la tension de pincement comme pour la densité de porteurs. Cette structure présente une importante densité d'électrons à l'interface de l'ordre de  $1.6 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-2}$ . Ces résultats sont très prometteurs comme nous le verrons dans la suite du manuscrit.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] **F. BERNARDINI** et Al, « *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides* », Physical review B, 15 October 1997, volume 56, number 16, pp 10024 - 10027
- [2] « *Properties of Group III Nitrides* », Edited by JH. Edgar, (INSPEC, London, 1994)
- [3] **H. MATHIEU**, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 717
- [4] **S. POROWSKI**, « *Near defect free GaN substrates* », MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. [on line : <http://nsr.mij.mrs.org/4S1/G1.3/>], 1999, volume 4S1, number G1.3
- [5] **A. PHILIPPE**, « *Caractérisation Electrique et Optique du Nitrure de Gallium Hexagonal et Cubique en vue de l'Obtention d'Emetteurs Bleus* », Thèse de doctorat de l'institut national des sciences appliquées de Lyon, 6 décembre 1999
- [6] **G. POPOVICI** et Al, « *Deposition and properties of group III nitride by molecular beam epitaxy in Group III nitride semiconductors compound: physics and applications* », Edited by B. Gil, Oxford: Clarendon press 1998, pp 19 - 69
- [7] **Z. BOUGRIOUA** et Al, « *Material Optimisation for AlGaIn/GaN HFET Applications* », Journal of Crystal Growth, September 2001, volume 30, pp 573 - 578
- [8] **M. TCHOUNKEU** et Al, « *Optical properties of GaN epilayers on sapphire* », Journal of applied physics, 1 November 1996, volume 80, number 9, pp 5352 - 5360
- [9] **F. SEMOND** et Al, « *Molecular Beam Epitaxy of Group-III Nitrides on Silicon Substrates: Growth, Properties and Device Applications* », Phys. Stat. Sol., 2001, volume 188, number 2, pp 501 - 510
- [10] **R. DINGLE** et Al, « *Absorption, Reflectance and Luminescence of GaN Epitaxial Layers* », Physical review B, 1971, volume 4, number 4, pp 1211 - 1218



- [11] **B. MONEMAR**, « *Fundamental energy gap of GaN from luminescence excitation spectra* », Physical review B, 1974, volume 10, number 2, pp 676 - 681
- [12] **Y. C. YEO** et Al, « *Electronic band structures and effective-mass parameters of wurtzite GaN and InN* », Journal of applied physics, 1 February 1998, volume 83, number 3, pp 1429 - 1436
- [13] **H. MATHIEU**, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 30
- [14] **D. BRUNNER** et Al, « *Optical Constants of Epitaxial AlGa<sub>N</sub> films and their Temperature Dependence* », Journal of applied physics, November 1997, volume 82, pp 5090 - 5096
- [15] **O. AMBACHER** et Al, « *Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructures* », Journal of applied physics, 15 March 1999, volume 85, number 6, pp 3222 - 3233
- [16] **H. MATHIEU**, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 37
- [17] **H. STÖCKER**, « *Toutes les mathématiques et les bases de l'informatique* », Dunod, ISBN 2-10-004745-0, pp 670
- [18] **E. T. YU** et Al, « *Spontaneous and Piezoelectric Polarization Effects in III-V nitrides heterostructures* », Journal vacuum Sciences and Technologies, Jul/Aug 1999, volume 17, number 4, pp 1742 - 1749
- [19] **O. AMBACHER** et Al, « *Pyroelectric properties of Al(In)Ga<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> hetero- and quantum well structures* », Journal of physics: Condensed Matter, 2002, volume 14, pp 3399 - 3434
- [20] **A. F. WRIGHT** et Al, « *Elastic properties of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN* », Journal of applied physics, 15 September 1997, volume 82, number 6, pp 2833 - 2839

- [21] **G. D. O'CLOCK** et Al, « *Acoustic surface wave properties of epitaxially grown aluminum nitride and gallium nitride on sapphire* », Applied physics letters, 15 July 1973, volume 23, number 2, pp 55 - 56
- [22] **J. F. NYE** et Al, « *Physical Properties of Crystals; Their Representation by Tensors and Matrices (Oxford: Clarendon)* », 1985
- [23] **M. A. LITTLEJOHN** et Al, « *Monte Carlo calculation of the velocity-field relationship for gallium nitride* », Applied physics letters, 1 June 1975, volume 26, number 11, pp 625 - 627
- [24] **A. D. BYKHOVSKI** et Al, « *Piezoresistive effect in wurtzite n-type GaN* », Applied physics letters, 5 February 1996, volume 68, number 6, pp 818 - 819
- [25] **A. D. BYKHOVSKI** et Al, « *Elastic strain relaxation and piezoeffect in GaN-AlN, GaN-AlGaN and GaN-InGaN superlattices* », Journal of applied physics, 1 May 1997, volume 81, number 9, pp 6332 - 6338
- [26] **GUALTIERI** et Al, « *Piezoelectric materials for acoustic wave applications* », IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, January 1994, volume 41, number 1, pp 53 - 59
- [27] **SAVASTENKO** et Al, « *Study of the elastic properties of Gallium Nitride* », Physica Status Solidi, 1978, volume 48, pp K135
- [28] **Y. TAKAGI** et Al, « *Brillouin scattering study in the GaN epitaxial layer* », Physica B, 1 April 1996, volume 219 - 220, number 01 - 04, pp 547 - 549
- [29] **A. POLLIAN** et Al, « *Elastic constants of gallium nitride* », Journal of applied physics, 15 March 1996, volume 79, number 6, pp 3343 - 3344
- [30] **R. B. SCHWARZ** et Al, « *Elastic moduli of gallium nitride* », Applied physics letters, 3 march 1997, volume 70, number 9, pp 1122 - 1124

- [31] **C. DEGER** et Al, « *Sound velocity of  $Al_xGa_{1-x}N$  thin films obtained by surface acoustic-wave measurements* », Applied physics letters, 11 May 1998, volume 72, number 19, pp 2400 - 2402
- [32] **K. TSUBOUCHI** et Al, « *Zero-temperature-coefficient SAW devices on AlN epitaxial films* », IEEE Transactions on Sonics and Ultrasonics, 1985, volume 32, pp 634
- [33] **L. E. MCNEIL** et Al, « *Vibrational Spectroscopy of Aluminum Nitride* », Journal of the American Ceramic Society, 1993, volume 76, number 5, pp 1132
- [34] **K. KWISEON** et Al, « *Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN* », Physical review B, 15 June 1996, volume 53, number 24, pp 16310 - 16326
- [35] **G. BASTARD**, « *Superlattice band structure in the envelope-function approximation* », Physical review B, 15 November 1981, volume 24, number 10, pp 5693 - 5697
- [36] **F. STERN**, « *Self-Consistent Results for n-Type Si Inversion Layer* », Physical review B, 15 June 1972, volume 5, number 12, pp 4891 - 4899
- [37] **H. MATHIEU**, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 303
- [38] **H. MORKOÇ** et Al, « *Polarization effects in nitride semiconductor device structures and performance of modulation doped field effect transistors* », Solid-State Electronics, 1999, volume 43, pp 1909 - 1927
- [39] **W. C. YANG** et Al, « *Photoelectron emission microscopy observation of inversion domain boundaries of GaN-based lateral polarity heterostructures* », Journal of applied physics, 1 November 2003, volume 94, number 9, pp 5720 - 5725

**CHAPITRE 2**  
**CARACTERISATION ET PHYSIQUE DU CONTACT**  
**SCHOTTKY SUR NITRURE D'ELEMENTS III**



## TABLE DES MATIERES

<b>Chapitre 2 Caractérisation et Physique du Contact Schottky sur Nitrure d'Elements III</b>	<b>95</b>
I Introduction.....	103
II Propriétés physiques du contact Schottky .....	104
II.1 Diagramme énergétique en l'absence d'états d'interface (modèle de Schottky-Mott) .....	104
II.2 Diagramme énergétique en présence d'états d'interface (Bardeen [2]) .....	106
II.3 Ionicté du nitrure de gallium et présence d'états de surface .....	112
II.4 Les courants dans une diode Schottky .....	115
III Résultats expérimentaux .....	119
III.1 Description technologique sommaire de la réalisation des contacts Schottky et ohmique .....	119
III.1.1 Détermination de la hauteur de barrière Schottky par mesure $C(V)$ .....	120
III.1.2 Banc de mesure et extraction de la capacité .....	120
III.1.3 Résultats des mesures $C(V)$ .....	122
III.1.3.1 Etude des structures MESFET .....	122
III.1.3.2 Etude des structures HEMT .....	129
III.2 Analyses expérimentales du courant dans les diodes grille-source et grille-drain .....	147
III.2.1 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure I.....	149
III.2.2 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure II. ....	155
III.2.3 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure III.....	161
III.2.4 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure IV.....	166
IV Conclusion .....	170

## TABLE DES FIGURES

Figure II.1 : Diagramme énergétique d'un métal et d'un semiconducteur de type n tel que $\phi_m > \phi_s$ (sans contact et sans états de surface).....	105
Figure II.2 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal-SC (n) tel que $\phi_m > \phi_s$ (avec contact et sans états d'interface).....	105
Figure II.3 : Diagrammes énergétiques simplifiés d'une structure métal-SC(n) soumise à une polarisation en direct ( $V > 0$ ) et à une polarisation en inverse ( $V < 0$ ) (sans états d'interface) .	106
Figure II.4 : Diagrammes énergétiques à l'équilibre thermodynamique d'un semiconducteur de type n pour différentes densités d'états de surface. (1) pas d'états de surface, (2) peu d'états de surface, (3) beaucoup d'états de surface.....	107
Figure II.5 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'un métal et d'un semiconducteur de type n tel que $\phi_m > \phi_s$ (sans contact et avec états de surface).....	108
Figure II.6 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal-SC (n) tel que $\phi_m > \phi_s$ et $e\phi_m > e\chi + E_{anc}$ (avec contact et états d'interface).....	110
Figure II.7 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal-SC (n) tel que $\phi_m > \phi_s$ et $e\phi_m < e\chi + E_{anc}$ (avec contact et états d'interface).....	111
Figure II.8 : Evolution du paramètre $S_\chi$ en fonction de la différence d'électronégativité $\Delta\chi$ de différents semiconducteurs .....	113
Figure II.9 : Représentation de la mise à l'équilibre thermodynamique d'une structure AlGaN/GaN par la formation d'un gaz 2D et l'adsorption d'ions positifs en surface.....	115
Figure II.10 : Représentation simplifiée des mécanismes de conduction intervenant dans une diode Schottky sous polarisation directe et inverse.....	115
Figure II.11 : Schémas équivalents de la diode grille-source d'un transistor HEMT en fonction de l'origine du courant de fuite.....	118
Figure II.12 : Schéma équivalent de la jonction grille-source sous faible et forte polarisations et schéma équivalent global.....	119
Figure III.1 : Schéma équivalent d'un HEMT vu de l'entrée lorsque le drain est en circuit ouvert et pour une polarisation statique de la grille à laquelle est superposée un signal alternatif. ....	120
Figure III.2 : Système de mesure du coefficient de réflexion de l'entrée du transistor lorsque le drain est en circuit ouvert en fonction de la polarisation grille-source.....	121
Figure III.3 : Présentation des échantillons 10579 et 10543 de type MESFET.....	122

Figure III.4 : Evolution de la capacité d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, MESFET 10579) .....	124
Figure III.5 : Evolution de $A^2/C^2$ d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source lorsque le drain est en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, MESFET 10579) .....	125
Figure III.6 : Evolution de la capacité d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, MESFET 10543) .....	128
Figure III.7 : Evolution de $A^2/C^2$ d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source lorsque le drain est en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, MESFET 10543) .....	128
Figure III.8 : Evolution de la capacité d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, structure II) ..	130
Figure III.9 : Evolution de la densité totale d'électrons mesurée et des densités d'électrons dans le canal et dans la barrière en fonction de $V_G$ (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, structure II) ..	131
Figure III.10 : Evolution de la capacité d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 1$ MHz, structure II) .....	133
Figure III.11 : Comparaison des caractéristiques $C(V)$ obtenues à 1 et 500 MHz d'un transistors $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ (structure II) .....	133
Figure III.12 : Evolution de la mobilité des électrons en fonction de la polarisation de grille pour $V_{D\text{Sext}} = 60\text{mV}$ . (Structure II, transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ ) .....	136
Figure III.13 : Evolution de $A^2/C^2$ d'un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source lorsque le drain est en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, HEMT structure II) .....	138
Figure III.14 : Evolution de la capacité d'un transistor $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, structure I) ..	140
Figure III.15 : Evolution de la densité totale d'électrons mesurée et des densités d'électrons dans le canal et dans la barrière en fonction de $V_G$ (mesures réalisées à $f = 500$ MHz, structure I) ...	141
Figure III.16 : Comparaison des caractéristiques $C(V)$ non corrigées obtenues à 500 MHz et à 1 GHz sur un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ (structure III) .....	142
Figure III.17 : Comparaison des caractéristiques $C(V)$ corrigées obtenues à 500 MHz et à 1 GHz sur un transistor $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$ (structure III) .....	143



Figure III.18 : Représentation grossière du profil de la densité de porteurs dans le canal pour deux valeurs de densités de porteurs différentes. .... 144

Figure III.19 : Comparaison des caractéristiques C(V) non corrigées obtenues à 1 et 500 MHz sur un transistor 2x50x2  $\mu\text{m}^2$  (structure IV) ..... 145

Figure III.20 : Comparaison des caractéristiques C(V) corrigées obtenues à 1 et 500 MHz sur un transistor 2x50x2  $\mu\text{m}^2$  (structure IV) ..... 146

Figure III.21 : Synoptiques des deux systèmes de mesure utilisés pour étudier les diodes grille-source et grille-drain, et pour extraire les résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$ ..... 148

Figure III.22 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée.(Transistors 2x50x0.15  $\mu\text{m}^2$ , structure I) ..... 150

Figure III.23 : Caractéristique  $I_{GD}(V_{GD})$  en inverse d'un transistor 2x50x0.15 $\mu\text{m}^2$  (structure I) .... 155

Figure III.24 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée.(Transistors 2x50x0.5  $\mu\text{m}^2$ , structure II) ..... 156

Figure III.25 : Caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse d'un transistor 2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$  (structure II)..... 160

Figure III.26 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée.(Transistors 2x50x0.5  $\mu\text{m}^2$ , structure III)..... 161

Figure III.27 : Caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse d'un transistor 2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$  (structure III) .... 166

Figure III.28 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée.(Transistors 2x50x0.5  $\mu\text{m}^2$ , structure IV) ..... 167

Figure III.29 : Caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse d'un transistor 2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$  (structure IV) .... 169

## TABLE DES TABLEAUX

Tableau II.1 : Valeurs expérimentales issus de la littérature de l'ancrage du niveau de Fermi pour différentes surfaces. ....	114
Tableau III.1 : Ensemble de résultats obtenus sur toute la surface de l'échantillon 10579 .....	126
Tableau III.2 : Ensemble de résultats obtenus sur toute la surface de l'échantillon 10543 .....	129
Tableau III.3 : Résultats expérimentaux de la densité de porteurs, de la tension de pincement et de la capacité obtenus à différentes fréquences et à différents endroits de l'échantillon (structure II). .....	134
Tableau III.4 : Résultats des calculs de la mobilité dans l'AlGa <sub>N</sub> pour trois polarisations. ....	136
Tableau III.5 : Résultats de mobilité maximum obtenue à différents endroits de l'échantillons avec la densité de porteurs correspondante ainsi que la tension $V_G$ précédant l'apparition de charges dans la barrière. ....	137
Tableau III.6 : Résultats de dopage et de hauteur de barrière obtenus sur toute la surface de l'échantillon (structure II) .....	139
Tableau III.7 : Récapitulatif de tous les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur les diodes grille-source et grille-drain des transistors de la structure I. ....	154
Tableau III.8 : Récapitulatif de tous les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur les diodes grille-source et grille-drain des transistors de la structure II .....	159
Tableau III.9 : Récapitulatif de tous les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur les diodes grille-source et grille-drain des transistors de la structure III .....	165



## I Introduction

L'étude du contact Schottky d'un transistor à effet de champ est l'une des étapes de caractérisation indispensables pour la compréhension d'un grand nombre de phénomènes physiques qui limitent les performances des composants. Ces limitations sont bien souvent liées à des défauts intrinsèques au matériau sur lequel le contact a été réalisé ou alors à la technologie de fabrication de celui-ci. C'est sur quoi je me suis attaché dans ce second chapitre.

Dans un premier temps, nous exposons la physique du contact Schottky où la notion d'ancrage du niveau de Fermi et son impact sur la hauteur de barrière Schottky sont abordés. Kurtin *et al.* ont montré que les matériaux à caractère ionique ne présentaient pas d'états de surface en densité suffisante pour ancrer le niveau de Fermi. Comme nous le verrons, ces travaux sont controversés par des études réalisées par d'autres chercheurs montrant que le GaN, comme l'AlGaIn, permet, dans certaines conditions, l'ancrage du niveau de Fermi.

Dans un deuxième temps, les résultats des mesures  $C(V)$  réalisées à différentes fréquences sur un grand nombre de structures sont présentés. Ces résultats montrent que dans les structures MESFET, il y a bien un ancrage du niveau de Fermi par les états de surface. Cette constatation sera également observée sur une structure HEMT (échantillon II). Afin de justifier l'origine de cet ancrage, malgré l'aspect ionique du GaN, des hypothèses impliquant le caractère piézoélectrique du GaN sont proposées. Des solutions technologiques sont envisagées afin de réduire voire d'éliminer ces états de surface. Les mesures  $C(V)$  aux différentes fréquences ont permis de soulever un certain nombre de problèmes que nous n'aurions pas vu sans cette étude. Un grand nombre de questions n'ont pu être résolues par manque de temps mais restent encore d'actualité. Enfin, nous présentons des résultats de mobilité obtenus par la mesure de la conductance à faible  $V_{DS}$  sur les transistors de la structure II que nous comparons aux mesures par effet Hall.

Dans un troisième temps, nous dissertons des différents phénomènes de conduction présents dans une diode Schottky (courant de fuite, effet tunnel, effet thermoionique, effet de génération-recombinaison). A partir des relations théoriques de chacun des phénomènes énumérés et des résultats expérimentaux, nous réalisons des ajustements numériques afin de quantifier ces effets. Ces ajustements numériques, nous ont permis d'identifier l'effet tunnel comme étant le phénomène prépondérant dans nos diodes Schottky. Une analyse des résultats permettra de déterminer l'origine de l'effet tunnel. A chaque phénomène de conduction nous tentons d'en expliquer l'origine et nous soumettons d'autres solutions technologiques pour essayer de les réduire. Enfin, nous expliquons pourquoi il est impossible de déterminer la hauteur de barrière de nos diodes par le produit  $\eta V_b$ .

## II Propriétés physiques du contact Schottky

Pour l'étude des transistors HEMT à base de nitrure de gallium en régime statique, le schéma équivalent choisit est celui utilisé pour les transistors à effet de champ réalisés en semiconducteurs III-V usuels [1]. Ce schéma équivalent représenté figure I.1 a été élaboré à partir de considérations physiques et technologiques, et se scinde en deux zones : une zone dite intrinsèque qui correspond au « cœur » ou zone active du transistor et une zone dite extrinsèque qui comprend les éléments d'accès  $R_G$ ,  $R_S$  et  $R_D$ .

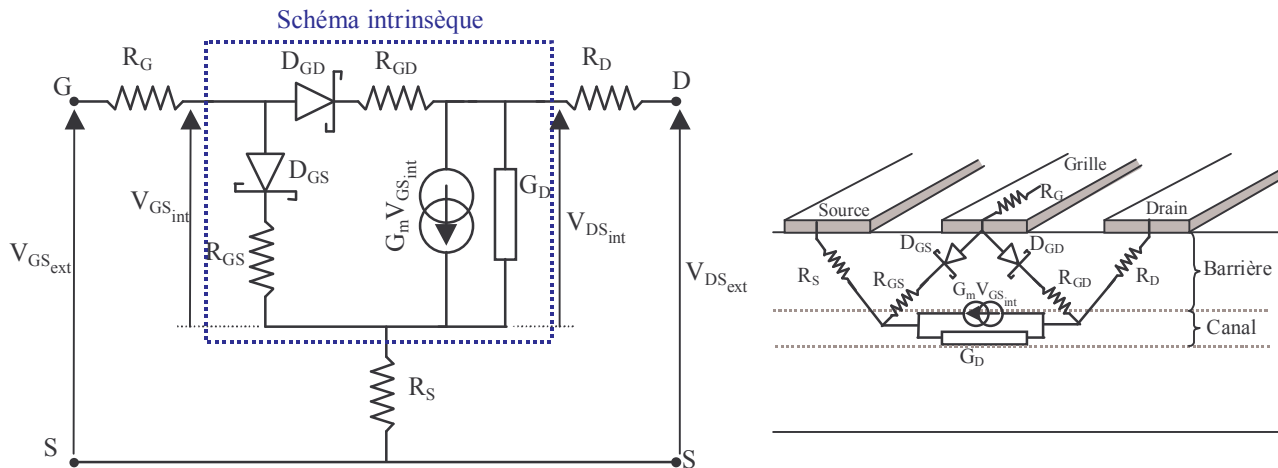


Figure II.1 : Schéma équivalent statique des transistors HEMT à base de GaN

### II.1 Diagramme énergétique en l'absence d'états d'interface (modèle de Schottky-Mott)

L'électrode de commande ou grille, permet de moduler la densité d'électrons du canal lorsque celle-ci est polarisée par une tension positive ou négative. La grille est un contact métal-semiconducteur de type Schottky ou contact redresseur. Pour réaliser ce type de contact, le choix du métal est primordial et dépend de la nature du semiconducteur avec lequel il est associé. Comme nous l'avons déjà évoqué au premier chapitre, le nitrure de gallium est naturellement de type  $n$ . Par conséquent la réalisation d'un contact redresseur nécessite d'utiliser un métal dont le travail de sortie ( $\phi_m$ ) est supérieur à celui du semiconducteur ( $\phi_s$ ) avec lequel il se trouve en contact, c'est à dire le GaN ou l'AlGaN suivant la structure considérée. Le diagramme énergétique du métal et du semiconducteur de type  $n$  tel que  $\phi_m > \phi_s$  est représenté grossièrement sur la figure II.1.

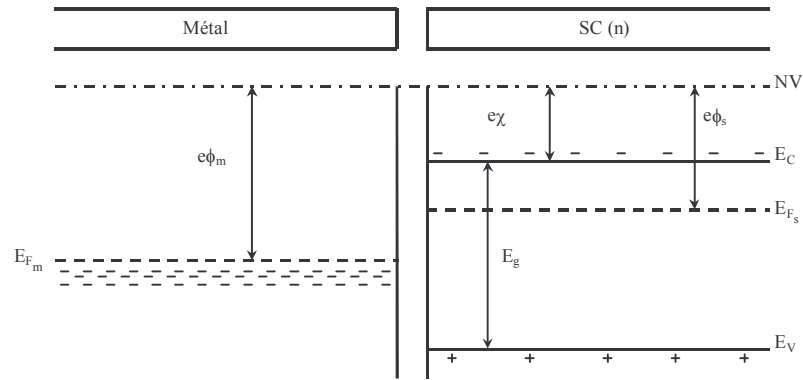


Figure II.2 : Diagramme énergétique d'un métal et d'un semiconducteur de type n tel que  $\phi_m > \phi_s$  (sans contact et sans états de surface).

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, le travail de sortie du semiconducteur étant inférieur à celui du métal, les électrons passent du semiconducteur dans le métal. Il apparaît dans le semiconducteur une charge d'espace positive, les donneurs ionisés n'étant plus compensés par les électrons. Le nombre de charges positives (ions donneurs) développées dans le semiconducteur est égal au nombre de charges négatives (électrons) développées dans le métal. Le régime d'équilibre est alors défini par l'alignement des niveaux de Fermi. Le diagramme énergétique du contact métal-SC(n) à l'équilibre thermodynamique est représenté figure II.2.

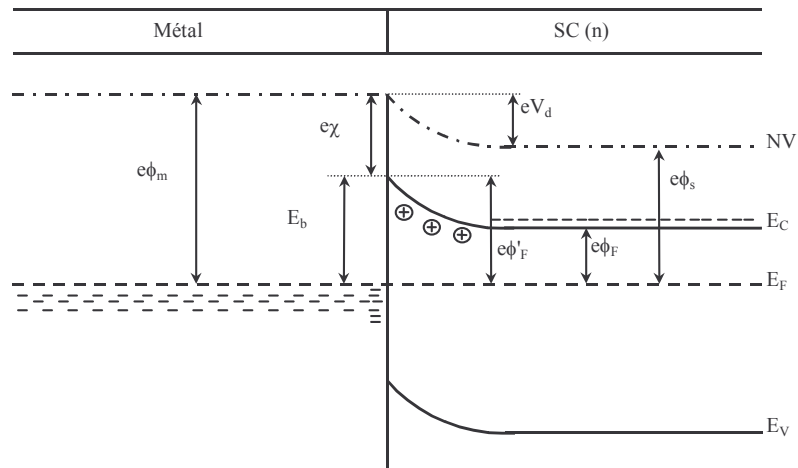


Figure II.3 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal-SC (n) tel que  $\phi_m > \phi_s$  (avec contact et sans états d'interface).

Au voisinage de l'interface, la « distance » bande de conduction - niveau de Fermi est plus importante que dans la région neutre du semiconducteur (loin de l'interface)  $e\phi'_F > e\phi_F$ . Cette distance est définie comme étant la hauteur de barrière Schottky  $E_b$ . A cette double charge d'espace sont associés un champ électrique et donc une tension de diffusion  $V_d$  qui équilibrent les forces de diffusion et fixent l'état d'équilibre. La hauteur de barrière métal-semiconducteur  $E_b$  est alors donnée **en l'absence d'états d'interface** par la différence entre le travail de sortie du métal ( $e\phi_m$ ) et

l'affinité électronique du semiconducteur ( $e\chi$ ) en supposant que l'abaissement de la barrière associé au potentiel image (*effet Schottky*) est négligeable:

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

Lorsque la structure est polarisée, la courbure des bandes évolue en fonction de la tension appliquée comme le montre la figure II.3.

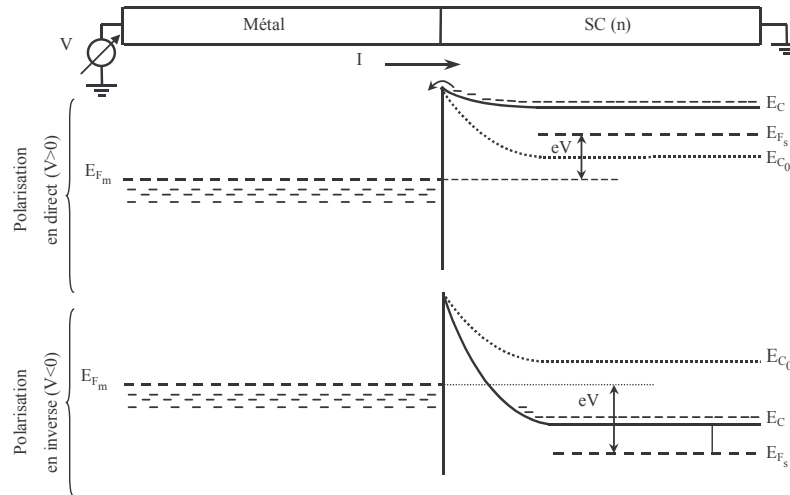


Figure II.4 : Diagrammes énergétiques simplifiés d'une structure métal-SC(n) soumise à une polarisation en direct ( $V > 0$ ) et à une polarisation en inverse ( $V < 0$ ) (sans états d'interface).

Si la structure est polarisée par une tension métal-semiconducteur  $V$  positive (polarisation en direct), la bande de conduction du semiconducteur s'élève de quelques  $eV$  et la courbure des bandes diminue. Ainsi la barrière semiconducteur-métal diminue alors que la barrière métal-semiconducteur reste inchangée. L'équilibre est rompu, les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent par conséquent un courant  $I$  appelé « *courant thermoionique* ». Le régime de bandes plates est atteint lorsque  $V = V_d$ .

Si la structure est polarisée par une tension métal-semiconducteur  $V$  négative (polarisation en inverse), la bande de conduction du semiconducteur est abaissée, augmentant ainsi la hauteur de barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

Dans ce qui précède, nous avons totalement ignoré la présence d'états d'interface entre le métal et le semiconducteur. Cependant ces états jouent un rôle très important et parfois prépondérant dans le comportement électrique d'une diode Schottky. Il est donc nécessaire de les prendre en considération dans l'analyse physique des échanges entre le métal et le semiconducteur.

## II.2 Diagramme énergétique en présence d'états d'interface (Bardeen [2])

Dans le volume du semiconducteur, les états électroniques sont d'une part les bandes de valence et de conduction résultant de la périodicité du réseau cristallin, et d'autre part les états

discrets associés aux donneurs et accepteurs ou aux centres profonds. Chaque atome du volume établit des liaisons tétraédriques avec chacun de ces voisins.

A la surface du semiconducteur les états électroniques sont modifiés car chaque atome n'établit des liaisons que dans un demi-plan, et dans l'autre demi-plan il reste ce que l'on appelle communément des *liaisons pendantes*. La stabilisation des états électroniques en surface peut alors être réalisée par l'adsorption d'atomes étrangers, comme l'oxygène, entraînant l'oxydation de la surface. La présence d'atomes étrangers en surface associée à la différence de paramètres de maille entre le semiconducteur et son oxyde crée des états électroniques en surface différents de ceux du volume.

Si ces états présentent des niveaux d'énergie situés dans le gap du semiconducteur, alors ils piègent les porteurs libres et modifient, dès lors, les populations des bandes permises. Il en résulte qu'au voisinage de la surface, la distance du niveau de Fermi aux bandes permises est modifiée. A l'équilibre thermodynamique, le niveau de Fermi étant horizontal, les bandes se courbent vers le haut ou vers le bas suivant que la population électronique augmente ou diminue. Pour illustrer ces phénomènes, nous avons représenté figure II.4 les diagrammes énergétiques d'un semiconducteur de type *n* pour différentes densités d'états de surface.

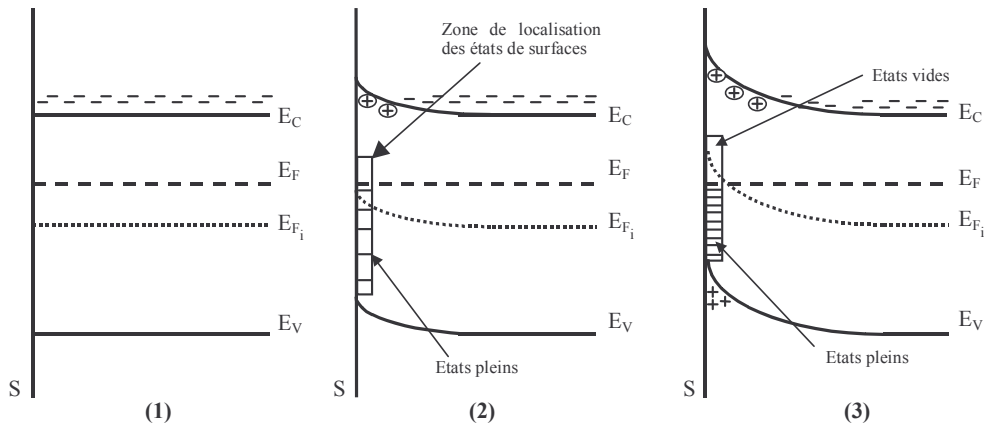


Figure II.5 : Diagrammes énergétiques à l'équilibre thermodynamique d'un semiconducteur de type *n* pour différentes densités d'états de surface. (1) pas d'états de surface, (2) peu d'états de surface, (3) beaucoup d'états de surface.

Lorsque la densité d'états de surface augmente, la courbure des bandes s'accroît, la densité de porteurs majoritaires est affectée. Une zone de déplétion apparaît sous la surface. La charge électronique piégée en surface est égale et opposée à la charge positive développée dans la zone de déplétion. Si la densité d'états en surface est suffisamment importante, la nature du semiconducteur change et devient dans le cas présent de type *p*. Il existe, à la surface du semiconducteur, une couche d'inversion.

De plus, si la densité d'états de surface est suffisamment importante, il se produit ce que l'on a coutume d'appeler l'*ancrage du niveau de Fermi* par les états de surface [2 - 6]. Dans un



semiconducteur de type  $n$  le niveau de Fermi reste pratiquement calé au bas de la bande vide d'états de surface quel que soit le dopage du semiconducteur. Il est bien évident que ce phénomène a un impact très important sur la réalisation d'un contact Schottky car l'échange de porteurs se fait non plus entre le métal et le semiconducteur mais entre le métal et les états d'interface. Par conséquent, l'ancrage du niveau de Fermi conditionne les mécanismes d'échange entre le métal et le semiconducteur mais impose aussi la hauteur de la barrière Schottky. La figure II.5 représente les diagrammes énergétiques d'un métal et d'un semiconducteur de type  $n$  tel que  $\phi_m > \phi_s$ . Les états de surface du semiconducteur ont été pris en considération impliquant un ancrage du niveau de Fermi sur le niveau le plus haut de la bande pleine (au bas de la bande vide) des états de surface si la densité d'états est suffisamment importante, ce que nous supposons dans ce qui suit. Par conséquent le niveau de Fermi du semiconducteur se trouve à  $E_{anc}$  au-dessous de la bande de conduction à la surface contre  $E_{anc} - eV_d$  dans le volume où  $V_d$  est la tension de diffusion induite par les états de surface et  $e\phi_0$  représente la position du niveau de Fermi par rapport au niveau haut de la bande de valence. Le potentiel de surface est alors différent de celui du volume.

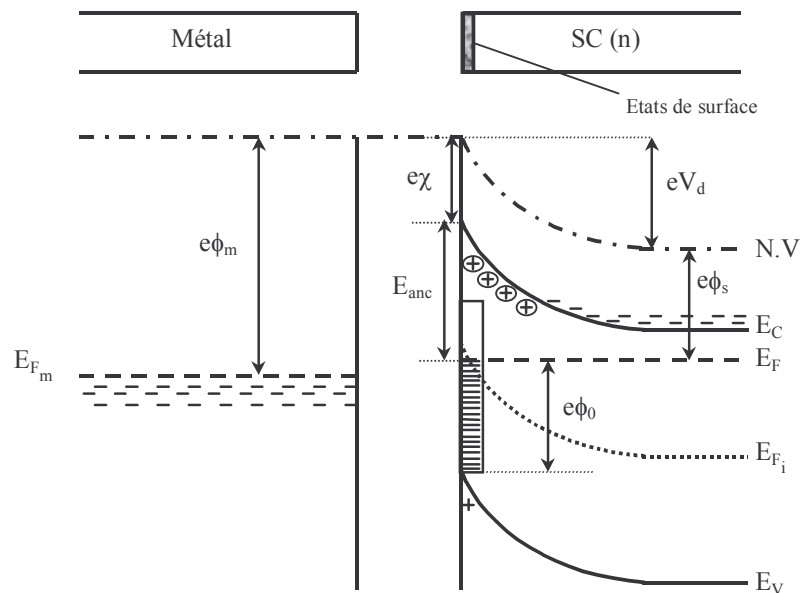


Figure II.6 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'un métal et d'un semiconducteur de type  $n$  tel que  $\phi_m > \phi_s$  (sans contact et avec états de surface).

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, la représentation du diagramme énergétique de l'ensemble de la structure implique de considérer deux cas :

- $e\phi_m > e\chi + E_{anc}$  cas (1)
- $e\phi_m < e\chi + E_{anc}$  cas (2)

- **Cas (1) :**

Si la nature et la densité des états de surface associées au choix du métal sont telles que la condition du cas (1) est remplie, alors la hauteur de barrière métal-semiconducteur est fixée par l'ancrage du niveau de Fermi par les états de surface (états d'interface). Pour les raisons suivantes, la position la plus basse du niveau de Fermi correspond au niveau d'énergie le plus haut de la bande pleine des états de surface.

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact (figure II.6) dans le cas (1), l'équilibre thermodynamique est atteint quand le niveau de Fermi du métal et celui du semiconducteur sont alignés. Il se produit un échange de charges entre le métal et les états de surface du semiconducteur jusqu'à l'alignement des niveaux. Cet échange provoque une légère évolution de la position du niveau de Fermi du semiconducteur de quelques  $meV$  par rapport à sa position initiale avant contact et la profondeur de la zone de déplétion du semiconducteur est quasiment inchangée. En effet, la variation du niveau de Fermi ( $\Delta E_F$ ) est simplement liée au « vidage » de certains des états de surface. Cependant, comme les niveaux d'énergie de ces états sont très proches à cause de leur très forte densité, l'échange de charges ne produit pas d'abaissement significatif du niveau de Fermi qui reste pratiquement ancré à sa position avant contact. Etant donné que la position du niveau de Fermi du semiconducteur reste pratiquement invariante lors de la mise en contact des deux matériaux, l'alignement des niveaux de Fermi se produit grâce à la formation d'un dipôle à l'interface. Effectivement, dans le cas (1), le départ des électrons des états de surface vers le métal laisse apparaître une charge positive dans le semiconducteur et une charge négative dans le métal.

Dès lors, à l'interface métal-semiconducteur et sur une épaisseur  $\delta$  de quelques Angström, le métal équivalent « formé » présente un travail de sortie ( $e\phi_{meq}$ ) inférieur à celui déposé tel que  $e\phi_{meq} = e\phi_m - \Delta E_{NV}$ .

En d'autres termes, une fine couche « interfaciale » d'épaisseur  $\delta$  située entre le métal et le semiconducteur se forme et se comporte comme un dipôle. Etant donné que l'épaisseur effective de la couche interfaciale (2 à 3 Å) est très petite devant la longueur d'onde des électrons, elle est alors transparente au passage de ces derniers. La hauteur de barrière métal-semiconducteur obtenue est égale à  $E_{anc}$  mais celle-ci est inférieure à la hauteur de barrière qui serait obtenue sans états de surface avec un écart égal à  $\Delta E_{NV}$ .

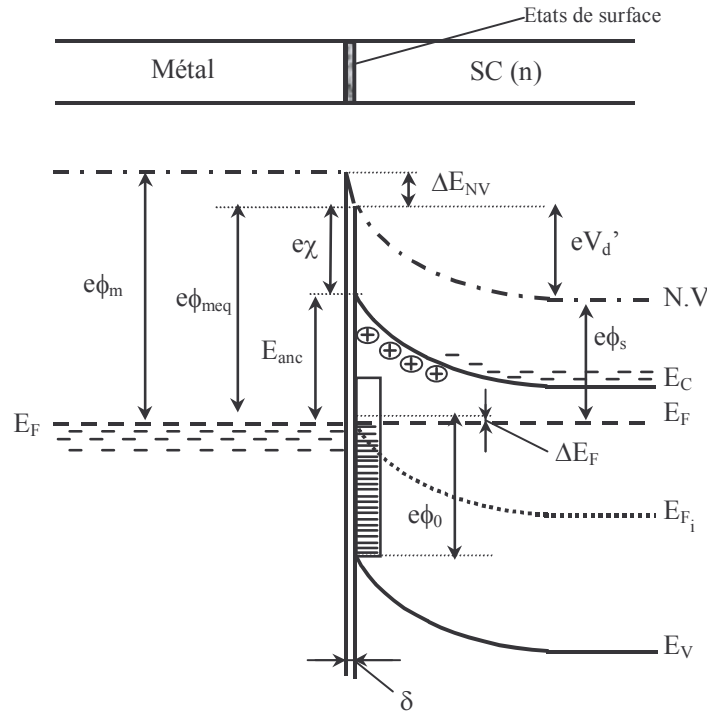


Figure II.7 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal-SC (n) tel que  $\phi_m > \phi_s$  et  $e\phi_m > e\chi + E_{anc}$  (avec contact et états d'interface).

- **Cas (2) :**

Si la nature et la densité des états de surface associées au choix du métal sont telles que la condition du cas (2) est remplie, alors comme pour le cas (1), la hauteur de barrière métal-semiconducteur est fixée par l'ancrage du niveau de Fermi par les états de surface.

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact (figure II.7) dans le cas (2), l'équilibre thermodynamique est atteint quand le niveau de Fermi du métal et celui du semiconducteur sont alignés.

Il se produit un échange de charges entre le métal et les états de surface du semiconducteur jusqu'à l'alignement des niveaux. Cet échange provoque une légère évolution de la position du niveau de Fermi du semiconducteur de quelques  $meV$  par rapport à sa position initiale avant contact et la profondeur de la zone de déplétion du semiconducteur est quasiment inchangée. La variation du niveau de Fermi ( $\Delta E_F$ ) est simplement liée au « remplissage » des états de surface non occupés et situés au-dessus du niveau de Fermi avant contact. Cependant, comme les niveaux d'énergie de ces états sont très proches à cause de leur très forte densité, l'échange de charges ne produit pas d'élévation significative du niveau de Fermi qui reste pratiquement ancré à sa position avant contact. Etant donné que la position du niveau de Fermi du semiconducteur reste pratiquement invariante lors de la mise en contact des deux matériaux, l'alignement des niveaux de Fermi se produit grâce à la formation d'un dipôle à l'interface comme pour le cas (1). Effectivement, dans le

cas (2), le départ des électrons du métal vers les états de surface du semiconducteur laisse apparaître une charge positive dans le métal et une charge négative dans le semiconducteur.

Dès lors, à l'interface métal–semiconducteur et sur une épaisseur  $\delta$  de quelques Angström, le métal équivalent « formé » présente un travail de sortie ( $e\phi_{meq}$ ) supérieur à celui déposé tel que  $e\phi_{meq} = e\phi_m + \Delta E_{NV}$ . La hauteur de barrière métal-semiconducteur obtenue est égale à  $E_{anc}$  mais celle-ci est supérieure à la hauteur de barrière qui serait obtenue sans états de surface avec un écart égal à  $\Delta E_{NV}$ .

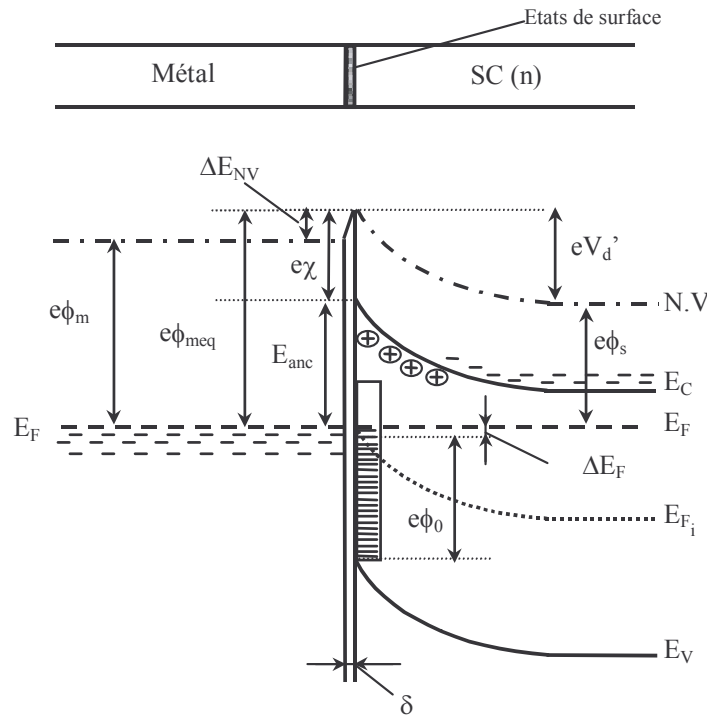


Figure II.8 : Diagramme énergétique à l'équilibre thermodynamique d'une structure métal-SC (n) tel que  $\phi_m > \phi_s$  et  $e\phi_m < e\chi + E_{anc}$  (avec contact et états d'interface).

En résumé :

En présence d'une forte densité d'états d'interface et si le métal choisi pour réaliser le contact redresseur ( $e\phi_m > e\phi_s$ ) est tel que  $e\phi_m > e\chi + E_{anc}$  alors la hauteur de la barrière Schottky vue du métal est fixée par l'ancrage du niveau de Fermi. La hauteur de la barrière est alors moins importante de  $\Delta E_{NV}$  par rapport au cas où le semiconducteur ne présenterait pas d'états d'interface.

En présence d'une forte densité d'états d'interface et si le métal choisi pour réaliser le contact redresseur ( $e\phi_m > e\phi_s$ ) est tel que  $e\phi_m < e\chi + E_{anc}$  alors la hauteur de la barrière Schottky est fixée par l'ancrage du niveau de Fermi. La hauteur de la barrière vue du métal est supérieure de  $\Delta E_{NV}$  à celle obtenue si le semiconducteur ne présente pas d'états d'interface.

La couche interfaciale représente l'épaisseur  $\delta$  nécessaire pour que les fonctions d'onde des électrons du métal évoluent progressivement afin de devenir celles présentes dans le volume du

semiconducteur. Dans cette zone de transition les fonctions d'ondes ne sont ni celles présentes dans le métal ni celles présentes dans le semiconducteur.

### II.3 Ionicité du nitrure de gallium et présence d'états de surface

Kurtin et al. [7] ont étudié, à la fin des années 60, le caractère des semiconducteurs à présenter ou non un ancrage du niveau de Fermi. Ils ont pour cela mesuré le paramètre  $S_\chi$  ( $= \delta\phi_b/\delta\phi_m$ ) qui représente la sensibilité de la barrière Schottky au travail de sortie du métal pour différents semiconducteurs (ioniques et covalents). Ce paramètre permet de prendre en considération le rôle joué par les états d'interface et d'écrire la hauteur de barrière Schottky métal-semiconducteur ( $n$ ) de la façon suivante [6] :

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

avec

$$S_\chi = \left( 1 + \frac{e^2 \delta D_{es}}{\epsilon_{int}} \right)^{-1} \quad (\text{II.3})$$

où  $\delta$  et  $\epsilon_{int}$  sont respectivement l'épaisseur et la constante diélectrique de la couche interfaciale,  $D_{es}$  représente la densité d'états de surface supposées répartis uniformément dans le gap du semiconducteur. Le terme  $\phi_0$  représente la distance du niveau de Fermi au sommet de la bande de valence, à la surface du semiconducteur avant la mise en contact des deux matériaux (*cf.* figure II.5).

Si la densité  $D_{es}$  des états d'interface est négligeable, le paramètre  $S_\chi$  est proche de 1, on retrouve l'expression usuelle de la barrière Schottky

$$e\phi_b \approx e\phi_m - e\chi$$

Si la densité  $D_{es}$  des états d'interfaces est très importante, le paramètre  $S_\chi$  devient très faible et la hauteur de la barrière Schottky métal-semiconducteur ( $n$ ) devient alors indépendante du travail de sortie du métal

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

La figure II.8 représente la variation du paramètre  $S_\chi$  en fonction de l'ionicité du semiconducteur. Cette ionicité est mesurée par la différence d'électronégativité des constituants du matériau.

Pour les semiconducteurs covalents comme le silicium ou pseudo-covalents comme l'arséniure de gallium, le paramètre  $S_\chi$  est très faible impliquant que la hauteur de barrière est peu sensible au travail de sortie du métal (ancrage du niveau de Fermi).

En revanche pour les matériaux plus ioniques comme le nitrure d'aluminium, qui présentent une différence d'électronégativité des éléments supérieure à 1 eV, le travail de sortie du métal est « sensé » jouer un rôle majeur dans la formation du contact Schottky. Le fait que  $S_\chi$  soit proche de 1 implique que ces matériaux ne présentent pas ou peu d'états de surface et donc pas d'ancrage du niveau de Fermi.

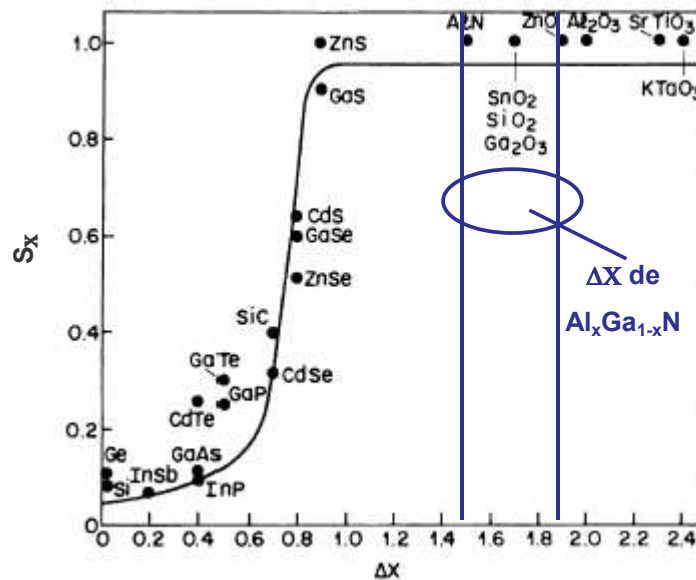


Figure II.9 : Evolution du paramètre  $S_\chi$  en fonction de la différence d'électronégativité  $\Delta\chi$  de différents semiconducteurs

Cependant, dans le cas du nitrure de gallium, les observations faites par Kurtin peuvent être controversées, en effet, les résultats obtenus par certains chercheurs et ceux du laboratoire comme nous le verrons sont contradictoires (cf. § II.2). Le tableau II.1 présente des résultats expérimentaux d'ancrage du niveau de Fermi issus de la littérature et obtenus sur différentes surfaces. La détermination du niveau d'ancrage a été réalisée soit par « x-ray photoelectron spectroscopy » (XPS) soit par « scanning Kelvin probe microscopy » (SKM) sur des échantillons épitaxiés par EPVOM ou par EJM. Ces résultats montrent que pour une surface de type  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ , le niveau d'ancrage se situe entre 1.3 et 1.7 eV. Il est alors difficile d'établir une relation entre le niveau d'ancrage et le pourcentage d'aluminium. Les résultats obtenus sur une surface de type GaN confirment d'autant plus cela car le niveau d'ancrage obtenu se situe entre 0.3 et 1.4 eV. Ces larges disparités peuvent être reliées à des contaminations de surface par l'adsorption d'espèces ioniques différentes.

Références	Croissance	Surface	Méthode de mesure	Niveau d'ancrage expérimental (eV) ( $E_{\text{anc}}$ )
[8]	EPVOM	$\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$	XPS	1.6
[9]	EPVOM	$\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{N}$	XPS	1.7
[10]	EPVOM	$\text{Al}_{0.34}\text{Ga}_{0.66}\text{N}$	XPS	1.65
[11]	EPVOM	$\text{Al}_{0.41}\text{Ga}_{0.59}\text{N}$	XPS	1.3
[9]	EPVOM	GaN	XPS	0.9-1
[12]	EPVOM	GaN	XPS	1.4
[13]	EPVOM	GaN	XPS	1
[14]	EJM	GaN	XPS	0.3
[15]	EPVOM	GaN	SKM	0.7

Tableau II.1 : Valeurs expérimentales issues de la littérature de l'ancrage du niveau de Fermi pour différentes surfaces.

L'ancrage du niveau de Fermi, impliqué par la présence d'états de surface dans les structures à base de nitrure d'éléments III, peut être expliqué par le fait que ces matériaux sont pyroélectriques et piézoélectriques. En effet, l'hétérostructure présentée figure II.9 montre que la polarisation spontanée et piézoélectrique de l'AlGaN génère un plan de charges positives à l'interface AlGaN/GaN et un plan de charges négatives en surface. Une partie des charges positives de l'AlGaN est compensée par les charges négatives générées par la polarisation spontanée du GaN en supposant que ce dernier est totalement relaxé et ne présente pas de polarisation piézoélectrique. Par conséquent, il reste à l'interface un excès de charges positives compensées par la formation d'un gaz bidimensionnel d'électrons. En revanche, pour que la structure soit parfaitement stable, il est fort probable que les charges négatives en surface soient compensées par l'adsorption d'espèces ioniques positives. Dès lors, cette adsorption provoque la création d'états de surface qui expliqueraient l'ancrage du niveau de Fermi des nitrures d'éléments III. Il est bien évident que le processus de fin de croissance peut avoir un impact sur la nature des états de surface. Effectivement, si la surface de la structure est terminée par un plan d'atomes de gallium, d'azote ou d'aluminium, la mise en équilibre de la structure sera différente.

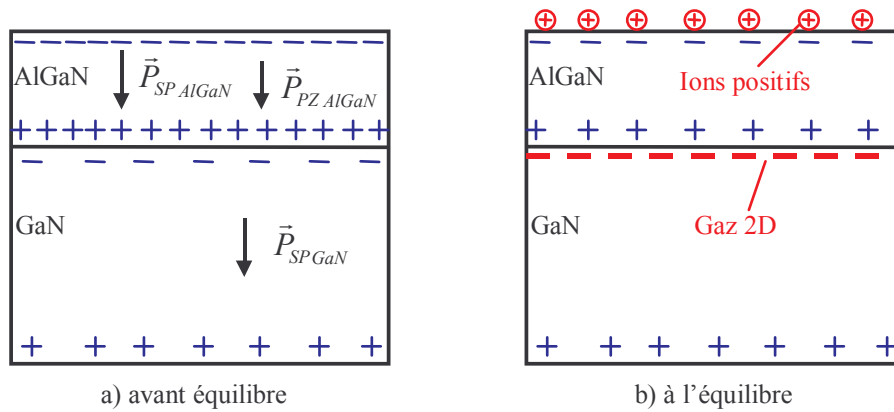


Figure II.10 : Représentation de la mise à l'équilibre thermodynamique d'une structure AlGaN/GaN par la formation d'un gaz 2D et l'adsorption d'ions positifs en surface.

## II.4 Les courants dans une diode Schottky

Les processus de conduction électrique observables dans une diode Schottky sont de plusieurs natures [16]. Nous avons représenté figure II.10, les différents mécanismes de conduction intervenant dans une diode Schottky sous polarisation directe et inverse. Afin d'alléger la représentation graphique, le dipôle métal-semiconducteur lié aux états de surface n'a pas été pris en considération.

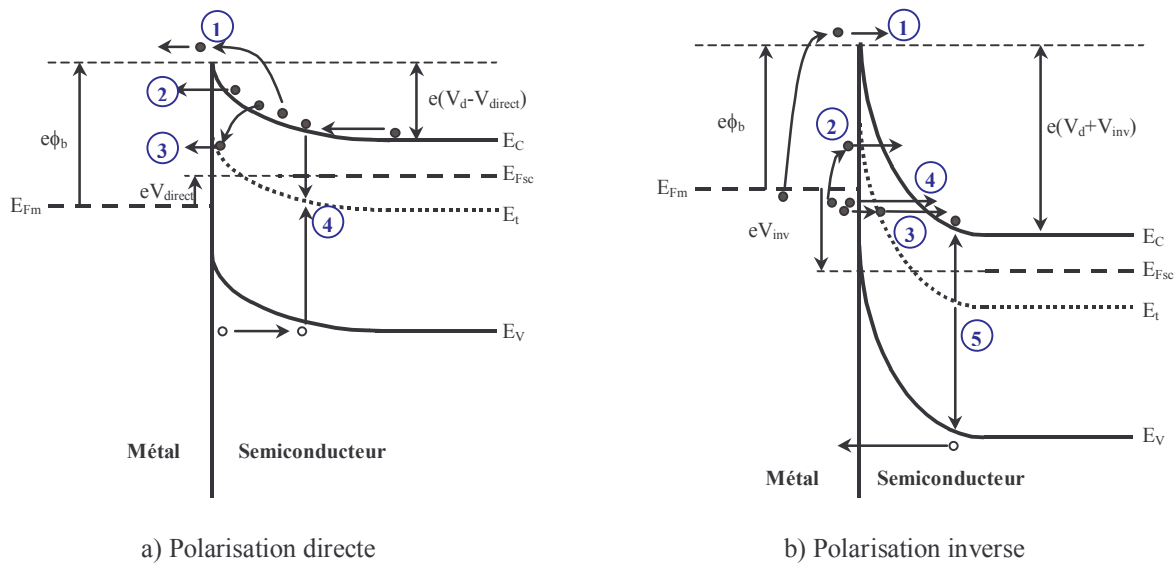


Figure II.11 : Représentation simplifiée des mécanismes de conduction intervenant dans une diode Schottky sous polarisation directe et inverse.

Polarisation directe

- (1) Lorsque la température est suffisante, l'énergie thermique acquise par certains électrons, leur permet de franchir la barrière semiconducteur-métal, c'est l'émission thermoionique.



- (2) Lorsque l'énergie thermique acquise par certains électrons est suffisante pour qu'ils atteignent une zone où la barrière semiconducteur-métal est relativement étroite, alors ils passent à travers la barrière. Il s'agit de l'*effet tunnel activé thermiquement*.
- (3) Les électrons passent à travers la barrière semiconducteur-métal en étant assistés par des défauts. C'est l'*effet tunnel assisté par des défauts*.
- (4) Lorsque le semiconducteur présente des centres profonds de génération-recombinaison, alors sous polarisation directe, les porteurs peuvent se recombiner. C'est la *recombinaison des paires électron-trou assistée par des défauts*.

#### Polarisation inverse

- (1) *Emission thermoïonique*.
- (2) *Effet tunnel activé thermiquement*.
- (3) *Effet tunnel assisté par des défauts*.
- (4) Sous l'action d'une polarisation inverse la courbure de bande augmente et la barrière métal-semiconducteur devient de plus en plus étroite contrairement à la polarisation directe. Par conséquent les électrons peuvent passer directement à travers la barrière. C'est l'*effet tunnel pur*.
- (5) Lorsque le semiconducteur présente des centres profonds de génération-recombinaison, alors sous polarisation inverse et dans la zone déplétée, des paires électron-trou peuvent être générées. C'est la *génération des paires électron-trou assistée par des défauts*.

En résumé, le courant dans une diode Schottky est la somme de toutes les composantes évoquées précédemment auxquelles il faut ajouter le courant de fuite  $I_{RP}$  et la prise en compte de la chute de potentiel dans la résistance série de la diode.

$$I = I_{tu} + I_{te} + I_{gr} + I_{RP} \quad (\text{II.5})$$

- Le terme  $I_{tu}$  exprimé par la relation II.6 représente l'effet tunnel pur et/ou activé thermiquement [16] :

$$I_{tu} = I_{tu0} \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_{Sdiode})}{E_0}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.6})$$

où  $I_{tu0}$  est la valeur du courant tunnel de saturation,  $V$  est la tension appliquée,  $R_{S\ diode}$  la résistance série de la diode due au contact ohmique, au volume du semiconducteur et à l'accès métallique de la grille (*cf.* figure II.11) à ne pas confondre avec  $R_S$  la résistance d'accès de source des transistors.  $I$  est le courant total dans la diode et  $E_0$  est un paramètre qui dépend du degré de transparence de la barrière, soit

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{k_B T}\right) \quad (\text{II.7})$$

et

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\varepsilon_s m_n^*}} \quad (\text{II.8})$$

où  $N_d$  correspond au dopage du semiconducteur,  $k_B$  est la constante de Boltzmann ( $1.381 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$ ),  $T$  la température en Kelvin,  $\varepsilon_s$  la constante diélectrique du semiconducteur,  $m_n^*$  la masse effective des électrons dans le semiconducteur,  $h$  la constante de Planck ( $6.63 \times 10^{-34} \text{ J.s}$ ) et  $q$  la charge de l'électron ( $1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$ ).

➤ Le terme  $I_{te}$  dont l'expression est donnée par la relation II.9 représente l'effet thermoïonique :

$$I_{te} = I_{te0} \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_{Sdiode})}{\eta_{te} k_B T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.9})$$

où  $\eta_{te}$  le coefficient d'idéalité doit être proche de 1 dans le cas d'une émission thermoïonique seule.

$I_{te0}$  est la valeur du courant thermoïonique de saturation qui s'exprime

$$I_{te0} = A^* T^2 S \exp\left(\frac{-qV_b}{k_B T}\right) \quad (\text{II.10})$$

avec  $S$  la surface de la diode,  $V_b$  la tension de built-in ou la hauteur de barrière car  $\eta$  est proche de 1.

$A^*$  la constante de Richardson donnée par la relation II.11

$$A^* = \frac{4\pi q m^* k_B^2}{h^3} \quad (\text{II.11})$$

➤ Le terme  $I_{gr}$  donné par la relation II.12 correspond au courant de génération ou de recombinaison suivant le sens de la polarisation

$$I_{gr} = I_{gr0} \left[ \exp\left(\frac{q(V - IR_{Sdiode})}{\eta_{gr} k_B T}\right) - 1 \right] \quad (\text{II.12})$$

où  $\eta_{gr}$  le coefficient d'idéalité vaut 2 dans le cas d'un processus de génération-recombinaison et  $I_{gr0}$  est le courant de saturation dont l'expression est

$$I_{gr0} = \frac{qSwn_i}{2\tau} \quad (\text{II.13})$$

avec  $S$  la surface de la diode,  $w$  la largeur de la zone de déplétion,  $n_i$  la densité de porteurs intrinsèques et  $\tau$  la durée de vie des porteurs. La relation II.13 correspond à un maximum de

recombinaisons et est basée sur l'hypothèse que le niveau d'énergie des pièges  $E_t$  se confond avec le niveau de Fermi intrinsèque (centres profonds) [17].

- Le terme  $I_{RP}$  (relation II.14) correspond au courant de fuite de la diode dont l'origine peut être discutable. Il peut s'agir :
- d'un courant par effet tunnel dont le comportement serait celui d'une résistance  $R_P$  parallèle à la diode, considération qui ne peut être effectuée qu'à très faible tension.
  - d'un courant surfacique lié à une forte densité d'états de surface qui serait généré entre le contact ohmique et le contact Schottky sous l'effet de la polarisation. A cause de la forte densité d'électrons piégés, la surface se comporterait comme un matériau à faible conduction (conduction par *hopping*) et serait assimilable à une résistance  $R_P$  en parallèle sur la diode.
  - le combiné des deux effets précédents qui formerait deux résistances ( $R_{P1}$  et  $R_{P2}$ ) en parallèle sur la diode.

L'impact du terme  $I_{RP}$  est visible essentiellement à faible polarisation quand le courant  $I$  total est très faible d'où

$$I_{RP} = \frac{V - R_{Sdiode} I}{R_P} \approx \frac{V}{R_P} \quad (\text{II.14})$$

D'après les considérations physiques que nous venons d'évoquer, le schéma équivalent statique de la diode grille-source (ou grille-drain) d'un transistor HEMT peut être représenté de trois façons différentes.

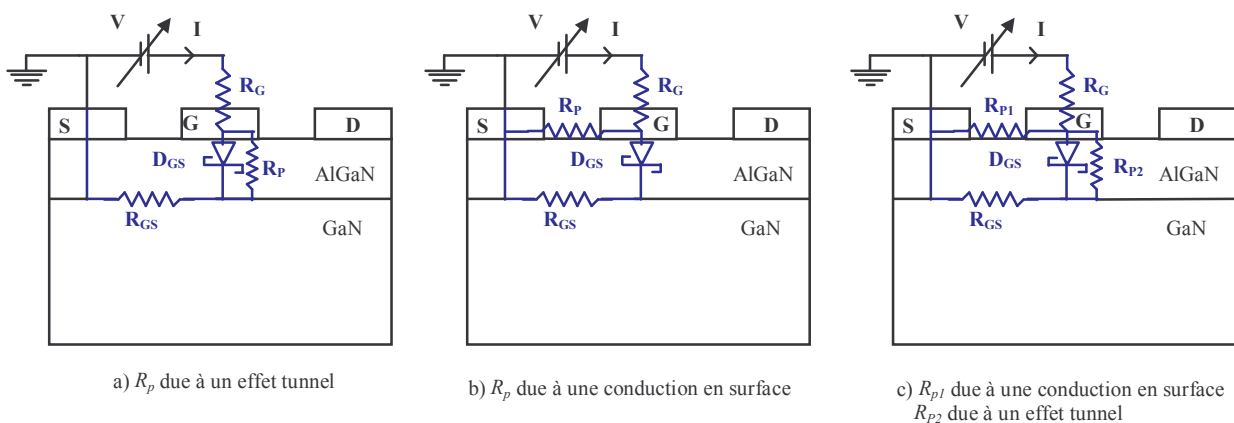


Figure II.12 : Schémas équivalents de la diode grille-source d'un transistor HEMT en fonction de l'origine du courant de fuite.

$R_{GS}$  correspond à la résistance du contact ohmique et du volume du semiconducteur.  $R_G$  est la résistance d'accès du contact Schottky. Si l'on regarde les ordres de grandeur des valeurs des

résistances des trois schémas équivalents considérés, on peut, avec une bonne approximation, utiliser un schéma unique valable dans toutes les configurations (figure II.12.c).

A faible polarisation, le courant  $I$  est essentiellement lié à la ou les résistances en parallèle sur la diode. Etant donné que  $R_P$ ,  $R_{P1}$ ,  $R_{P2}$  sont largement supérieures à  $R_G$  et  $R_{GS}$ , le schéma équivalent est celui de la figure II.12.a.

A plus forte polarisation, le courant  $I$  est essentiellement lié au courant dans la diode d'où le schéma de la figure II.12.b. La tension aux bornes de la diode est donnée par  $V - (R_{GS} + R_G)I$ , où le terme  $(R_{GS} + R_G)$  équivaut à la résistance série  $R_{S\ diode}$  de la diode.

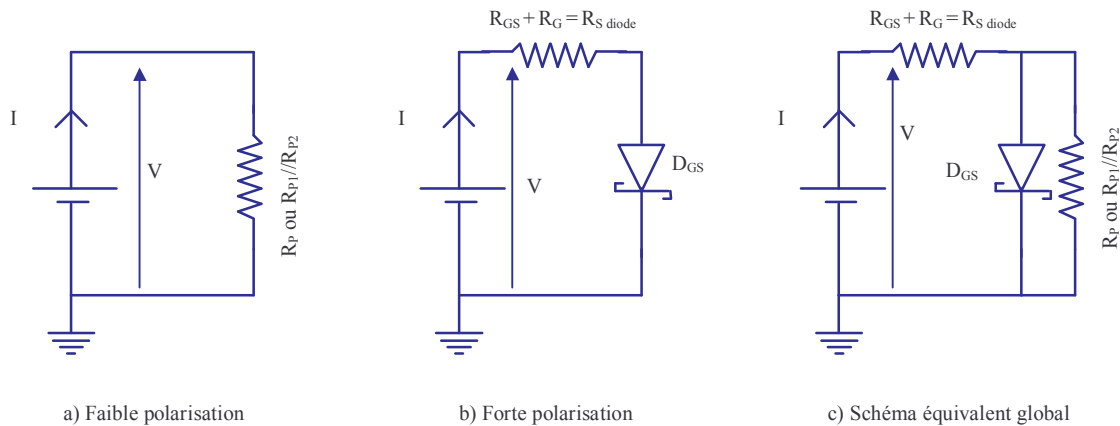


Figure II.13 : Schéma équivalent de la jonction grille-source sous faible et forte polarisations et schéma équivalent global.

Un raisonnement analogue peut être utilisé pour la diode grille-drain. Le point de référence ne sera plus le contact de source mais le contact de drain.

Nous avons dans cette partie décrit les principaux phénomènes physiques (ancrage du niveau de Fermi, les processus de conduction d'une diode Schottky et l'origine du courant de fuite) que nous allons maintenant exploiter afin d'interpréter les résultats expérimentaux obtenus sur les différentes structures étudiées.

### III Résultats expérimentaux

#### III.1 Description technologique sommaire de la réalisation des contacts Schottky et ohmique

Pour toutes les structures étudiées, le contact Schottky des transistors HEMT a été réalisé en déposant 100 Å de platine suivi de 1000 Å d'or après avoir désoxydé la surface par un traitement chimique à l'HCl dilué suivi d'un traitement par plasma d'argon. La métallisation du contact ohmique a été réalisée en déposant la séquence de métaux suivante Ti/Al/Ni/Au dont les épaisseurs respectives sont 150/2200/400/500 Å suivi d'un recuit à 900°C pendant 30 s pour les structures MESFET [18] et 40 s pour les structures HEMT [19]. Comme pour les contacts Schottky la

réalisation de ceux-ci est précédée d'une désoxydation chimique à l'HCL suivie d'une gravure par plasma d'argon. Toutes les conditions de dépôts des métaux et de traitements de surface ont été développées et réalisées à la base par Stéphane Trassaert et Yannick Guhel pendant leurs travaux de thèse [18] [19].

### III.1.1 Détermination de la hauteur de barrière Schottky par mesure C(V)

Les mesures de capacité en fonction de la polarisation appliquée ont été effectuées en déterminant le coefficient de réflexion du dipôle formé par le contact de grille et de source à l'aide d'un analyseur de réseaux vectoriel type HP 8753.

### III.1.2 Banc de mesure et extraction de la capacité

Lorsque l'on présente un circuit ouvert au drain d'un transistor à effet de champ et que l'on applique un signal alternatif de faible amplitude superposé à une polarisation statique, alors le schéma équivalent petit signal vu de l'entrée du transistor peut être représenté par le dipôle de la figure III.1.

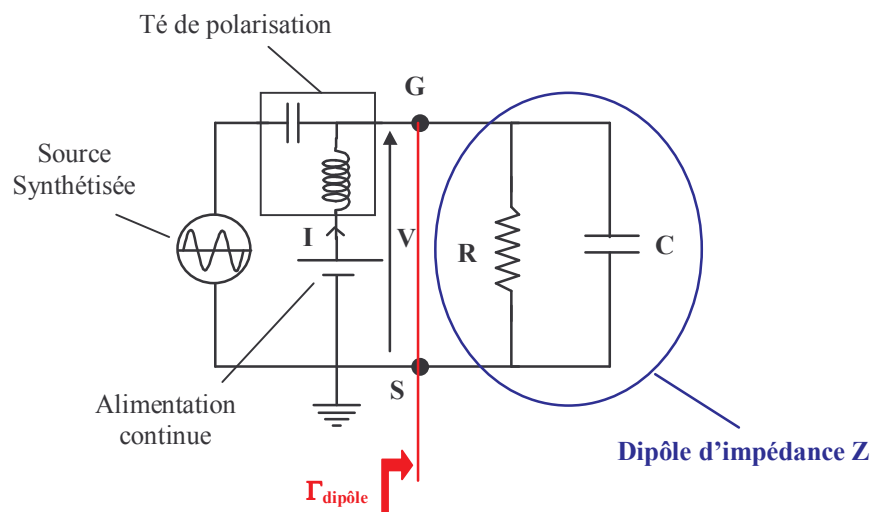


Figure III.1 : Schéma équivalent d'un HEMT vu de l'entrée lorsque le drain est en circuit ouvert et pour une polarisation statique de la grille à laquelle est superposé un signal alternatif.

Le transistor, dans les conditions précitées, se comporte comme un circuit  $RC$  parallèle. Les valeurs des éléments  $R$  et  $C$  en fonction de la polarisation sont extraites de la mesure du coefficient de réflexion du dipôle  $\Gamma_{dipôle}$  via un analyseur de réseaux vectoriel. Cette méthode est très précise grâce au calibrage vectoriel préalable et présente un intérêt majeur, car il est possible de réaliser les mesures à des fréquences élevées ( $> 1 \text{ MHz}$ ) afin d'étudier les effets de pièges sur les caractéristiques  $C(V)$ . En effet, comme nous le verrons ultérieurement, les constantes de temps de capture et d'émission de ces pièges peuvent atteindre la seconde, voir plus, ce qui est très supérieur à la période du signal. Par conséquent, aux fréquences supérieures à  $1 \text{ MHz}$ , leurs effets sont

fortement diminués, les pièges sont dans ces conditions transparents aux fluctuations de la tension sinusoïdale appliquée. Le montage permettant la mesure du coefficient de réflexion est présenté figure III.2. Les transistors possèdent des accès grille-source et drain-source en technologie coplanaire où la source est prise comme référence. La prise de contact sur ces composants s'effectue grâce à des pointes hyperfréquences coplanaires (masse-signal-masse) dont l'écart masse-signal est de  $125\mu\text{m}$ . Une alimentation continue *HP 4142B* permet la polarisation de la grille alors que le drain est en circuit ouvert. L'analyseur de réseaux vectoriel est configuré en mode un port où seul le port 1 est utilisé pour mesurer  $\Gamma_{\text{dipôle}}$ . Une étape de calibrage un port de type SOL (short-open-load) a été réalisée. Cette méthode d'étalonnage permet de calibrer un seul port de l'analyseur tout en étant précise jusqu'à quelques giga hertz [20]. L'analyseur de réseaux vectoriel et l'alimentation continue sont pilotés via un bus *IEEE* par une unité centrale grâce au logiciel *HP-ICCAP*.

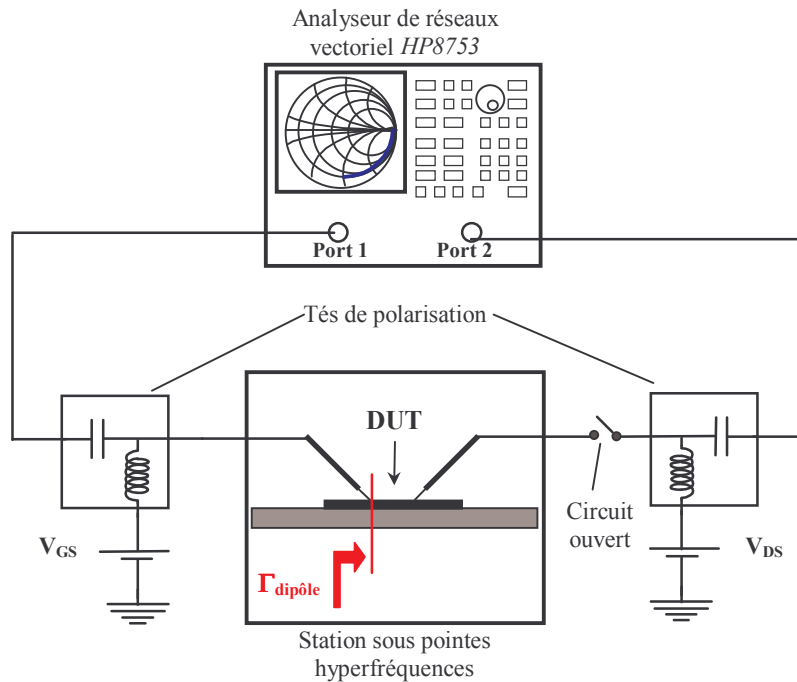


Figure III.2 : Système de mesure du coefficient de réflexion de l'entrée du transistor lorsque le drain est en circuit ouvert en fonction de la polarisation grille-source.

Le coefficient de réflexion  $\bar{\Gamma}_{\text{dipôle}}$  mesuré correspond à un dipôle d'impédance  $Z$  d'où :

$$Z = Z_c \frac{1 + \bar{\Gamma}_{\text{dipôle}}}{1 - \bar{\Gamma}_{\text{dipôle}}} \quad (\text{III.1})$$

où  $Z_c = 50\Omega$ ,  $\bar{\Gamma}_{\text{dipôle}}$  est un nombre complexe

$$Y = Y_c \frac{1 - \bar{\Gamma}_{\text{dipôle}}}{1 + \bar{\Gamma}_{\text{dipôle}}} = \frac{1}{R} + jC\omega \quad (\text{III.2})$$

En calculant l'admittance  $Y$  du dipôle et en séparant les parties réelle et imaginaire, on en déduit la capacité et la résistance à la fréquence de travail.

### III.1.3 Résultats des mesures $C(V)$

Les mesures ont été réalisées sur l'ensemble des structures présentées *chapitre I*, ainsi que sur deux structures de type MESFET et la structure HEMT AEC855 présentée en *annexe I*. De ces mesures sont extraits le dopage  $N_d$  de la couche barrière, la hauteur de barrière quand cela a été possible et, dans le cas des structures HEMT, la densité surfacique d'électrons dans le canal.

#### III.1.3.1 Etude des structures MESFET

Nous avons choisit de mesurer les diodes Schottky en  $C(V)$  de ces structures car l'extraction de la hauteur de barrière est beaucoup plus aisée que pour une structure HEMT. Ces échantillons ont été épitaxiés sur substrat saphir par EPVOM [18]. L'échantillon 10579 est constitué d'une épaisseur de  $2.5 \mu\text{m}$  de GaN non intentionnellement dopé suivit d'une épaisseur de  $2000 \text{ \AA}$  de GaN dont le dopage visé vaut  $N_d = 5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (cf. figure III.2.a). L'échantillon 10543 est constitué d'une épaisseur de  $3.6 \mu\text{m}$  de GaN non intentionnellement dopé suivit d'une épaisseur de  $2000 \text{ \AA}$  de GaN dont le dopage visé vaut  $N_d = 2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (cf. figure III.2.b)

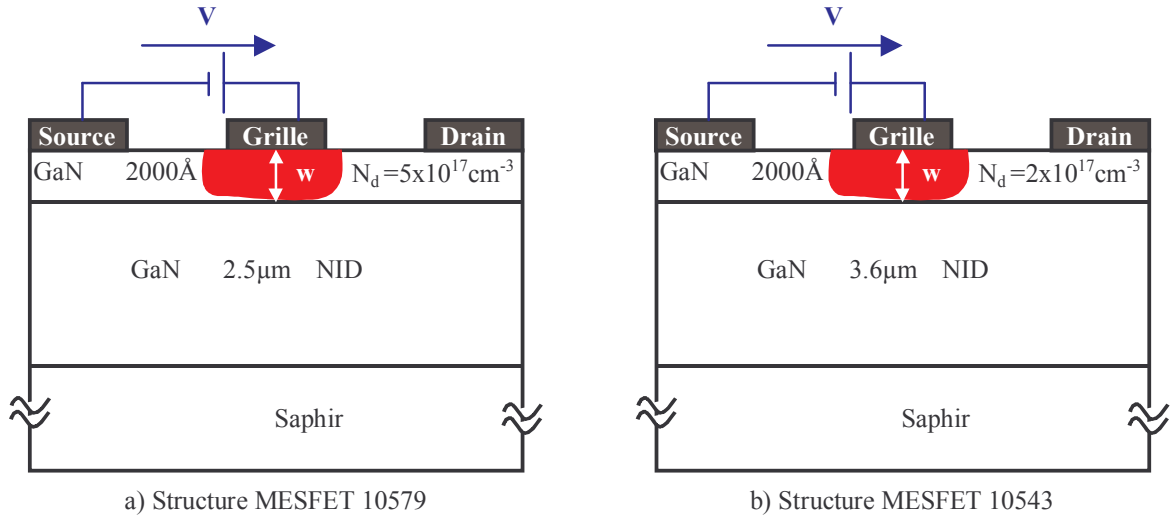


Figure III.3 : Présentation des échantillons 10579 et 10543 de type MESFET

Lorsque le contact Schottky d'une structure MESFET est polarisé par une tension  $V$  positive ou négative, la largeur  $W$  de la zone de charge d'espace sous la grille, donnée par la relation III.3, diminue ou augmente respectivement [21].

$$W(V) = \left( \frac{2\epsilon_s}{qN_d} \left( V_d - V - \frac{kT}{q} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{III.3})$$

où  $V_d$  est la tension de diffusion (cf. figure II.2) et  $N_d$  le dopage du matériau déserté.

La charge développée dans le semiconducteur  $Q_{sc}$  par unité de surface est égale et opposée à la charge développée dans le métal  $Q_m$

$$Q_{sc} = -Q_m = qN_d W = \left( 2\varepsilon_s q N_d \left( V_d - V - \frac{kT}{q} \right) \right)^{1/2} \text{ C/cm}^2 \quad (\text{III.4})$$

Toute variation de la tension  $V$  entraîne une modulation de la largeur de la zone de charge d'espace. Il en résulte que la structure montre une capacité différentielle

$$C(V) = \left| \frac{dQ_{sc}}{dV} \right| = \left( \frac{\varepsilon_s q N_d}{2} \right)^{1/2} \left( V_d - V - \frac{kT}{q} \right)^{-1/2} = \frac{\varepsilon_s}{W} \text{ F/cm}^2 \quad (\text{III.5})$$

d'où

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2(V_d - V - kT/q)}{q\varepsilon_s N_d} \quad (\text{III.6})$$

En traçant  $1/C^2$  en fonction de  $V$ , on obtient une droite dont la pente permet de déterminer le dopage et le point d'intersection  $V_i$  avec l'axe des abscisses la hauteur de barrière  $e\phi_b$ .

$$N_d = - \left( \frac{d(1/C^2)}{dV} \right)^{-1} \frac{2}{q\varepsilon_s} \quad (\text{III.7})$$

$$V_i = V_d - \frac{kT}{q} \quad (\text{III.8})$$

$$\phi_b = V_d + qE_F \quad (\text{III.9})$$

où  $E_F$  représente la position du niveau de Fermi par rapport à la bande de conduction du semiconducteur [22, 23]

$$qE_F = \frac{kT}{q} \ln \left( \frac{N_c}{N_d} \right) \quad (\text{III.10})$$

où  $N_c$  est la densité d'états de la bande de conduction du semiconducteur.

A partir de toutes les relations précédentes, la hauteur de barrière métal-semiconducteur s'écrit

$$\phi_b = V_i + \frac{kT}{q} + qE_F \quad (\text{III.11})$$



- **Résultats obtenus sur les transistors de l'échantillon 10579**

Les mesures ont été réalisées à  $500\text{ MHz}$  et à  $1\text{ GHz}$  sur une dizaine de transistors, à différents endroits de l'échantillon, et en utilisant la méthode citée précédemment. Ces transistors possèdent deux doigts de grille de  $75\ \mu\text{m}$  de largeur, de  $2\ \mu\text{m}$  de longueur et des espacements grille-source et grille-drain de  $1\ \mu\text{m}$ .

La figure III.4 montre un exemple de caractéristique  $C(V)$  obtenue à  $500\text{ MHz}$ , où l'on observe une capacité résiduelle de  $55\text{ fF}$  environ pour des tensions de polarisation au-delà de la tension de pincement  $V_p = -15\text{ V}$  du transistor.

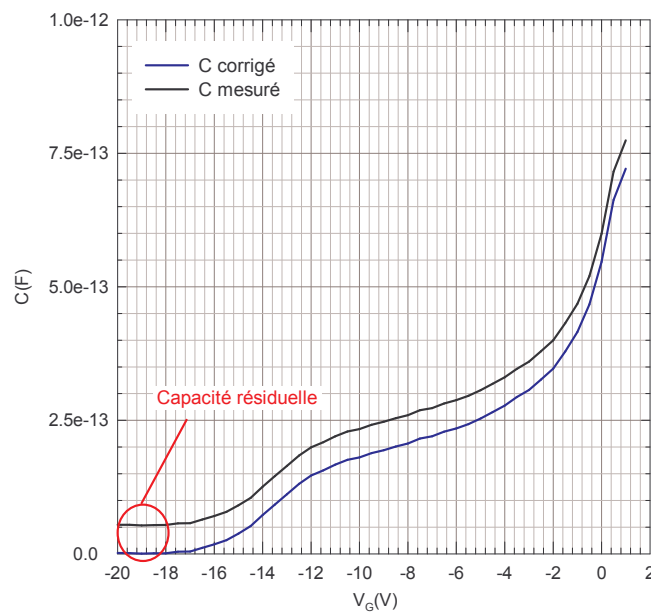


Figure III.4 : Evolution de la capacité d'un transistor  $2 \times 75 \times 2\ \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500\text{ MHz}$ , MESFET 10579)

Cette capacité résiduelle est générée par les plots métalliques d'accès grille et d'accès source (ou drain). Elle se trouve en parallèle sur le dipôle  $Z$  et peut, par conséquent, être directement retranchée de la capacité totale mesurée.

La figure III.5 montre l'évolution de  $A^2/C^2$  en fonction de la polarisation  $V$  où  $A$  représente la surface de la diode soit  $2 \times 150\ \mu\text{m}^2$ . Le terme  $A^2/C^2$  a été déterminé à partir de la caractéristique  $C(V)$  présentée figure III.4.

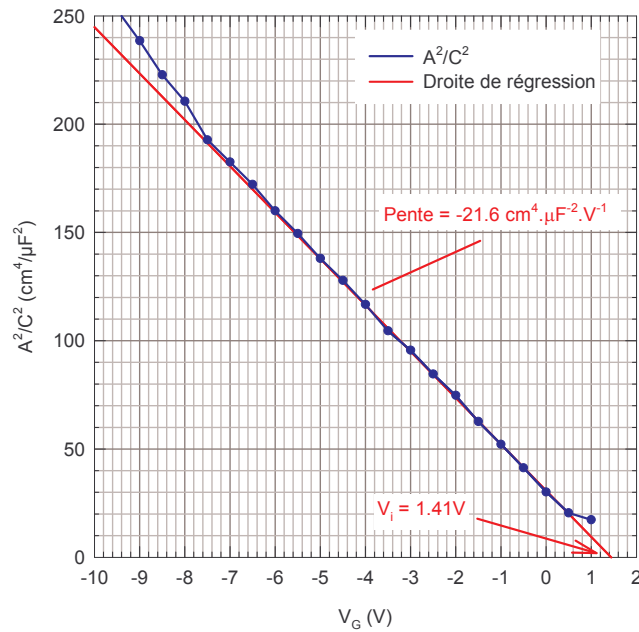


Figure III.5 : Evolution de  $A^2/C^2$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source lorsque le drain est en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500 \text{ MHz}$ , MESFET 10579)

A partir de la relation III.7, de la valeur de la pente de la caractéristique  $A^2/C^2(V)$  et de la constante diélectrique du GaN ( $\epsilon_s = 8.41 \times 10^{-11} \text{ Fm}^{-1}$ ), on obtient un dopage  $N_d$  égal à  $6.9 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de dopage est légèrement supérieure au dopage visé ( $5 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ) ce qui peut être interprété par une difficulté du contrôle du dopage durant la croissance. Sachant que la densité d'états de la bande de conduction  $N_c$  du GaN vaut  $2.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , la relation III.8 et le dopage calculé donne la position du niveau de Fermi  $E_F$  égal à  $30 \text{ meV}$  sous le bas de la bande de conduction du semiconducteur. Dès lors, on obtient pour ce composant une hauteur de barrière  $\phi_b$  de  $1.47 \text{ eV}$ .

Sans états de surface, la hauteur de barrière est donnée par la différence entre le travail de sortie du métal ( $Pt = 5.3 \text{ eV}$ ) et l'affinité électronique du semiconducteur ( $e\chi = 4.1 \text{ eV}$ ) soit pour notre cas  $\phi_{b \text{ théo}} = 1.2 \text{ eV}$ . L'écart entre les hauteurs de barrière théorique et mesurée est de  $0.27 \text{ V}$  ce qui démontre la présence d'états à la surface du nitrure de gallium. Ces résultats confirment ceux issus de la littérature présentés tableau II.1. Ainsi, malgré l'aspect ionique du GaN, le nitrure de gallium présente un ancrage du niveau de Fermi contrairement aux observations faites par Kurtin et al [24].

Par contre, aucune différence sur la hauteur de barrière et le dopage en fonction de la fréquence pour un même transistor n'a été observée. Pour cette raison, seuls les résultats issus des mesures à  $500 \text{ MHz}$  sont présentés. A ces fréquences ainsi qu'aux fréquences nettement inférieures, il se peut que les pièges soient totalement transparents aux variations de tension comme nous l'avons précédemment évoqué. Cependant, nous n'avons pu confirmer cette hypothèse car les mesures réalisées à des fréquences inférieures n'ont pu être exploitées. En effet, la géométrie des

transistors de cet échantillon n'était pas suffisamment importante pour former des grandes capacités, par conséquent les variations de phase ( $\Delta\varphi = \Delta(RC\omega) = \Delta(C)R\omega$ ) générées par le dipôle  $Z$  en fonction de la polarisation n'étaient pas assez importantes pour être détectées par l'analyseur de réseaux. Il aurait été nécessaire d'avoir à notre disposition des composants de longueur de grille de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$  (FAT FET).

En revanche, nous avons observé une grande disparité dans les valeurs de hauteur de barrière suivant la localisation du composant sur l'échantillon. Les différents résultats obtenus sont présentés tableau II.2.

Mesures	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
$\phi_b$ (eV)	0.86	0.86	0.86	0.86	0.91	0.96	1.42	1.44	1.46	1.46	1.48	1.62
$N_d$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) $\times 10^{17}$	6.31	6.30	6.33	5.52	6.11	5.94	6.46	6.60	6.81	6.9	6.46	6.46

Tableau III.1 : Ensemble de résultats obtenus sur toute la surface de l'échantillon 10579

Les valeurs de dopages sont très proches d'une mesure à l'autre alors que les hauteurs de barrière varient du simple au double. Ces écarts peuvent être dus à des défauts locaux, intrinsèques à la structure (dislocations, craquelures, impuretés...) qui apparaissent durant la croissance. La présence de ces défauts modifierait localement la surface qui adsorberait différentes espèces ioniques pour se stabiliser thermodynamiquement. Dans tous les cas, on observe un ancrage du niveau de Fermi soit en dessous ou au dessus de la valeur théorique.

Il faut rappeler qu'un traitement de surface à l'HCl dilué suivit d'un traitement par plasma d'argon est réalisé avant la déposition des métaux pour le contact Schottky. Yannick Guhel a montré par des mesures *XPS*, que la concentration d'oxygène en surface devenait très importante après ce traitement de surface. Cette forte concentration d'oxygène peut créer des états de surface en quantité suffisante pour engendrer un ancrage du niveau de Fermi [9]. L'adsorption d'oxygène par la surface du GaN peut être liée à une pollution du bâti lors de la réalisation du traitement à l'argon [19].

Une étude réalisée par Yow-Jon Lin *et al.* [22, 23] a montré l'impact du traitement de surface avant dépôts. Pour cette étude, quatre procédés de réalisation du contact Schottky ont été réalisés sur une structure type MESFET épitaxiée par EPVOM :

- un dépôt de nickel précédé d'un traitement par plasma d'argon,
- un dépôt de nickel précédé d'un traitement par une solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ ,
- un dépôt d'or précédé d'un traitement par plasma d'argon,
- un dépôt d'or précédé d'un traitement par une solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ .

De cette étude, les résultats montrent que pour un traitement par plasma d'Argon, un ancrage du niveau de Fermi est observé à  $0.5\text{ eV}$  sous la bande de conduction pour les deux métaux, tandis que pour un traitement par une solution  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$ , les hauteurs de barrière obtenues sont de  $1.09$  et  $1.2\text{ eV}$  respectivement pour le nickel et l'or. En prenant, le travail de sortie du Nickel égal à  $5.2\text{ eV}$  [25] et de l'or égal à  $5.31\text{ eV}$  [26], les hauteurs de barrière obtenues sont très proches des hauteurs de barrière théoriques. Dès lors, il semble que le traitement  $(\text{NH}_4)_2\text{S}_x$  permette de s'affranchir de l'ancrage du niveau de Fermi. Afin de corroborer ces observations, des analyses XPS ont été effectuées, et ont montré que le traitement par plasma d'argon génère des fortes densités de lacunes d'azote se comportant comme des pièges assimilables à des ions donneurs. Cependant, nos résultats de hauteurs de barrière sont différents de ceux obtenus par Yow-Jon Lin à cause, peut être, de la forte concentration d'oxygène que nous avons observé sur nos échantillons. Il se peut que cette concentration d'oxygène couplée aux lacunes d'azotes induites par le plasma d'argon engendrent des niveaux d'ancrage différents.

En résumé, le traitement de surface avant le dépôt des métaux semble avoir un impact prépondérant sur la présence ou non d'états de surface et par suite d'un ancrage du niveau de Fermi. La présence d'états de surface peut alors devenir un handicap sérieux, car la hauteur de barrière peut en être fortement affectée, mais également, si ces états sont en densité suffisante, alors la surface tend à devenir « métallique » ce qui favorise une conduction en surface et dégrade ainsi les tensions de claquage des transistors.

- **Résultats obtenus sur les transistors de l'échantillon 10543**

Les mesures ont été réalisées dans les mêmes conditions que pour la structure 10579 et sur des transistors de géométrie et de procédés de fabrication identiques.

La figure III.6 montre un exemple de caractéristique  $C(V)$  obtenue à  $500\text{ MHz}$ , où l'on observe la capacité résiduelle pour des tensions de polarisation au-delà de la tension de pincement  $V_p = -7\text{ V}$  du transistor. N'ayant pas observé d'influence de la fréquence, nous présentons seulement les résultats obtenus à  $500\text{ MHz}$ .

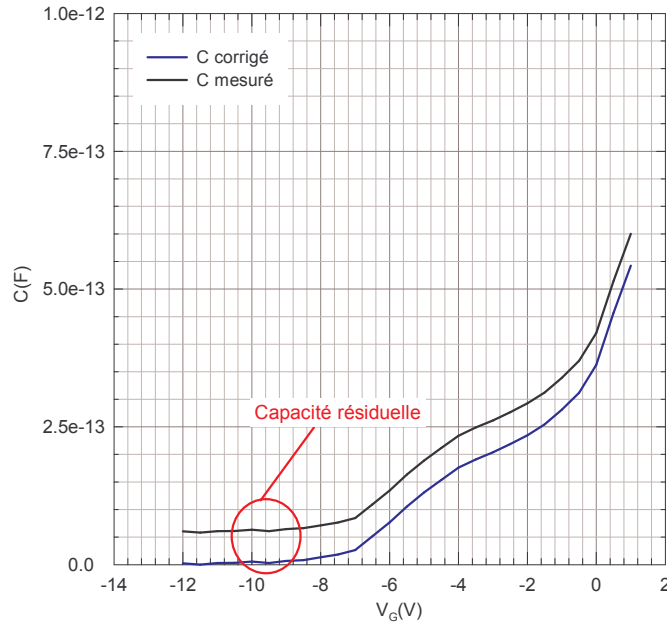


Figure III.6 : Evolution de la capacité d'un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500 \text{ MHz}$ , MESFET 10543)

On retrouve une évolution de la caractéristique  $C(V)$  sensiblement équivalente à celle obtenue sur l'échantillon 10579. La capacité résiduelle mesurée est très proche de celle obtenue sur l'autre échantillon et vaut environ  $57 \text{ fF}$ . La géométrie des transistors étant identique, il est tout à fait normal d'obtenir une valeur de capacité de plot très proche sur les deux échantillons. La figure III.7 montre l'évolution de  $A^2/C^2$  en fonction de la polarisation  $V$ .

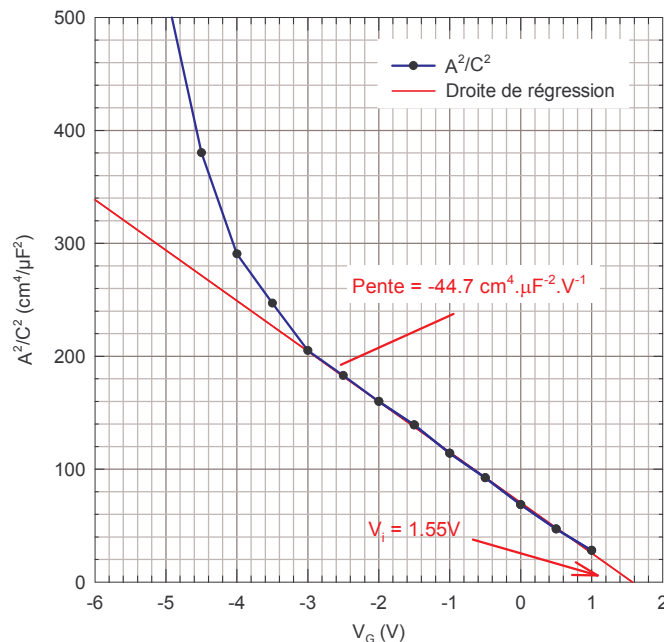


Figure III.7 : Evolution de  $A^2/C^2$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source lorsque le drain est en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500 \text{ MHz}$ , MESFET 10543)

Le terme  $A^2/C^2$  a été déterminé à partir de la caractéristique  $C(V)$  présentée figure III.6. On obtient un dopage  $N_d$  égal à  $3.3 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de dopage est légèrement supérieure au

dopage visé ce qui peut être interprété, comme pour l'échantillon 10579, par un dopage supplémentaire de la couche lié à des défauts durant la croissance. Le dopage calculé donne la position du niveau de Fermi  $E_F$  égal à  $49\text{ meV}$  sous le bas de la bande de conduction du semiconducteur. Dès lors, on obtient pour ce composant une hauteur de barrière  $\phi_b$  de  $1.62\text{ eV}$ . Cette hauteur de barrière est encore différente de la hauteur de barrière théorique sans états de surface ( $\phi_{b\text{ théo}} = 1.2\text{ eV}$ ), ce qui prouve encore une fois la présence d'états de surface et donc d'un ancrage du niveau de Fermi.

Nous avons observé une disparité dans les valeurs de hauteur de barrière suivant la localisation du composant sur l'échantillon mais toutes les hauteurs de barrière mesurées sont supérieures à la valeur théorique. Les différents résultats obtenus sont présentés tableau III.2.

Mesures	1	2	3	4	5	6	7	8
$\phi_b$ (eV)	1.44	1.45	1.48	1.48	1.49	1.62	1.77	1.78
$N_d$ ( $\text{cm}^{-3}$ ) $\times 10^{17}$	3.2	4	3.1	2.9	2.9	3.4	4	3.7

Tableau III.2 : Ensemble de résultats obtenus sur toute la surface de l'échantillon 10543

Les valeurs de dopages sont encore très proches d'une mesure à l'autre et les hauteurs de barrière varient de  $1.44$  à  $1.78\text{ eV}$ . Ces écarts peuvent être dus à des défauts locaux de la structure (dislocations, craquelures, impuretés...) comme nous l'avons déjà évoqué. Des interprétations du niveau d'ancrage semblables à celles émises pour la structure 10579 peuvent être reconduites ici car les procédés de réalisation des composants sont identiques.

### III.1.3.2 Etude des structures HEMT

Nous allons tout d'abord présenter les résultats obtenus sur les transistors de la structure II car une analyse complète a pu être établie. Cette structure ne présentant pas de couche de GaN en surface, la hauteur de barrière ainsi que le dopage  $N_d$  de la barrière ont pu être extraits en utilisant le modèle simple des structures MESFET. Toutes les autres structures présentées au chapitre I, ont été mesurées en C(V) avec lesquelles nous avons pu répondre à un grand nombre de questions comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre.

### • Résultats obtenus sur les transistors de la structure II

Les mesures ont été réalisées à 250 MHz, 500 MHz et à 1 GHz sur plusieurs transistors, à différents endroits de l'échantillon. Ces transistors possèdent deux doigts de grille de 75  $\mu\text{m}$  de largeur, de 2  $\mu\text{m}$  de longueur et des espacements grille-source et grille-drain de 1  $\mu\text{m}$ .

La figure III.8 montre un exemple de caractéristique  $C(V)$  obtenue à 500 MHz, où l'on observe une capacité résiduelle de 100 fF environ pour des tensions de polarisation au-delà de la tension de pincement  $V_p = -4.5$  V du transistor.

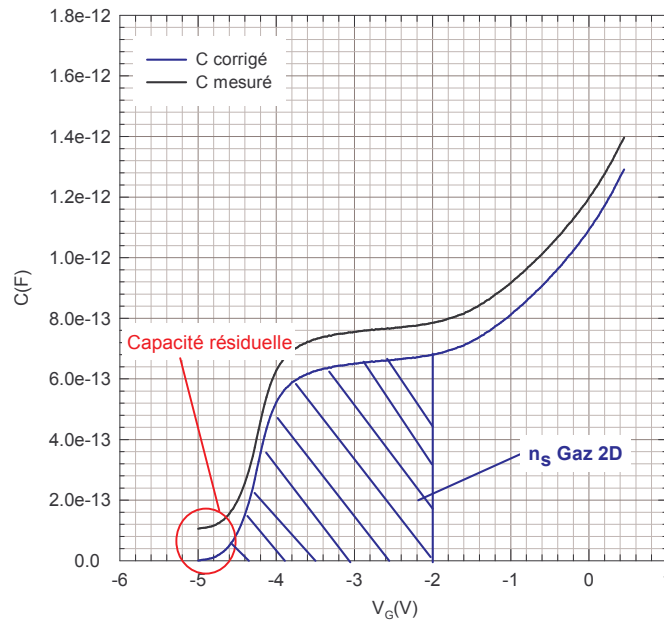


Figure III.8 : Evolution de la capacité d'un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500$  MHz, structure II)

La capacité mesurée correspond à deux armatures distantes d'une longueur  $W$ . La première armature se trouve à l'interface métal-semiconducteur, alors que la deuxième se trouve à une distance qui dépend de la polarisation  $V$  appliquée.

A partir de la valeur de la capacité mesurée à  $V_G = -2$  V et en utilisant la relation III.12, la deuxième armature se trouve à environ  $W = 350 \text{ \AA}$  sous la surface, c'est à dire à l'interface AlGaIn/GaN (cf. structure II au chapitre I).

$$C = \frac{\epsilon_s A}{W} \quad (\text{III.12})$$

Par conséquent, aux polarisations supérieures à  $V_G = -2$  V c'est à dire « à la fin du plateau », l'augmentation de la capacité ne peut pas être liée à une variation de la densité d'électrons dans le gaz 2D. Entre -3 et -2 V, la capacité augmente linéairement engendrant la diminution de la distance inter armatures de la capacité. Lorsque le gaz 2D se remplit le confinement augmente et le profil de la densité de porteurs se décale au fur et à mesure du remplissage vers l'interface AlGaIn/GaN (cf.

figure III.8). Nous avons déterminé la densité d'électrons dans le canal en intégrant la caractéristique  $C(V)$  entre  $-5$  et  $-2$  V (zone hachurée). La densité d'électrons  $n_s$  obtenue par cette méthode atteint tout juste  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  alors que celle déterminée par effet Hall atteint  $5.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  (cf. chapitre I) soit presque un facteur deux entre les mesures. Etant donné que la barrière d'AlGaN est fortement dopée ( $> 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), il est fort probable que les mesures par effet Hall intègrent aussi bien les charges présentes dans le canal que celles présentes dans la barrière. Ces dernières seraient équivalentes à un MESFET parasite dans la barrière [27]. Effectivement, pour des polarisations supérieures à  $V_G = -2$  V, la capacité augmente rapidement et comme nous l'avons évoqué cet accroissement de la capacité ne peut être dû à la variation de la densité de porteurs dans le canal. Cette augmentation est liée à l'accumulation de charges dans la barrière pendant que la densité de porteurs dans le canal reste constante.

Pour illustrer cela, nous avons représenté figure III.9, la densité totale d'électrons mesurée, les densités d'électrons dans le canal et dans la barrière en fonction de la polarisation. La densité d'électrons dans la barrière a été déterminée par la différence de la densité totale mesurée avec la densité d'électrons dans le canal en supposant cette dernière constante ( $n_{s \text{ gaz } 2D} = 3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ) pour  $V_G > -2$  V.

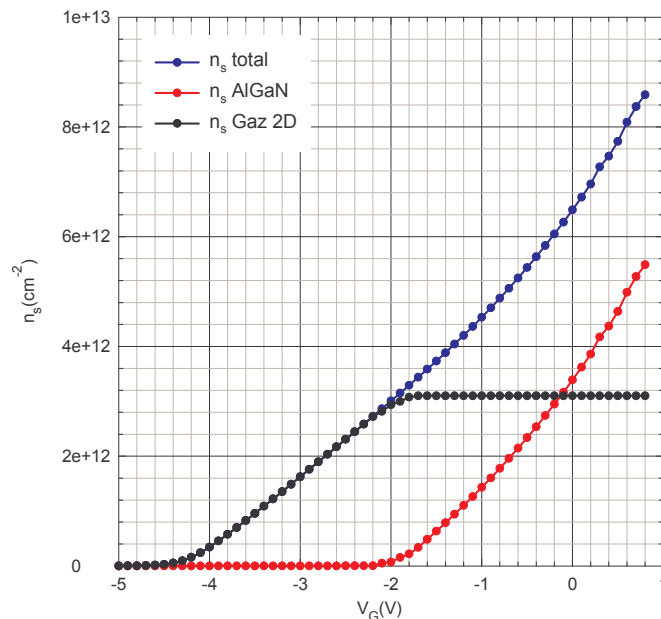


Figure III.9 : Evolution de la densité totale d'électrons mesurée et des densités d'électrons dans le canal et dans la barrière en fonction de  $V_G$  (mesures réalisées à  $f = 500$  MHz, structure II)

La figure III.9 montre qu'il faut intégrer la caractéristique  $C(V)$  jusqu'à  $V_G = -0.5$  V pour atteindre la valeur de la densité de porteurs donnée par les mesures Hall ( $n_{s \text{ total hall}} = 5.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ ).

Nous avons émis certains doutes sur le fait que les mesures Hall intègrent aussi bien les charges dans le gaz d'électrons bidimensionnel que celles présentes dans la barrière car la mobilité



moyenne des porteurs mesurée par effet Hall avoisine  $1250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Cette valeur reste correcte alors qu'elle est affectée par la faible mobilité des électrons dans l'AlGaN. Ainsi, une valeur de mobilité moyenne de cet ordre implique une mobilité élevée des électrons dans le gaz bidimensionnel car la faible mobilité des électrons dans l'AlGaN devrait faire chuter la mobilité moyenne.

Afin d'observer l'influence de la fréquence sur les caractéristiques  $C(V)$ , les mesures ont été réalisées à 1 MHz en utilisant un analyseur d'impédance basse fréquence type HP 4192A. La méthode de mesure est identique à celle utilisant l'analyseur de réseau vectoriel, à l'exception du calibrage du banc qui nécessite seulement l'emploi d'un unique étalon (circuit ouvert ou court-circuit). Ce calibrage permet de s'affranchir de la capacité due aux câbles, aux différentes connectiques et à la pointe hyperfréquence situés entre le plan d'entrée de l'analyseur et le plan d'entrée du composant. En revanche, comme la géométrie des composants est telle que la capacité à mesurer est faible, des câbles coaxiaux à faible capacité linéique ont été utilisés pour relier l'analyseur d'impédance à la pointe hyperfréquence afin d'augmenter la précision du calibrage et de la mesure. Pour des fréquences inférieures à 1 MHz, les mesures n'ont pu être réalisées à cause des limites de la sensibilité du système associé aux dimensions des échantillons. L'analyseur d'impédance a été réglé afin de mesurer un circuit RC parallèle comme nous l'avons défini pour l'autre méthode. De même l'amplitude du signal de l'oscillateur interne de l'analyseur a été fixé à 100 mV afin de moduler la zone désertée sous la grille sur une faible distance tout en ayant une bonne précision de mesure. L'analyseur d'impédance fournit directement la capacité mesurée, aucun calcul supplémentaire n'est nécessaire. Seule la capacité liée aux lignes d'accès est à retrancher à la capacité totale mesurée.

La figure III.10 montre les caractéristiques  $C(V)$  mesurée et corrigée obtenues à 1 MHz du composant dont les résultats à 500 MHz ont été présentés précédemment. On constate que la capacité résiduelle due aux lignes d'accès du composant atteint  $150 \text{ fF}$  alors qu'elle atteignait tout juste  $100 \text{ fF}$  à 250 MHz, 500 MHz et 1 GHz. Cette évolution de la capacité parasite est étrange mais aucun élément ne nous a permis d'expliquer cette valeur. Les lignes d'accès des composants étant réalisées au fond du MESA, il est également probable que la couche sur laquelle se trouvent les lignes d'accès présente des défauts qui réagissent en basse fréquence et viennent modifier la capacité résiduelle. Afin de mieux observer l'évolution de la capacité en fonction de la fréquence, nous avons représenté figure III.11, les caractéristiques  $C(V)$  obtenues à 1 et 500 MHz.

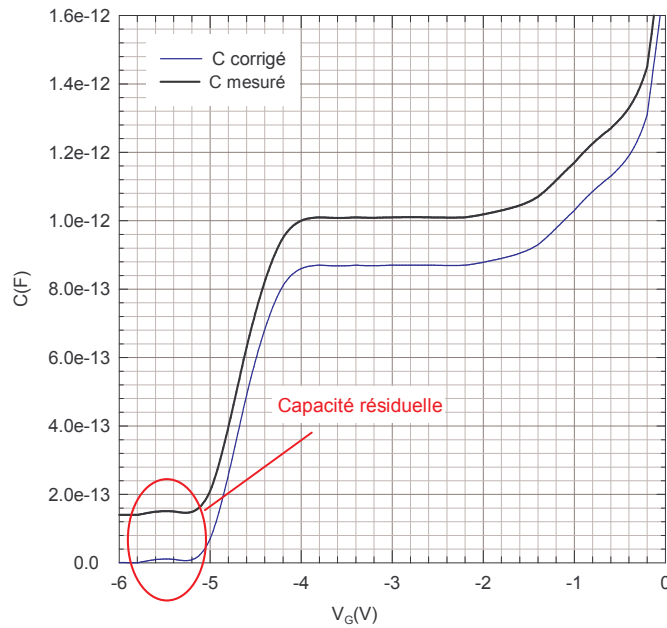


Figure III.10 : Evolution de la capacité d'un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 1 \text{ MHz}$ , structure II)

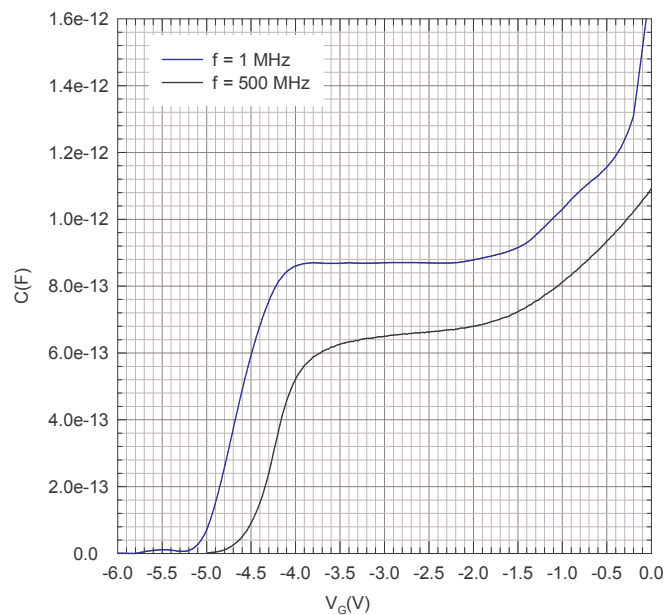


Figure III.11 : Comparaison des caractéristiques  $C(V)$  obtenues à 1 et 500 MHz d'un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  (structure II)

La figure III.11 montre que la capacité mesurée à 1 MHz atteint  $0.87 \text{ pF}$  à  $V_G = -2 \text{ V}$  contre  $0.67 \text{ pF}$  à 500 MHz. Ces deux valeurs de capacité ont été relevées sur le « plateau » des caractéristiques  $C(V)$  signifiant qu'il s'agit de la capacité maximum du gaz bidimensionnel d'électrons. Comme nous l'avons déjà évoqué, la capacité mesurée est constituée de deux armatures distantes d'une longueur  $W$ . La première armature se trouve à l'interface métal semiconducteur et la position de la seconde dépend de la polarisation  $V_G$  appliquée. En prenant, la valeur de la capacité mesurée à 1 MHz à  $V_G = -2 \text{ V}$ , la relation III.12 permet d'aboutir à la distance inter armatures  $W$

égale à  $290 \text{ \AA}$  alors que nous avons obtenu  $350 \text{ \AA}$  à 500 MHz. Etant donné que l'épaisseur de la barrière d'AlGaIn vaut  $350 \text{ \AA}$ , il semble qu'à 1 MHz, le gaz bidimensionnel d'électrons « déborde » largement dans la barrière alors qu'à 500 MHz il se trouve confiné à l'interface AlGaIn/GaN. Cet effet de décalage du gaz d'électrons est lui aussi très suspect et comme pour la capacité résiduelle, il est possible que la mesure à 1 MHz soit entachée d'erreurs liées aux effets de bord qui augmenteraient la capacité mesurée. Cette hypothèse est fort peu justifiée étant donné que les longueurs de grille sont de  $2 \text{ }\mu\text{m}$  et que les effets de bord sont, en principe, négligeables devant ces grandes dimensions. D'autres phénomènes tels que les effets capacitifs liés à des centres profonds sont à prendre en considération. Nous reviendrons plus en détails sur ces phénomènes lors de l'étude des caractéristiques  $C(V)$  de la structure III où plusieurs hypothèses seront soulevées. Nous avons émis également des doutes quant à la validité de la mesure à 1 MHz à cause du décalage de la tension de pincement par rapport aux mesures effectuées à 500 MHz. La densité de porteurs obtenue en intégrant du pincement à zéro volt la capacité mesurée à 1 MHz vaut  $0.98 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$  alors que celle obtenue en intégrant du pincement à zéro volt la capacité mesurée à 500 MHz vaut  $0.65 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ . Comme nous avons pu le constater au chapitre I par les résultats de simulation, les mesures  $C(V)$  à 1 MHz sont erronées.

Effectivement, les mesures réalisées de 250 MHz à 1 GHz donnent une tension de pincement de  $-4.5 \text{ V}$  sensiblement égale à celle mesurée en régime statique alors qu'à 1 MHz, la tension de pincement atteint  $-5.2 \text{ V}$ . N'ayant aucune réponse à fournir pour expliquer ce phénomène de décalage en tension, et mettant en doute la mesure, nous n'avons pas exploité d'avantage ces résultats. Les mesures basses fréquences utilisant cette méthode nécessitent de réaliser une analyse plus approfondie que nous n'avons eu le temps de réaliser.

Mesure		1	2	3
$n_s \times 10^{12} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$ maximum dans le gaz 2D	f = 1 GHz	2.97 à $V_G = -2 \text{ V}$	2.95 à $V_G = -2 \text{ V}$	2.92 à $V_G = -2 \text{ V}$
	f = 500 GHz	3.02 à $V_G = -2 \text{ V}$	3.04 à $V_G = -2 \text{ V}$	2.92 à $V_G = -2 \text{ V}$
	f = 250 MHz	3.01 à $V_G = -2 \text{ V}$	3.17 à $V_G = -2 \text{ V}$	3.06 à $V_G = -2 \text{ V}$
$V_P \text{ (V)}$	f = 1 GHz	-4.6	-4.6	-4.3
	f = 500 GHz	-4.5	-4.6	-4.3
	f = 250 MHz	-4.6	-4.6	-4.4
C (pF) avant accumulation dans la barrière	f = 1 GHz	0.67 à $V_G = -2 \text{ V}$	0.70 à $V_G = -2 \text{ V}$	0.70 à $V_G = -2 \text{ V}$
	f = 500 GHz	0.68 à $V_G = -2 \text{ V}$	0.70 à $V_G = -2 \text{ V}$	0.71 à $V_G = -2 \text{ V}$
	f = 250 MHz	0.67 à $V_G = -2 \text{ V}$	0.70 à $V_G = -2 \text{ V}$	0.72 à $V_G = -2 \text{ V}$

Tableau III.3 : Résultats expérimentaux de la densité de porteurs, de la tension de pincement et de la capacité obtenus à différentes fréquences et à différents endroits de l'échantillon (structure II).

Nous avons représenté tableau III.3, l'ensemble des résultats des mesures  $C(V)$  obtenus aux différentes fréquences (250 MHz, 500 MHz et 1 GHz) à différents endroits de l'échantillon.

Les densités de porteurs et les capacités données dans le tableau ci-dessus ont été relevées juste avant l'apparition de charges dans la barrière. Ces valeurs correspondent respectivement à la densité maximale de porteurs dans le canal et à la capacité liée au gaz 2D. Les résultats sont très homogènes pour une fréquence donnée et quel que soit l'endroit où la mesure a été réalisée. Les valeurs de capacité, de tension de pincement et de densité de porteurs sont quasiment identiques et sont de l'ordre de  $0.70 \text{ pF}$ ,  $-4.5 \text{ V}$  et  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  respectivement.

Afin de compléter cette étude, nous avons procédé à la détermination de la mobilité en mesurant la conductance  $G_D$  du transistor à faible champ électrique (en régime ohmique). A faible tension drain-source ( $V_{DS} \approx 50 \text{ mV}$ ), le transistor se comporte comme une résistance variable sous l'action de la polarisation de la grille. La conductance du canal s'écrit

$$G_D = \frac{\Delta(I_D)}{\Delta(V_{DS\text{int}})} = q\mu n_s \frac{L}{W} \quad (\text{III.13})$$

où  $V_{DS\text{int}} = V_{DS\text{ext}} - (R_S + R_D)I_D - R_S I_G$

avec  $n_s$  la densité totale d'électrons mesurée par C(V) à 500 MHz,  $V_{DS\text{int}}$  la tension drain-source intrinsèque,  $L$  et  $W$  les dimensions de la grille du transistor et  $q$  la charge de l'électron. Afin d'obtenir la mobilité des électrons sous la grille en faisant abstraction des phénomènes de conduction présents dans les zones d'accès du transistor, les chutes de potentiel dans les résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$  ont été prises en considération. Pour cette raison, le calcul de la conductance du canal est réalisé à partir de la polarisation drain-source intrinsèque [1]. La méthode d'extraction des résistances d'accès en régime statique est abordée ultérieurement lors de l'étude du courant de grille. Les mesures de conductance ont été réalisées à  $V_{DS\text{ext}} = 60 \text{ mV}$ . La relation III.13 permet de remonter à la mobilité des électrons en fonction de la polarisation de grille. Les résultats obtenus pour un transistor  $2 \times 75 \times 2 \text{ } \mu\text{m}^2$  sont présentés figure III.12.

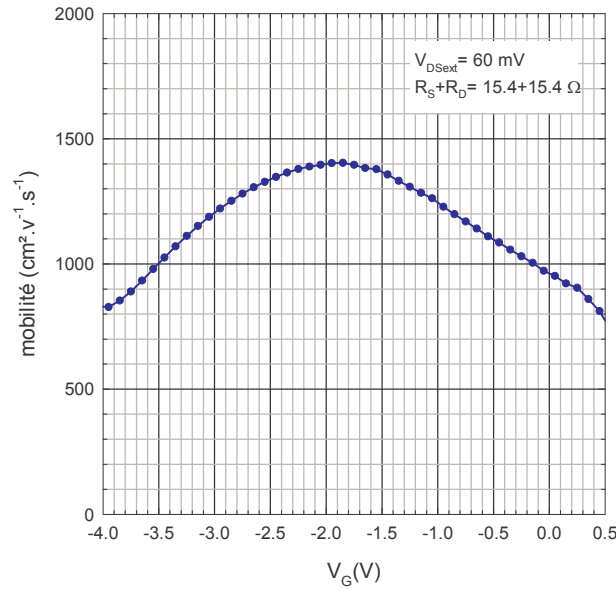


Figure III.12 : Evolution de la mobilité des électrons en fonction de la polarisation de grille pour  $V_{D\text{Sext}} = 60 \text{ mV}$ . (Structure II, transistor  $2 \times 75 \times 2 \text{ } \mu\text{m}^2$ )

Pour les polarisations de grille comprises entre  $-4$  et  $-2 \text{ V}$ , l'augmentation de la mobilité est liée à la formation continue du gaz bidimensionnel (écranage coulombien). Au fur et à mesure que le gaz se forme, les électrons se trouvent confinés dans un espace étroit qui les oblige à se déplacer dans la direction parallèle au canal. De ce fait, la mobilité augmente jusqu'à ce que le confinement soit maximum et atteint  $1400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  à  $V_{GS} = -2 \text{ V}$ . Ce maximum apparaît juste avant la polarisation à laquelle l'accumulation de charges dans la barrière débute ce qui semble assez logique et en parfait accord avec l'étude  $C(V)$ . Au-delà de cette polarisation, la mobilité chute car les charges présentes dans la barrière ont une mobilité très réduite comparée à celle des charges situées dans le gaz 2D. Etant donné que le maximum de mobilité apparaît avant l'accumulation de charges dans la barrière, on peut par conséquent supposer que cette mobilité ( $1400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) correspond à celle des porteurs dans le gaz 2D dont la densité est  $3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ . Dès lors, à partir de la relation III.14, il est possible de déterminer la mobilité des porteurs dans la barrière d'AlGaN à une polarisation donnée [28].

$$\mu_{\text{mesuré}} = \frac{n_{\text{gaz 2D}} \mu_{\text{gaz 2D}} + n_{\text{AlGaN}} \mu_{\text{AlGaN}}}{n_{\text{s mesuré}}} \quad (\text{III.14})$$

La mobilité dans l'AlGaN dont les résultats sont présentés dans le tableau ci-dessous est déterminée à partir de la relation III.14 et des résultats des figures III.9 et III.12.

$V_G$ (V)	$\mu_{\text{mesuré}} (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$	$n_{\text{s mesuré}} (\text{cm}^{-2})$	$n_{\text{s AlGaN}} (\text{cm}^{-2})$	$\mu_{\text{AlGaN}} (\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1})$
0	960	$6.4 \times 10^{12}$	$3.4 \times 10^{12}$	572
-0.5	1100	$5.35 \times 10^{12}$	$2.35 \times 10^{12}$	717
-1	1230	$4.4 \times 10^{12}$	$1.4 \times 10^{12}$	866

Tableau III.4 : Résultats des calculs de la mobilité dans l'AlGaN pour trois polarisations.

Les mobilités de l'AlGaN obtenues sont très importantes ( $572$  à  $866 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ) par rapport aux résultats de la littérature qui donnent  $\mu_{\text{AlGaN}} = 100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  [28]. Dans notre modèle, nous avons supposé qu'à partir de  $V_G = -2 \text{ V}$  (à la fin du « plateau ») et pour des polarisations supérieures, la densité d'électrons dans le canal n'augmente plus et que l'augmentation de la densité totale de porteurs est simplement liée à l'accumulation d'électrons dans la barrière. Il se peut qu'il y ait une zone de transition en terme de polarisation durant laquelle les électrons commencent à s'accumuler dans la barrière alors que le canal continu à se remplir. Ce phénomène modifierait les résultats de la figure III.12 et par suite la mobilité des électrons dans l'AlGaN. Cette étude nécessite des analyses plus approfondies qui seront abordées par Damien Jambon, Thésard de l'équipe, car à l'heure actuelle la compréhension de ces effets reste ouverte.

De plus, la mobilité donnée par l'effet Hall atteint  $1250 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  pour une densité de porteurs  $n_s = 5.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  alors que celle obtenue par la méthode utilisant la mesure de la conductance atteint tout juste  $1100 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  pour la même densité de porteurs soit à  $V_G = -0.5 \text{ V}$ . Cette différence peut être due à la précision des mesures Hall qui surestimeraient la mobilité et donc sous-estimeraient  $n_s$ . Effectivement des travaux réalisés par Amitabh Chandra sur des diodes Schottky fabriquées sur silicium montrent que les mesures Hall sont, sur ce matériau, précises à  $\pm 30 \%$  [29]. Cette médiocre précision est directement liée aux états de surface qui ancre le niveau de Fermi à une position située dans le gap du matériau et qui fait apparaître une zone de déplétion sous la surface. Les porteurs piégés en surface sont immobiles et ne participent pas à la conduction et donc à la tension de Hall. Dès lors, la non prise en compte de l'impact des états de surface sur la tension de Hall génère une erreur sur la paramètre de Hall  $r_H$  qui peut atteindre  $30 \%$ . Dans notre cas nous avons démontré que le GaN présente lui aussi un ancrage du niveau de Fermi qui peut venir fausser les valeurs de mobilité mais également de la densité de porteurs données par les mesures Hall. Il semblerait dans notre cas que les valeurs de mobilité données par les mesures Hall soient surestimées et donc les densités de porteurs sous-estimées.

Toutes les valeurs maximales de la mobilité obtenues par les mesures de la conductance associées aux mesures C(V) sont présentées tableau III.5.

Mesure	1	2	3
$\mu_{\text{max}}$	$1400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $V_G = -2 \text{ V}$	$1400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $V_G = -2 \text{ V}$	$1150 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ à $V_G = -1.8 \text{ V}$
$n_s$ à $\mu_{\text{max}}$	$3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$3 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$	$3.36 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$
$V_G$ avant présence de charges dans la barrière	$-2 \text{ V}$	$-2 \text{ V}$	$-1.8 \text{ V}$

Tableau III.5 : Résultats de mobilité maximum obtenus à différents endroits de l'échantillons avec la densité de porteurs correspondante ainsi que la tension  $V_G$  précédant l'apparition de charges dans la barrière.

L'ensemble des résultats montre que la mobilité est maximale avant l'apparition de charges dans la barrière. La mesure n°3 donne une mobilité maximale plus faible que les deux autres mais une densité de porteurs légèrement plus importante ce qui est par conséquent cohérent. Les différences sur les densités de porteurs peuvent être expliquées par un ancrage du niveau de Fermi différent suivant l'endroit de l'échantillon comme nous avons pu le constater sur les structures MESET 10579 et 10543. L'ancrage du niveau de Fermi influe à une polarisation donnée sur la densité de porteurs dans le canal et par suite sur la mobilité.

Etant donné que pour les polarisations supérieures à  $-2\text{ V}$ , la capacité mesurée correspond aux charges présentes dans la barrière (MESFET parallèle), nous avons tracé (figure III.13) l'évolution de la caractéristique  $A^2/C^2(V)$  afin d'extraire le dopage  $N_d$  et la hauteur de barrière  $\phi_b$  malgré que le dopage visé ne soit pas homogène dans toute la barrière.

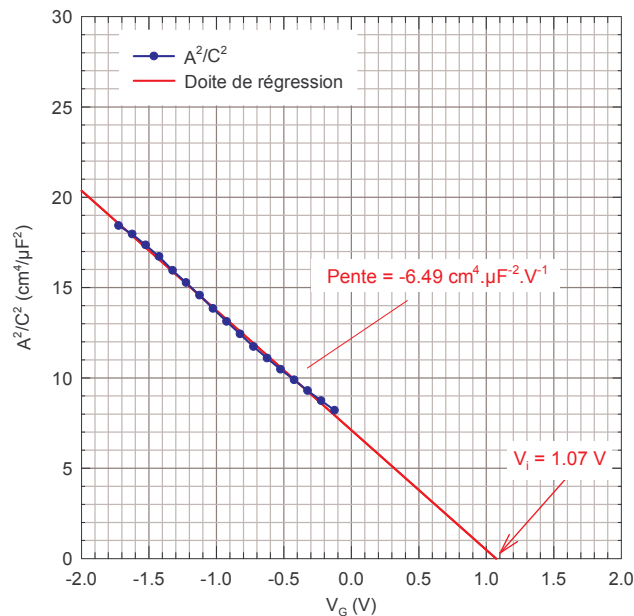


Figure III.13 : Evolution de  $A^2/C^2$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 2\ \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source lorsque le drain est en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500\text{ MHz}$ , HEMT structure II)

La figure III.13 montre une évolution linéaire comme pour les structures 10579 et 10543 de la caractéristique  $A^2/C^2(V)$ . Dès lors nous avons supposé que le modèle utilisé pour les structures MESFET était valable également pour cette structure HEMT.

A partir de la constante diélectrique de l'AlN et du GaN, une loi approximative linéaire permet d'en déduire celle de l'AlGaIn en fonction du pourcentage d'aluminium  $x$ . La même approximation est réalisée pour déterminer la densité d'états de la bande de conduction  $N_c$  de l'AlGaIn en fonction de  $x$ .

La structure II présente une barrière d'AlGaIn dont le pourcentage d'aluminium est estimé à  $x = 10\%$ . Dès lors la densité d'états de la bande de conduction vaut  $N_c = 2.7 \times 10^{12}\text{ cm}^{-3}$  et la



constante diélectrique  $\epsilon_s = 8.36 \times 10^{11} \text{ F.m}^{-1}$ . A partir des relations utilisées pour les structures MESFET, la pente de la caractéristique permet d'aboutir au dopage de la barrière soit  $N_d = 2.3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de dopage est tout à fait réaliste car le dopage visé est compris entre  $1 \times 10^{18}$  et  $5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ . L'intersection de la courbe avec l'axe des abscisses donne  $V_i = 1.07 \text{ eV}$  et la valeur du dopage donne l'écart entre le niveau de Fermi et la bande de conduction  $E_F = 4 \text{ meV}$  en volume. De ces valeurs, la hauteur de barrière est déduite soit  $\phi_b = 1.1 \text{ eV}$ .

A partir de l'affinité électronique de l'AlN et du GaN, une loi approximative linéaire permet d'en déduire celle de l'AlGaIn pour  $x = 10 \%$  soit  $e\chi = 3.75 \text{ eV}$ .

Le métal utilisé pour réaliser le contact Schottky étant le platine, la hauteur de barrière théorique sur cette structure vaut  $\phi_{b \text{ théo}} = 1.55 \text{ eV}$ . Il y a donc un écart de  $0.45 \text{ eV}$  entre les hauteurs de barrière théorique et mesurée impliquant comme pour les structures MESFET un ancrage du niveau de Fermi par les états d'interface. Cette constatation permet de conforter l'idée que les mesures de mobilité données par l'effet Hall peuvent être faussées par la présence d'états de surface comme cela est le cas dans les diodes Schottky à base de silicium [29]. Ce résultat montre également que l'aspect ionique du GaN et de l'AlGaIn ne les dispense pas d'états de surface et par conséquent d'ancrage du niveau de Fermi.

Afin de vérifier l'homogénéité des résultats, plusieurs composants ont été mesurés à différentes fréquences et à différents endroits de l'échantillon. L'ensemble des résultats obtenus est présenté dans le tableau ci-dessous.

Mesures	$N_d \times 10^{18} (\text{cm}^{-3})$			$\phi_b \text{ (V)}$		
	250 MHz	500 MHz	1 GHz	250 MHz	500 MHz	1 GHz
1	2.66	2.3	2.36	1.1	1.13	1.13
2	2.23	2.24	2.26	1.045	1.03	1.03
3	2.6	2.37	2.37	1.18	1.11	1.12

Tableau III.6 : Résultats de dopage et de hauteur de barrière obtenus sur toute la surface de l'échantillon (structure II)

L'ensemble des mesures donne des résultats de dopage similaires compris entre  $2.23 \times 10^{18}$  et  $2.66 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  suivant la fréquence utilisée pour réaliser les mesures C(V) et suivant la localisation sur l'échantillon. Enfin, les résultats obtenus montre que la détermination de la hauteur de barrière est très peu dépendante de la fréquence à laquelle est réalisée la mesure.

En résumé sur cet échantillon, les mesures C(V) ont montré que la densité de porteurs dans le canal est indépendante de la fréquence (entre 250 MHz et 1 GHz). En revanche, les caractéristiques C(V) obtenues à 1 MHz sont douteuses du fait du décalage de la tension de pincement et de la forte capacité du gaz 2D obtenue. Le dopage et la hauteur de la barrière ont pu



être déterminés grâce à ces mesures et la présence de l'ancrage du niveau de Fermi a pu être observé comme pour les structures MESFET.

- **Résultats obtenus sur les transistors de la structure I**

Les mesures ont été réalisées à 500 MHz sur des transistors possédant deux doigts de grille de 150  $\mu\text{m}$  de largeur, de 0.5  $\mu\text{m}$  de longueur et des espacements grille-source et grille-drain de respectivement 1 et 1.5  $\mu\text{m}$ . Des mesures C(V) à 1 MHz ont également été réalisées sur cette structure, mais des phénomènes semblables à ceux observés sur la structure II (décalage de la tension de pincement, forte capacité du gaz 2D incompatible avec l'épaisseur de la barrière) ont été obtenus (*cf.* résultats obtenus sur les transistors de la structure III pour hypothèses). Ces résultats n'étant pas exploitables ou interprétables actuellement, nous ne les présenterons pas ici puisqu'ils nécessitent une analyse plus approfondie.

La figure III.14 montre un exemple de caractéristique C(V) obtenue à 500 MHz, où l'on observe une capacité résiduelle d'environ 150 fF pour des tensions de polarisation au delà de la tension de pincement  $V_p = -4.5\text{ V}$  du transistor. Cette valeur de capacité parasite est plus importante que celle mesurée sur la structure II à la même fréquence, car les longueurs des lignes d'accès sont plus importantes. La caractéristique C(V) obtenue montre que l'accumulation de charges dans la barrière apparaît à  $V_G = -0.5\text{ V}$  contre  $V_G = -2\text{ V}$  pour la structure II. Cette différence est simplement liée à un dopage moins important de la barrière de la structure I.

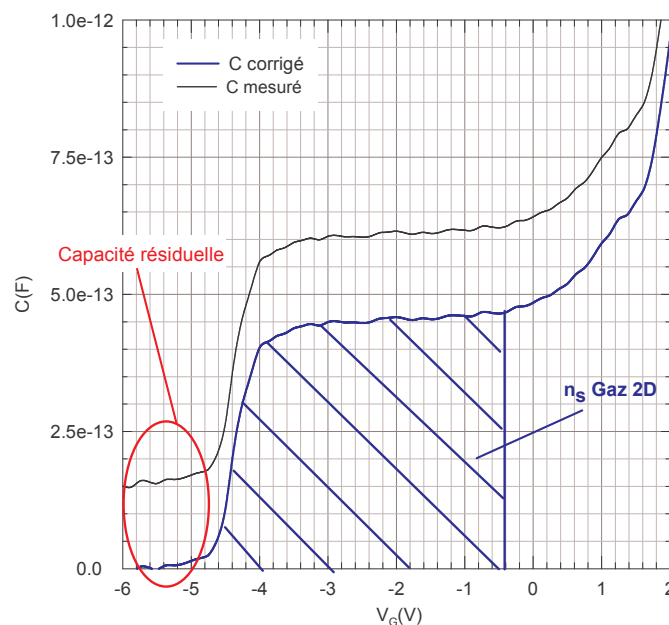


Figure III.14 : Evolution de la capacité d'un transistor  $2 \times 150 \times 0.5\ \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source avec le drain en circuit ouvert (mesures réalisées à  $f = 500\text{ MHz}$ , structure I)

A partir de la valeur de la capacité mesurée à  $V_G = -0.5 V$  et en utilisant la relation III.12, la deuxième armature de la capacité se trouve à la distance  $W = 265 \text{ \AA}$  de la surface, c'est à dire à l'interface AlGaIn/GaN (cf. structure I au chapitre I). Ce calcul a été effectué en prenant  $\epsilon_s = 8.31 \times 10^{-11} F.m^{-1}$  sachant que la barrière présente une couche d'AlGaIn d'épaisseur égale à  $244 \text{ \AA}$  pour un pourcentage d'aluminium de 23 % et d'une couche de GaN en surface de  $30 \text{ \AA}$ . Nous avons supposé la constante diélectrique du GaN égale à celle de l'AlGaIn étant donné sa faible épaisseur.

Afin de déterminer la densité d'électrons dans le canal, nous avons intégré la caractéristique  $C(V)$  entre  $-5$  et  $-0.5 V$  (zone hachurée). La densité d'électrons  $n_s$  obtenue par cette méthode atteint  $7.3 \times 10^{12} cm^{-3}$  alors que celle déterminée par effet Hall après fabrication des composants atteint  $8.4 \times 10^{12} cm^{-3}$  (cf. chapitre I). Cet écart peut être lié à la précision des mesures par effet Hall lié à l'ancrage du niveau de Fermi comme dans le cas de la structure II. Contrairement à la structure II, les caractéristiques  $C(V)$  obtenues sur cette structure ne présentent pas d'apparition « prématurée » de charges dans la barrière. Par conséquent, il n'a pas été possible de déterminer la hauteur de barrière, d'autant plus que cette structure présente en surface une couche de GaN de  $30 \text{ \AA}$ .

Nous avons représenté figure III.15, la densité totale d'électrons mesurée, les densités d'électrons dans le canal et dans la barrière en fonction de la polarisation. La densité d'électrons dans la barrière a été déterminée par la différence de la densité totale mesurée avec la densité d'électrons dans le canal en supposant cette dernière constante ( $n_{s \text{ gaz } 2D} = 7.27 \times 10^{12} cm^{-2}$ ) pour  $V_G > -0.5 V$ .

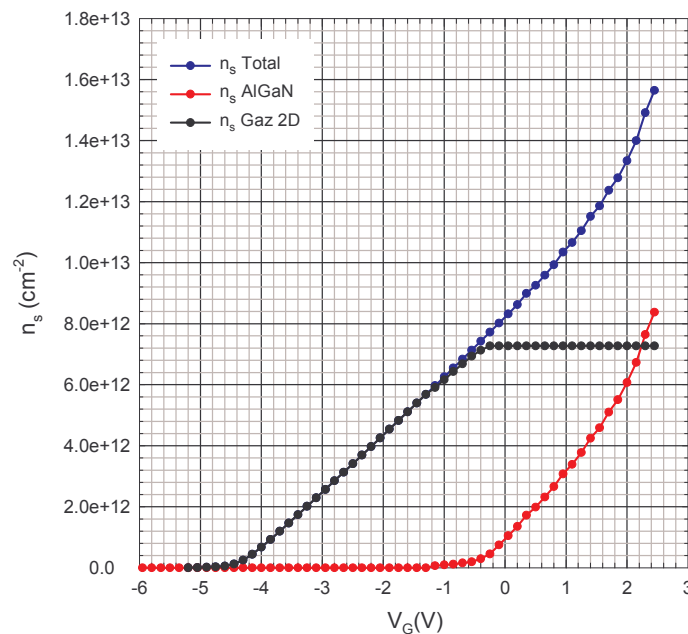


Figure III.15 : Evolution de la densité totale d'électrons mesurée et des densités d'électrons dans le canal et dans la barrière en fonction de  $V_G$  (mesures réalisées à  $f = 500 \text{ MHz}$ , structure I)

La figure III.15 montre qu'il faut intégrer la caractéristique  $C(V)$  jusqu'à  $V_G = 0$  V pour atteindre la valeur de la densité de porteurs donnée par les mesures Hall ( $n_{s \text{ total hall}} = 8.4 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour  $\mu = 1500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ ). A cette polarisation, l'accumulation des électrons dans la barrière est encore très faible devant la densité de porteurs dans le gaz 2D.

En résumé les mesures  $C(V)$  ont montré que cet échantillon ne présente pas d'apparition prématurée de charges dans la barrière comme dans le cas de la structure II. En revanche les mesures  $C(V)$  réalisées à 1 MHz n'ont pu être exploitées à cause d'une part du décalage de la tension de pincement et d'autre part de la forte valeur de la capacité qui localise le gaz 2D dans la barrière.

### • Résultats obtenus sur les transistors de la structure III

Les mesures ont été réalisées à 500 MHz et à 1 GHz sur des transistors possédant deux doigts de grille de 75  $\mu\text{m}$  de largeur, de 2  $\mu\text{m}$  de longueur et des espacements grille-source et grille-drain de 1  $\mu\text{m}$ .

Les résultats  $C(V)$  bruts obtenus à ces deux fréquences sont représentés figure III.16 à titre de comparaison.

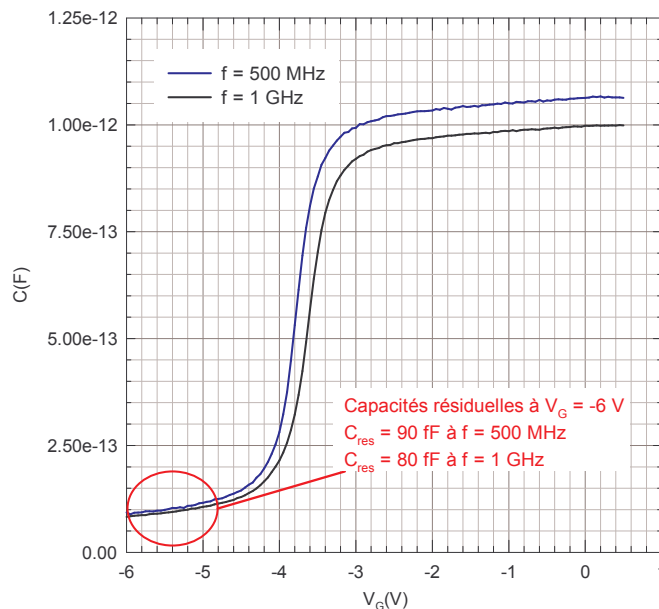


Figure III.16 : Comparaison des caractéristiques  $C(V)$  non corrigées obtenues à 500 MHz et à 1 GHz sur un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  (structure III)

Les deux caractéristiques obtenues ne montrent pas d'accumulation d'électrons dans la barrière comme c'était le cas pour les structures I et II. Les mesures n'ont pas pu être réalisées au-delà de  $V_G = 0.5$  V car l'apparition d'un fort courant de grille en direct court-circuite la capacité

mesurée et la fait chuter brusquement. La figure III.16 montre que la capacité évolue en fonction de la fréquence utilisée pour réaliser les mesures alors que ce n'était pas le cas pour les deux structures précédentes à ces fréquences. La capacité résiduelle est légèrement plus importante à 500 MHz qu'à 1 GHz. Ce phénomène a déjà été observé lors des mesures réalisées à 1 MHz sur les structures I et II où des effets de bord avaient été envisagés à défaut d'autres explications. Le « plateau » lié à la capacité résiduelle est peu marqué, il semble que cette dernière évolue en fonction de la polarisation. Actuellement, Matthieu Werquin, thésard de l'équipe, a constaté sur certains échantillons de GaN épitaxiés sur substrats silicium et carbure de silicium que les paramètres Scattering des lignes d'accès évoluent en fonction de la polarisation appliquée. Des études sont en cours pour expliquer ce phénomène mais comme nous l'avons déjà évoqué, il est probable que l'origine de cet effet soit imputable à des défauts générés lors de la réalisation du MESA (gravure sèche  $\text{SiCl}_4$ ) ou à des défauts intrinsèques au « buffer » GaN. Des analyses de type XPS seraient utiles afin de déterminer les différents constituants présents dans le « fond » de gravure. Ce type d'analyse permettrait d'identifier l'origine du problème qui engendre des effets néfastes sur le comportement hyperfréquence du composant et d'y remédier.

Les capacités résiduelles ont été retranchées des caractéristiques mesurées et les résultats sont présentés figure III.17.

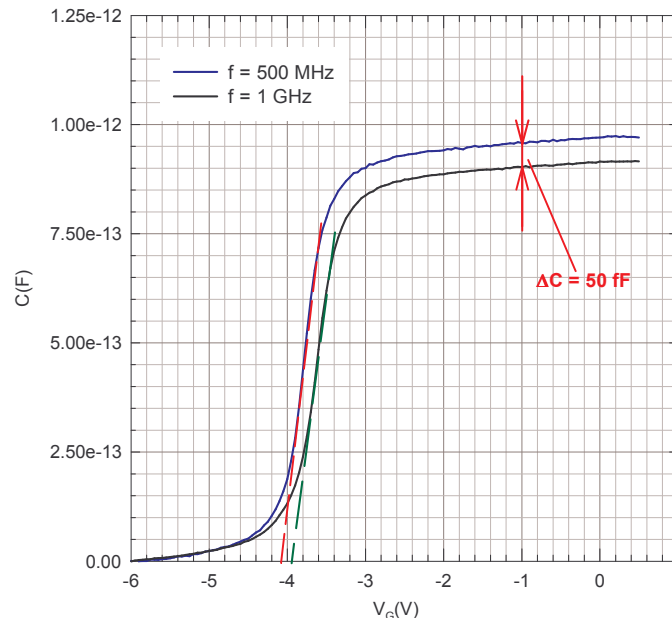


Figure III.17 : Comparaison des caractéristiques  $C(V)$  corrigées obtenues à 500 MHz et à 1 GHz sur un transistor  $2 \times 75 \times 2 \mu\text{m}^2$  (structure III)

A  $V_G = -1 \text{ V}$  la capacité issue des mesures  $C(V)$  à 500 MHz est plus importante que celle issue des mesures à 1 GHz d'environ  $50 \text{ fF}$ . On retrouve le même phénomène que celui observé sur les structures I et II mais ici à beaucoup plus hautes fréquences. A  $V_G = -1 \text{ V}$  les capacités issues des

mesures à 500 MHz et 1 GHz sont respectivement égales à  $0.96$  et  $0.9$  pF. Ces valeurs ont été relevées sur la partie des caractéristiques  $C(V)$  la plus « plate » dont la variation est quasi linéaire. Cette variation linéaire peut être attribuée à un décalage du profil de la densité de porteurs au fur et à mesure que le canal se remplit comme dans le cas de la structure II (cf. figure III.18). Cette zone des caractéristiques représente en toute logique la capacité formée par le gaz d'électrons bidimensionnel. De ces valeurs et à partir de la relation III.12, nous pouvons déduire la distance inter armatures de la capacité à 500 MHz et à 1 GHz, et nous obtenons respectivement  $259$  et  $277$  Å. Ces calculs ont été effectués en prenant  $\epsilon_s = 8.3 \times 10^{-11}$  F.m<sup>-1</sup> sachant que la barrière présente une couche d'AlGaN d'épaisseur  $300$  Å pour un pourcentage d'aluminium de 25 % et d'une couche de GaN en surface de  $10$  Å. Nous avons supposé la constante diélectrique du GaN égale à celle de l'AlGaN étant donné sa faible épaisseur. Dès lors, les résultats montrent que le gaz 2D se trouve non pas à l'interface AlGaN/GaN mais dans la barrière. Ce phénomène, déjà évoqué, est accentué en basse fréquence (500 MHz). De plus, comme la capacité est plus importante à la fréquence la plus basse, la densité de porteurs est alors plus importante ce qui implique un meilleur confinement des porteurs et donc un profil de la densité de porteurs plus étroit. Par conséquent, même si le gaz d'électrons se trouve à l'interface il est peu probable que les fonctions d'onde des électrons du gaz 2D s'étendent aussi loin dans la barrière, d'autant plus que cet effet d'étalement devrait être moins important en basse fréquence. Pour illustrer cette hypothèse nous avons représenté grossièrement figure III.18 les profils de densité de porteurs dans le gaz 2D pour deux valeurs de densité de porteurs différentes.

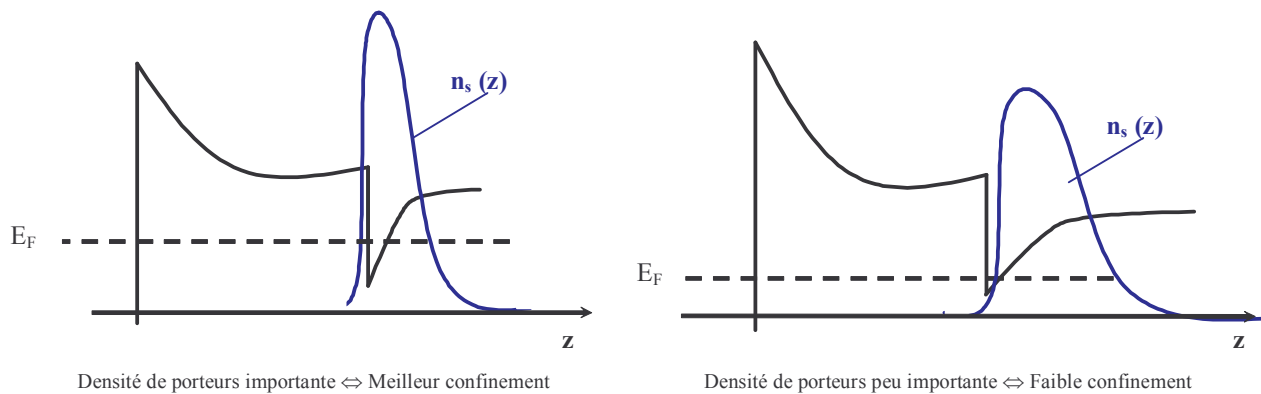


Figure III.18 : Représentation grossière du profil de la densité de porteurs dans le canal pour deux valeurs de densités de porteurs différentes.

Nous en concluons que la capacité mesurée dont nous avons attribué l'origine au gaz 2D n'est pas justifiée. Il est possible qu'une capacité parasite générée par des centres profonds se trouve en parallèle avec celle liée au gaz 2D et vienne accroître la capacité résultante. Le développement d'un modèle physique incluant la présence de centres profonds associée à des simulations

Schrödinger – Poisson permettraient de vérifier cette hypothèse. De plus, le contact de source n'étant pas très ohmique sur cette couche, il est susceptible de modifier la valeur de la capacité mesurée en fonction de la fréquence.

En résumé, nous n'avons pas utilisé les résultats des mesures  $C(V)$  pour calculer la densité de porteurs dans le canal à cause des phénomènes rencontrés. La capacité résiduelle évolue en fonction de la polarisation alors que cela n'était pas le cas pour les autres structures. Nous retiendrons seulement de ces mesures que la valeur de la capacité obtenue sur cet échantillon dépend de la fréquence même entre 500 MHz et 1 GHz alors que cela n'était pas le cas pour les structures I et II.

#### • Résultats obtenus sur les transistors de la structure IV

Les mesures ont été réalisées à 1 MHz, 500 MHz et 1 GHz sur des transistors possédant deux doigts de grille de  $75 \mu\text{m}$  de largeur, de  $2 \mu\text{m}$  de longueur et des espacements grille-source et grille-drain de  $1 \mu\text{m}$ .

Les résultats obtenus à 500 MHz et 1 GHz étant totalement identiques nous présentons seulement les mesures réalisées à 500 MHz que nous comparons à celles obtenues à 1 MHz. Les résultats  $C(V)$  bruts obtenus à ces deux fréquences sont représentés figure III.19 à titre de comparaison.

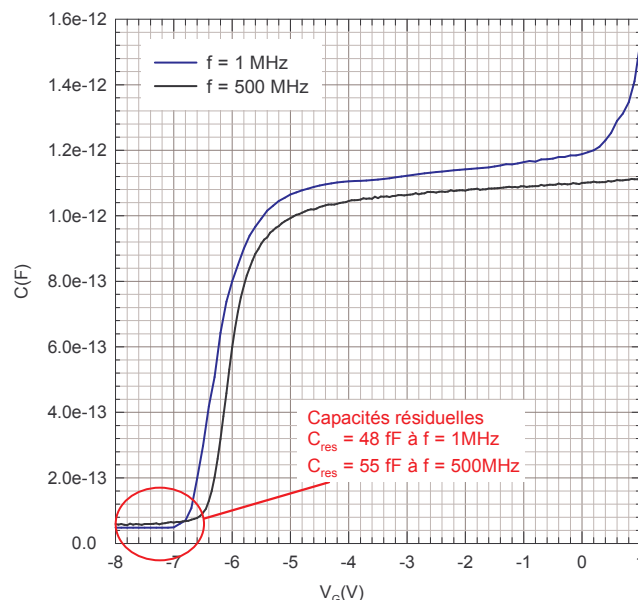


Figure III.19 : Comparaison des caractéristiques  $C(V)$  non corrigées obtenues à 1 et 500 MHz sur un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$  (structure IV)

La capacité résiduelle obtenue à 1 et 500 MHz est légèrement différente soit 48 et 55 fF respectivement. Comme nous l'avons évoqué pour les autres structures, nous attribuons cette légère

différence à des défauts situés sous les lignes d'accès c'est à dire soit des défauts intrinsèques au « buffer » GaN soit des défauts formés lors de la gravure MESA permettant l'isolation entre les composants. La figure III.20 montre les caractéristiques  $C(V)$  obtenues après avoir retranché la capacité résiduelle à chacune des mesures brutes.

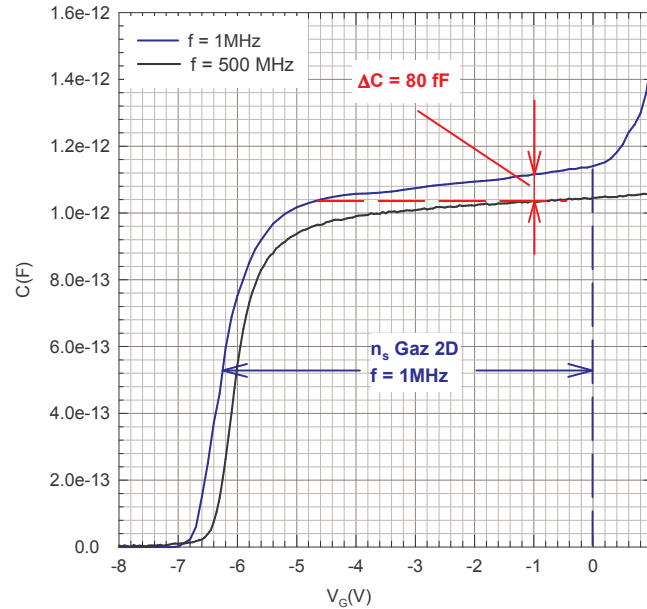


Figure III.20 : Comparaison des caractéristiques  $C(V)$  corrigées obtenues à 1 et 500 MHz sur un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$  (structure IV)

Pour  $-4.5 < V_G < 0$  V et pour les deux fréquences, la capacité augmente linéairement ce qui, comme pour les structures II et III, peut être attribué au décalage du profil de la densité de porteurs au fur et à mesure que le canal se remplit d'électrons (cf. figure III.18). A partir des valeurs de capacité à  $V_G = 0$  V, nous obtenons pour 1 et 500 MHz les distance inter armatures respectivement égales à 221 et 236 Å en prenant  $\epsilon_s = 8.25 \times 10^{-11} \text{ F.m}^{-1}$  sachant que la barrière d'AlGaIn présente un pourcentage d'aluminium de 36 %. L'épaisseur totale de la barrière étant de 200 Å, il semble alors que pour les deux fréquences le gaz 2D se trouve quasiment à l'interface AlGaIn/GaN. La barrière d'AlGaIn étant non dopée, les contacts de drain et de source présentent une résistance élevée et ne sont pas parfaitement ohmiques. Dès lors, ces contacts forment une capacité placée en série avec la capacité formée par le gaz 2D. La résultante de l'ensemble forme une capacité mesurée plus petite que celle qui aurait été obtenue sans la capacité série, ce qui peut expliquer le léger décalage de 20 Å du gaz 2D à l'hétérojonction vis-à-vis de l'épaisseur visée de la barrière. D'autre part, le fait que la capacité mesurée à 1 MHz soit plus importante que celle mesurée à 500 MHz pourrait être dû à des centres profonds qui, ionisés, forment une capacité parallèle à celle formée par le gaz 2D (effet évoqué pour les structures précédentes). Leurs effets ne seraient alors visibles qu'en basse fréquence où les variations de tensions sont beaucoup plus lentes que le temps nécessaire à ces

pièges pour s'ioniser. Sur la caractéristique  $C(V)$  mesurée à 1 MHz, nous constatons qu'à partir de  $V_G = 0$  V la caractéristique « décolle » brusquement alors qu'à 500 MHz la variation de la capacité reste linéaire. Cette augmentation brutale de la capacité est très étrange car la barrière est non intentionnellement dopée. Cet effet peut être lié à la présence de centres profonds dans la barrière. Dans notre cas, il semblerait que ces centres profonds ne soient pas localisés au même endroit que ceux responsables de l'augmentation de la capacité sur toute la plage de tension à basse fréquence.

Enfin, nous constatons encore le décalage de la tension de pincement comme sur les autres structures mais nous n'avons pas d'explication à donner à ce phénomène. Les résultats  $C(V)$  obtenus aux deux fréquences n'étant pas très conventionnels, nous n'avons pas déterminé la densité de porteurs afin d'éviter les erreurs d'appréciation.

En conclusion, les mesures  $C(V)$  ont permis de confirmer l'ancrage du niveau de Fermi sur les deux structures MESFET et la structure II. Nous avons pu comparer les densités de porteurs données par les mesures  $C(V)$  avec celles données par effet Hall ainsi que les mobilités. Nous avons émis plusieurs hypothèses afin d'expliquer ces écarts comme, notamment, la précision des mesures Hall fonction des états de surface. Les mesures  $C(V)$  ont également permis de soulever un grand nombre de questions comme l'impact du « buffer » GaN après gravure sur la qualité des lignes d'accès, la possibilité de présence de centres profonds dans les échantillons et le décalage de la tension de pincement qui reste inexpliqué aujourd'hui. Après ces différentes analyses, il apparaît indispensable de confronter les résultats obtenus à partir des  $C(V)$  en fonction de la fréquence à un modèle physique complet incluant les effets de pièges associés à des simulations Schrödinger – Poisson afin d'aider à la compréhension des phénomènes physiques.

### **III.2 Analyses expérimentales du courant dans les diodes grille-source et grille-drain**

Les mesures ont été réalisées sur les structures HEMT I, II, III et IV. Le but est de quantifier les différents effets intervenant dans les diodes Schottky en essayant de leurs attribuer une origine physique plausible. Nous montrerons également la méthode d'extraction des résistances d'accès en régime statique qui nous ont permis de calculer précédemment la mobilité des électrons sous la grille des transistors de la structure II. Les systèmes de mesures permettant d'étudier le courant dans les diodes grille-source et grille-drain tout en réalisant les mesures nécessaires à l'extraction des résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$  est schématisé figure III.21.



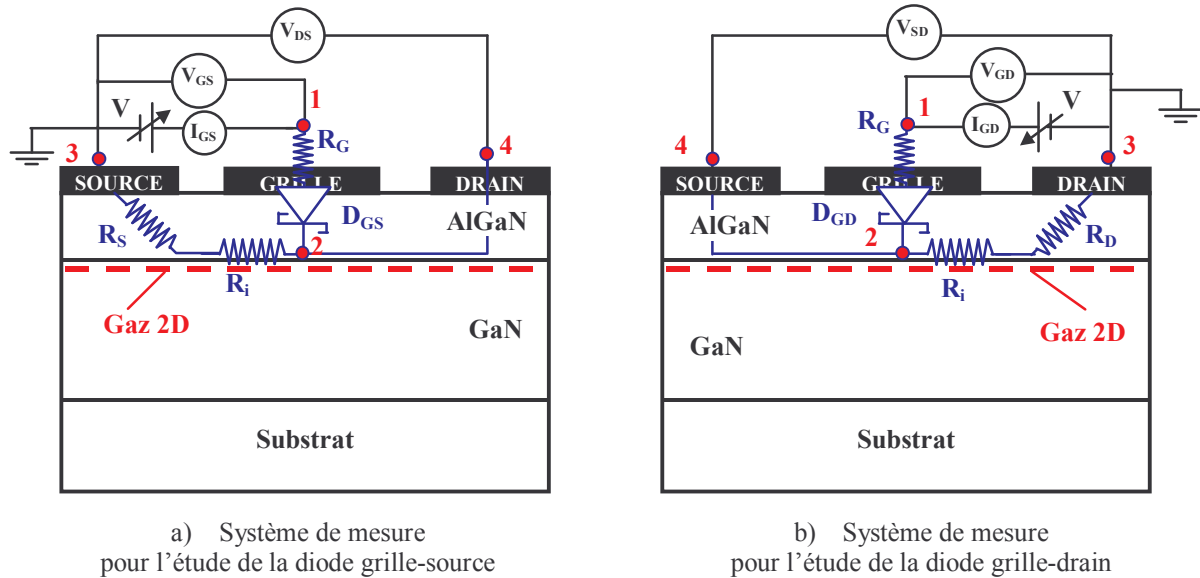


Figure III.21 : Synoptiques des deux systèmes de mesure utilisés pour étudier les diodes grille-source et grille-drain, et pour extraire les résistances d'accès  $R_S$  et  $R_D$ .

Le chemin parcouru par le courant à travers la structure de la source à la grille sous l'effet de la polarisation  $V$  est représenté par l'association en série d'une résistance  $R_S$  et d'une résistance  $R_i$ . [20]. La première englobe la résistance du contact ohmique ainsi que celle de la structure dans l'espace libre grille-source et la deuxième représente la résistance du canal sur la demi-longueur de la grille. Le même raisonnement peut être fait pour la jonction grille-drain.

La méthode de mesure permettant l'étude de la diode grille-source est équivalente à celle utilisée pour étudier la diode grille-drain, seul le point de référence change. Dans le premier cas le point de référence est le contact de source et dans le deuxième cas c'est le contact de drain. Pour cette raison, nous développerons essentiellement la méthode de mesure de la diode grille-source.

Pour réaliser la mesure des tensions drain-source ( $V_{DS}$ ) et grille-source ( $V_{GS}$ ), du courant  $I_{GS}$  et pour polariser la grille du composant, une alimentation HP 4142B est utilisée. Cette alimentation pilotée par le logiciel HP ICCAP, permet de mesurer les courants et les tensions avec une très grande précision. Cette alimentation est constituée de trois modules séparés qui présentent des caractéristiques techniques identiques et très performantes (gamme en courant : 20 fA-1 A, gamme en tension : 40  $\mu$ V-200 V).

Sous l'effet de la polarisation directe  $V$ , le courant  $I_{GS}$  circule de la grille à la source en passant par les points 1, 2 et 3. Comme un voltmètre est placé entre le drain et la source (circuit ouvert), quasiment aucun courant ne circule entre les points 2 et 4. Par conséquent, la mesure de la tension au point 4 ( $V_{DS}$ ) équivaut à la mesure de la tension au point 2. Dès lors, l'évolution du courant  $I_{GS}$  en fonction de  $V_{DS}$  donne une droite (si le contact de source est ohmique) dont l'inverse

de la pente vaut  $R_S + R_i$ . Pour extraire la résistance  $R_S$ , il suffit de retrancher la résistance  $R_i$  que nous supposons être très approximativement égale à la moitié de la résistance du canal soit

$$R_i = \frac{R_C}{2} = \frac{R_{\square} L_G}{2W_G} \quad (\text{III.15})$$

où  $L_G$  et  $W_G$  sont respectivement la longueur et la largeur de grille et  $R_{\square}$  la résistance carrée de l'échantillon.

Nous allons tout d'abord présenter les résultats en polarisation directe obtenus sur différentes géométries de transistors. Quelques résultats seront ensuite fournis en polarisation inverse. A partir des relations II.5 à II.14, des ajustements numériques ont été réalisés afin de quantifier les différents phénomènes de conduction dans les diodes Schottky.

### III.2.1 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure I.

#### ➤ Diodes en direct

Pour réaliser cette étude les montages de la figure III.21 ont été réalisés. Nous avons représenté figure III.22 un exemple de caractéristique  $I(V)$  de diode grille-source d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ .

La diode grille-source a pu être polarisée suffisamment en direct sans détérioration du composant afin de pouvoir extraire la résistance série de la diode  $R_{s \text{ diode}}$  (à ne pas confondre avec la résistance d'accès source  $R_S$  du transistor). Cette résistance dont la valeur est  $129 \Omega$  correspond à l'inverse de la pente dans la zone linéaire de la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  comme le montre la figure III.22.a. Une pseudo tension de seuil  $V_{seuil}$  de  $2.18V$  peut être déduite de cette caractéristique en extrapolant la partie linéaire jusqu'à l'axe des abscisses. Cette valeur est largement plus importante que celle obtenue sur une diode à base de silicium où de GaAs dont la valeur moyenne est de 0.6 à 0.7 V [30]. Dès lors, les diodes à base de GaN devraient résister à des tensions en direct beaucoup plus élevées que celles réalisées sur GaAs et Si. Pour cette raison, les diodes GaN au même titre que les diodes SiC présentent tous les avantages d'une diode de protection utilisée pour protéger les circuits de télécommunication susceptibles d'être endommagés par des ondes électromagnétiques de fortes puissances.

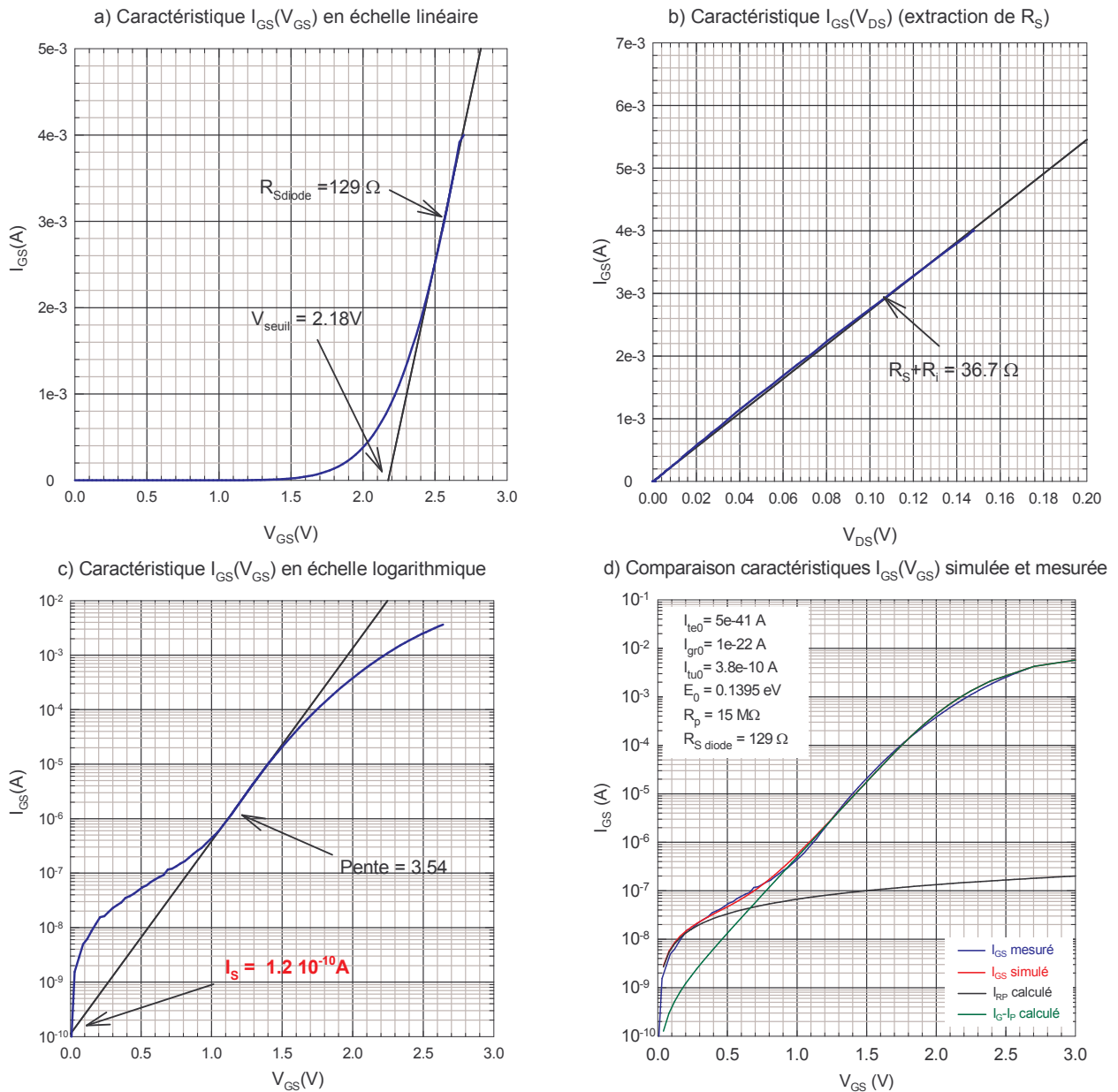


Figure III.22 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée. (Transistors  $2 \times 50 \times 0.15 \mu m^2$ , structure I)

La figure III.22.b montre la caractéristique  $I_{GS}(V_{DS})$ , obtenue dans les conditions de la figure III.21.a, dont l'inverse de la pente permet d'extraire la résistance d'accès  $R_S$  de la source du transistor dont la valeur est  $36.3 \Omega$ . Pour cette géométrie de transistor ( $2 \times 50 \times 0.15 \mu m^2$ ), la résistance  $R_i$  calculée à partir de la relation III.15 vaut  $0.375 \Omega$  sachant que  $R_{\square} = 500 \Omega/\square$ . La valeur de la résistance  $R_S$  obtenue est très importante et présente un facteur dix si on l'a comparé à celle mesurée sur un transistor de même géométrie mais issu d'une technologie GaAs [30, 31]. Cette forte valeur par rapport à celle d'une technologie GaAs est, d'une part, liée au très faible dopage de la barrière,

de l'absence de cap layer et d'autre part, à la moins bonne mobilité des électrons dans le GaN comparativement au GaAs (facteur 10).

La figure III.22.c représente la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct de la diode grille-source en échelle logarithmique. La droite de régression passant par la partie linéaire de la courbe permet d'en déduire le coefficient d'idéalité  $\eta$  de la diode (relation III.16) et le point d'intersection de la droite avec l'axe des ordonnées donne le courant de saturation  $I_S$  (cf. relation II.9 et II.10 du paragraphe II.4).

$$\eta \approx \frac{q}{2.3k_B T} \frac{1}{\text{pente}} \approx \frac{40}{2.3 \text{ pente}} \quad (\text{III.16})$$

Comme nous l'avons déjà évoqué, dans le cas d'une émission thermoïonique, le coefficient d'idéalité est normalement proche de l'unité.

A partir de la relation III.17 et de la valeur du courant de saturation, la tension de built-in peut être extraite.

$$V_b = -\frac{k_B T}{q} \ln\left(\frac{I_s}{A^* T^2 S}\right) \quad (\text{III.17})$$

Si la diode présente un comportement thermoïonique presque pur, c'est à dire pour  $\eta$  voisin de l'unité, la hauteur de barrière  $\phi_b$  peut être déduite du produit  $\eta V_b$ . En revanche, cette diode montre un coefficient d'idéalité élevé qui atteint 4.9. Dès lors, la détermination de la hauteur de barrière par la méthode citée n'est pas concevable. D'autres phénomènes de conduction que l'effet thermoïonique sont présents dans cette diode que nous allons quantifier par une procédure d'ajustement numérique (« FIT ») en utilisant les relations II.5 à II.14.

Les résultats de ces simulations sont présentés figure III.22.c. La caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  simulée (courbe en rouge) coïncide très bien avec celle issue des mesures.

L'effet de la résistance parallèle  $R_P$  dont la valeur est  $15 M\Omega$  est visible à faible  $V_{GS}$  (courbe en noir). Comme nous l'avons déjà évoqué au paragraphe II.1.1.4, cette résistance est imputable à un effet tunnel à l'interface métal-semiconducteur assisté par des défauts ou à une conduction en surface par des défauts. Dans ce dernier cas, son effet peut être éradiqué ou au moins atténué grâce à un procédé de passivation adéquat ( $Si_3N_4$  + conditions de dépôts à optimiser) précédé d'un traitement de surface efficace (traitement chimique au  $(NH_4)_2S_x$  par exemple) [22, 23]. Nous avons montré que les diodes GaN présentent un ancrage du niveau de Fermi qui implique la présence d'états de surface en forte densité et, par conséquent, renforce les hypothèses de la conduction en surface et/ou la probabilité de l'effet tunnel à l'interface métal-semiconducteur.

La courbe  $I_{GS}$ - $I_{RP}$  correspond au courant  $I_{GS}$  simulé auquel le courant dans la résistance parallèle  $I_{RP}$  a été retranché. Ce courant représente la contribution des effets thermoïonique, tunnel et de recombinaison. Les différents paramètres associés à ces effets donnant le meilleur ajustement à la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  sont listés ci-après :

- Courant de saturation thermoïonique  $I_{te0} = 5 \times 10^{-41} A$ .
- Courant de saturation de recombinaison  $I_{gr0} = 1 \times 10^{-22} A$ .
- Courant de saturation tunnel  $I_{tu0} = 3.8 \times 10^{-8} A$ .
- Degré de transparence de la barrière à l'effet tunnel  $E_0 = 0.1395 eV$ .
- Résistance parallèle  $R_P = 15 M\Omega$ .
- Résistance série de la diode  $R_{Sdiode} = 129 \Omega$ .

La valeur de la résistance série de la diode ayant donnée le meilleur ajustement (effets visibles à fort  $V_{GS}$ ) correspond exactement à la valeur extraite des mesures. En revanche, parmi les trois effets hormis l'effet de la résistance parallèle, on constate que l'effet tunnel est largement prépondérant devant l'effet thermoïonique qui est pratiquement inexistant. En second, le courant de recombinaison a également un impact non négligeable. Le courant de recombinaison est assisté par des centres recombinants situés dans le gap du matériau ce qui conforte l'hypothèse de la présence de centres profonds émise à l'issue de l'analyse des phénomènes rencontrés lors des mesures  $C(V)$ . Il est bien évident que l'effet thermoïonique existe mais il est négligeable par rapport aux autres effets. A présent, ayant déterminé l'effet physique prépondérant originaire du courant de grille, il reste à déterminer si cet effet tunnel est assisté par des défauts, assisté thermiquement ou bien les deux. L'effet tunnel pur n'a pas été évoqué pour la simple et bonne raison qu'en polarisation directe l'épaisseur de la barrière en terme d'énergie augmente, ce qui, en toute logique, limite fortement cet effet [32].

La détermination de la nature de l'effet tunnel assisté thermiquement ou assisté par des défauts peut être effectuée en analysant le terme  $E_0$  qui, à partir des relations III.18 et III.19, donne le dopage de la couche. Ce paramètre est caractéristique du volume du semiconducteur soit de l'AlGaIn. Etant donné que  $E_0$  ne tient compte que de l'effet tunnel pur ou assisté thermiquement, il est évident que si la valeur du dopage  $N_D$  ne rentre en aucun cas dans la fourchette donnée par les épitaxistes, l'origine de l'effet tunnel pourrait être alors imputable à un effet tunnel assisté par des défauts.

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{k_B T}\right) \quad (III.18)$$

et

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m_n^*}} \quad (\text{III.19})$$

Les relations III.18 et III.19 ont été déterminées pour un modèle de structure présentant sous le métal de grille un semiconducteur homogène. Hors, la barrière de la structure I est constituée d'une couche de GaN non intentionnellement dopée de 30 Å d'épaisseur suivit de 32 Å d'Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N non intentionnellement dopé, de 180 Å d'Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N dopé entre 1x10<sup>18</sup> et 5x10<sup>18</sup> cm<sup>-3</sup> et enfin de 32 Å d'Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N non intentionnellement dopé. Par conséquent toute l'épaisseur de la barrière est loin d'être homogène. Malgré cela, nous avons décidé de déterminer le dopage N<sub>D</sub> à partir des relations III.18 et III.19. Le calcul a été réalisé en utilisant la masse effective des électrons et la constante diélectrique dans l'Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N et à titre de comparaison un deuxième calcul a été effectué en prenant les paramètres du GaN afin de quantifier l'influence de ces paramètres sur le dopage. A partir des valeurs de la masse effective des électrons et de la constante diélectrique du GaN et de l'AlN (*cf. tableau II.4 du chapitre I*), en utilisant une loi linéaire on obtient

- Masse effective des électrons dans GaN : 1.8219x10<sup>-31</sup> kg
- Masse effective des électrons dans Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N : 2.4505x10<sup>-31</sup> kg
- Constante diélectrique de l'Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N : 8.3097x10<sup>-11</sup>Fm<sup>-1</sup>
- Constante diélectrique de GaN : 8.4115x10<sup>-11</sup>Fm<sup>-1</sup>

Pour E<sub>0</sub> = 0.1395 eV, la relation III.18 donne E<sub>00</sub> = 0.13952 eV. Dès lors en prenant les paramètres physiques de l'Al<sub>0,23</sub>Ga<sub>0,77</sub>N puis du GaN, le dopage N<sub>D</sub> atteint respectivement 1.06x10<sup>20</sup> et 1.43x10<sup>20</sup> cm<sup>-3</sup>. Ces valeurs de dopage sont très importantes et sont totalement incohérentes avec les valeurs de dopage des différentes couches qui composent la barrière. Par conséquent, cette constatation nous permet de penser que l'effet tunnel est principalement un effet tunnel assisté par des défauts. Ces derniers seraient probablement situés proche de l'interface métal-GaN ou même à l'interface. Dans ce dernier cas, un traitement de surface approprié avant la réalisation du contact Schottky permettrait de limiter le nombre de défauts et par la suite cet effet tunnel. Cet effet est très handicapant car il augmente considérablement le courant de grille, et peut, par conséquent, provoquer un claquage prématuré du transistor en régime de grand signal.

Plusieurs composants de géométries différentes ont été mesurés et l'ensemble des résultats obtenus sont résumés dans le tableau II.7.

Diodes	Origines	Paramètres	2x250x0.5 $\mu\text{m}^2$	2x150x0.5 $\mu\text{m}^2$	2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$	2x50x0.15 $\mu\text{m}^2$
			$L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1.5\mu\text{m}$	$L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1.5\mu\text{m}$	$L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1.5\mu\text{m}$	$L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1.5\mu\text{m}$
GRILLE-SOURCE	MESURES	$V_{\text{seuil}}$ (V)	2.05	2.08	2.17	2.18
		$R_S$ diode mesuré ( $\Omega$ )	56.5	159	125	129
		$R_S$ ( $\Omega$ )	7.44	15.1	40.5	36.7
		$\eta$	7.8	7.8	5.15	4.9
		$I_{S_{GS}}$ mesuré (A)	$6 \times 10^{-9}$	$1.1 \times 10^{-8}$	$1.8 \times 10^{-10}$	$1.2 \times 10^{-10}$
	SIMULATIONS	$R_P$ (M $\Omega$ )	1.5	1.4	27	14
		$R_S$ diode simulé ( $\Omega$ )	50	100	150	129
		$I_{te0}$ (A)	$3.5 \times 10^{-44}$	$4 \times 10^{-41}$	$8 \times 10^{-40}$	$5 \times 10^{-41}$
		$I_{gr0}$ (A)	$2 \times 10^{-21}$	$2 \times 10^{-25}$	$1.5 \times 10^{-21}$	$1 \times 10^{-22}$
		$I_{tu0}$ (A)	$1.3 \times 10^{-8}$	$6.5 \times 10^{-9}$	$6.5 \times 10^{-10}$	$3.8 \times 10^{-10}$
		$E_0$ (eV)	0.171	0.183	0.147	0.1395
		$N_D$ calculé ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.59 \times 10^{20}$	$1.82 \times 10^{20}$	$1.18 \times 10^{20}$	$1.06 \times 10^{20}$
	GRILLE-DRAIN	MESURES	$V_{\text{seuil}}$ (V)	2.06	2.08	2.05
$R_S$ diode mesuré ( $\Omega$ )			58	167	172	136
$R_D$ ( $\Omega$ )			8.2	14	43	46.6
$\eta$			6.44	8	5.5	5.1
$I_{S_{GD}}$ mesuré (A)			$8 \times 10^{-9}$	$1.8 \times 10^{-8}$	$4 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-10}$
SIMULATIONS		$R_P$ (M $\Omega$ )	3.5	1.9	32	17
		$R_S$ diode simulé ( $\Omega$ )	48	100	150	135
		$I_{te0}$ (A)	$3.6 \times 10^{-43}$	$4.2 \times 10^{-41}$	$7.7 \times 10^{-40}$	$5 \times 10^{-42}$
		$I_{gr0}$ (A)	$2 \times 10^{-21}$	$2.2 \times 10^{-25}$	$1.5 \times 10^{-21}$	$1 \times 10^{-22}$
		$I_{tu0}$ (A)	$1.3 \times 10^{-8}$	$7 \times 10^{-9}$	$6.8 \times 10^{-10}$	$5.8 \times 10^{-10}$
		$E_0$ (eV)	0.17	0.183	0.148	0.146
		$N_D$ calculé ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.57 \times 10^{20}$	$1.82 \times 10^{20}$	$1.19 \times 10^{20}$	$1.16 \times 10^{20}$

Tableau III.7 : Récapitulatif de tous les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur les diodes grille-source et grille-drain des transistors de la structure I.

Il semble que la tension de seuil obtenue ne soit pas dépendante de la géométrie du composant. Par contre, ceux qui n'ont pas été polarisés suffisamment en direct pour atteindre la zone linéaire de la caractéristique, admettent des tensions de seuil plus faibles. Cette hypothèse est confirmée par le fait que les valeurs des résistances séries des diodes mesurées sont plus importantes que celles issues des simulations. Les différentes valeurs de ces résistances montrent que plus le développement ou la longueur de la grille sont importants, plus la résistance série est faible. Pour les résistances d'accès du transistor  $R_S$  et  $R_D$ , une loi d'échelle en fonction du développement apparaît ce qui est cohérent. On note également que le coefficient d'idéalité des

diodes obtenu à partir des mesures est plus important pour les grands développements. Dans le même ordre d'idée, les résultats de simulation montrent que le courant de saturation de la composante tunnel est plus important pour les grandes géométries ce qui, encore une fois, est cohérent car la surface de la diode est plus grande. Comme nous l'avons déjà évoqué, le principal phénomène de conduction dans ces diodes Schottky est l'effet tunnel assisté par des défauts proches de l'interface qui masque entièrement la composante thermoïonique et le deuxième effet non négligeable est la composante recombinaison. Ces effets se retrouvent sur toutes les géométries. Enfin, certains composants présentent des résistances parallèles  $R_P$  différentes suivant la diode considérée. Ces différences renforcent l'idée que  $R_P$  est principalement liée à une conduction en surface.

### ➤ Diodes en inverse

Les mesures des diodes en polarisation inverse ont montré que le courant varie en fonction de la polarisation de la même manière que le courant traversant une résistance. En polarisation inverse l'épaisseur de la barrière diminue en terme d'énergie favorisant ainsi les effets tunnels. A ce dernier se rajoute bien évidemment le courant dans la résistance parallèle et les composantes thermoïonique et de génération. Il est difficile d'identifier ces différentes composantes et pour cette raison nous n'avons pas insisté d'avantage sur cette étude. Un exemple de caractéristique  $I_{GD}(V_{GD})$  en inverse est présenté figure III.23 montrant la tenue de la diode jusqu'à  $V_{GS} = -30$  V.

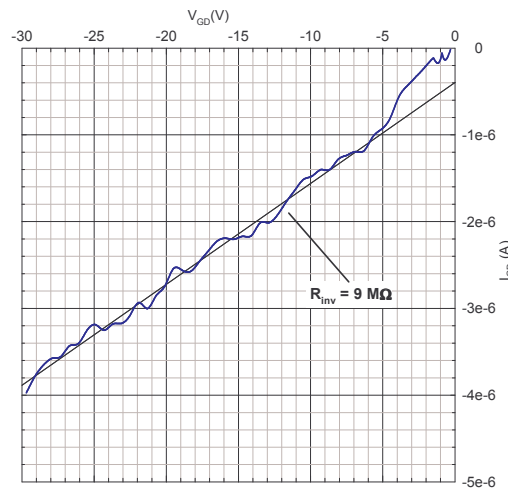


Figure III.23 : Caractéristique  $I_{GD}(V_{GD})$  en inverse d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$  (structure I)

## III.2.2 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure II.

### ➤ Diodes en direct

Les composants étudiés sur cet échantillon présentent le même développement de grille soit deux doigts de  $50 \mu\text{m}$  mais de longueurs différentes soit  $0.5$ ,  $1.5$  et  $2 \mu\text{m}$ . Tous ces transistors ont



des distances grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Un exemple de caractéristique  $I(V)$  de diode grille-source d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  est présenté figure III.24.

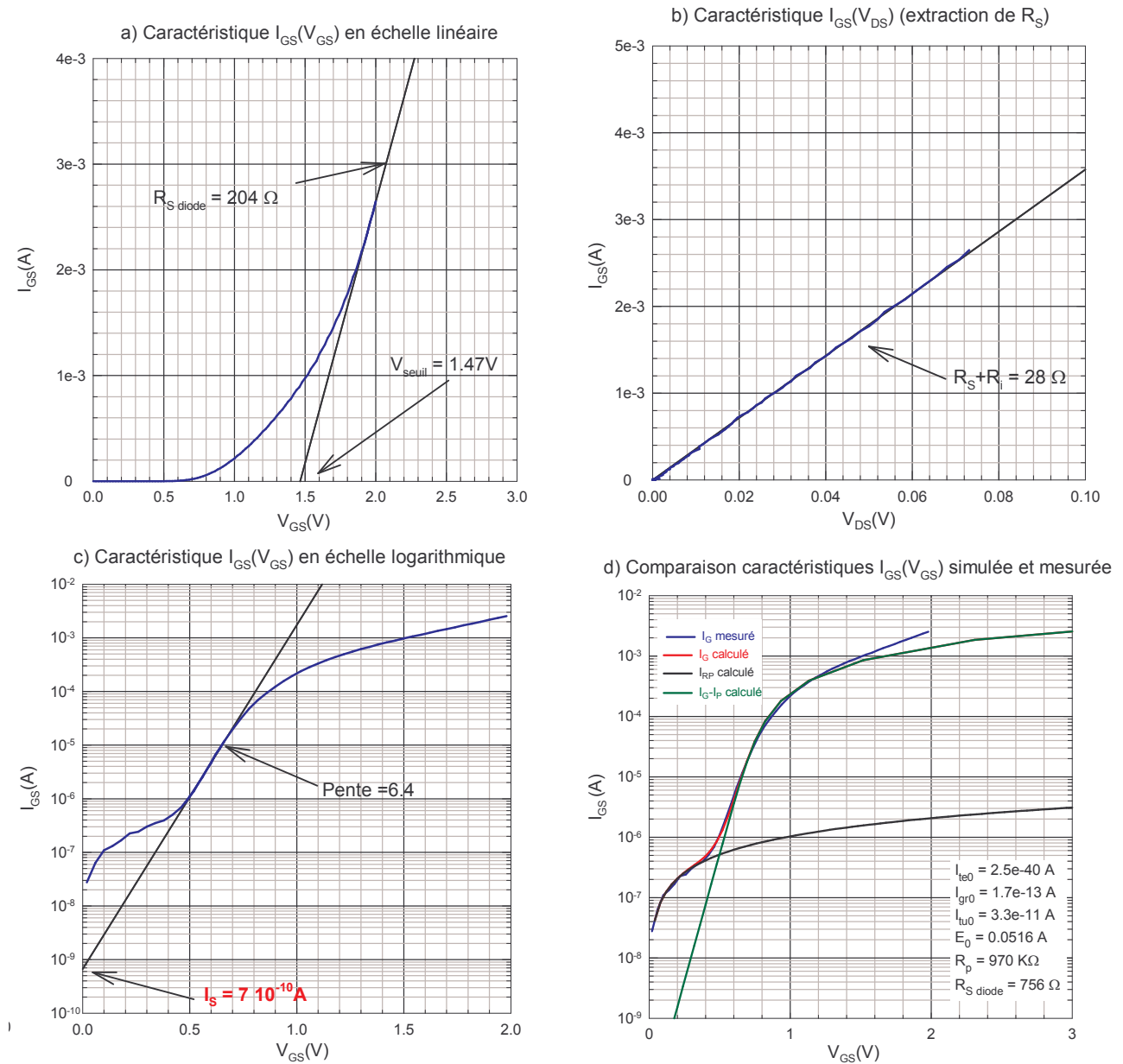


Figure III.24 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée. (Transistors  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure II)

Etant donné que le courant  $I_{GS}$  devient important à  $V_{GS} = 0.7 \text{ V}$ , il n'a pas été possible de polariser suffisamment la diode de manière à extraire de façon précise la résistance série de la diode. Malgré cela, nous avons déterminé la tension de seuil, qui est une donnée très approximative mais qui permet, en outre, de comparer les caractéristiques de cette diode à celles issues des transistors de la structure I. La tension de seuil obtenue atteint tout juste  $V_{seuil} = 1.47 \text{ V}$  alors que pour la structure I elle atteint  $V_{seuil} = 2.2 \text{ V}$ . Cette différence peut être attribuée à la couche de GaN en surface de l'échantillon I dont la fonction est de rehausser la barrière [33]. De plus la barrière

d'AlGaN de la structure I est composée de 23 % d'aluminium alors que la barrière d'AlGaN de la structure II est composée seulement de 10 % d'aluminium. Cette différence peut également être à l'origine de la différence de hauteur de barrière. Sans états de surface la hauteur de barrière est définie comme la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semiconducteur. Cependant comme l'affinité électronique de l'AlGaN diminue avec l'augmentation du pourcentage d'aluminium, la théorie montre que la hauteur de barrière est d'autant plus importante que le pourcentage d'aluminium est grand. Par conséquent, en considérant que les diodes de la structure II ont une hauteur de barrière moins importante que celles de la structure I, il est évident que pour une même polarisation intrinsèque en direct (assez importante), le courant de grille sera plus important dans les diodes issues de la structure II.

La résistance d'accès de source  $R_S$  obtenue à partir de la figure III.24.b atteint  $25.85 \Omega$  pour cette géométrie de transistor ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ ), la résistance  $R_i$  calculée à partir de la relation III.15 vaut  $2.15 \Omega$  sachant que la résistance carrée de cet échantillon avoisine  $R_{\square} = 860 \Omega/\square$ . La valeur de la résistance  $R_S$  obtenue est moins importante que celle mesurée sur les transistors de la structure I dont la géométrie et la distance grille-source sont identiques. Comme nous avons pu l'observer lors des mesures C(V), les caractéristiques obtenues mettent en évidence l'apparition d'électrons dans la barrière à  $V_{GS} = -2 V$  sur les composants de la structure II contre  $V_{GS} = -0.5 V$  sur ceux de la structure I. Dès lors le dopage de la barrière de la structure II est beaucoup plus important que celui de la structure I ce qui permet d'accroître l'effet tunnel au niveau des contacts ohmiques donc de réduire la valeur des résistances d'accès. Malgré un dopage plus important, la valeur de la résistance d'accès de source ou de drain est toujours plus importante que celle issue d'une technologie GaAs à cause de la faible mobilité des électrons dans le GaN et l'absence d'un « cap layer » dopé.

Le coefficient d'idéalité  $\eta$  déduit de la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  (figure III.24.c) vaut 2.49. Il est deux fois moins important que celui extrait sur les transistors de la structure I mais est toutefois beaucoup trop grand pour que le mécanisme de conduction dans cette diode soit purement de type thermoionique. En toute rigueur la hauteur de barrière n'a donc pu être déterminée par le produit  $\eta V_b$ .

Afin de quantifier les différents phénomènes de conduction, une procédure d'ajustement numérique a été réalisée comme dans le cas précédent, les résultats sont présentés figure III.24.d. La caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  simulée (courbe en rouge) coïncide très bien avec celle issue des mesures (courbe en bleu) jusqu'à  $V_{GS} = 1.2 V$  mais au-delà les deux courbes divergent. Cet effet est lié à la variation de la résistance série de la diode [16]. Cette dernière correspond à la résistance du métal du contact Schottky, à la résistance d'accès de la source, à la moitié de la résistance du canal et à la

résistance de l'AlGa<sub>N</sub> entre l'interface métal-semiconducteur et le canal. L'épaisseur de la zone de charge d'espace de cette dernière portion sous la grille décroît au fur et à mesure que la polarisation en direct augmente engendrant ainsi une diminution de la résistance. Cet effet a pu être négligé sur la structure précédente car la couche barrière d'AlGa<sub>N</sub> est moins dopée (voir C(V)).

La résistance parallèle  $R_P$  dont la valeur est  $970\text{ k}\Omega$  est vingt fois moins importante que celle obtenue avec les transistors de la structure I. Etant donné que la barrière de cet échantillon est beaucoup plus dopée, l'effet tunnel à faible  $V_{GS}$  est plus important. Ceci s'explique par le fait que la barrière est plus étroite ou que la forte densité de défauts en surface favorise le courant de fuite, d'où la diminution de  $R_P$ . La courbe en vert correspond au courant  $I_{GS}$  simulé auquel le courant dans la résistance parallèle  $I_{RP}$  a été retranché. Ce courant représente la contribution des effets thermoïonique, tunnel et de recombinaison. Les différents paramètres associés à ces effets donnant le meilleur ajustement à la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  sont listés ci-après :

- Courant de saturation thermoïonique  $I_{te0} = 2.5 \times 10^{-40}\text{ A}$ .
- Courant de saturation de recombinaison  $I_{gr0} = 1.7 \times 10^{-13}\text{ A}$ .
- Courant de saturation tunnel  $I_{tu0} = 3.3 \times 10^{-11}\text{ A}$ .
- Degré de transparence de la barrière à l'effet tunnel  $E_0 = 0.0516\text{ eV}$ .
- Résistance parallèle  $R_P = 970\text{ k}\Omega$ .
- Résistance série de la diode  $R_{S\text{ diode}} = 756\ \Omega$ .

La valeur de la résistance série ayant donnée le meilleur ajustement (effets visibles à fort  $V_{GS}$ ) ne correspond pas à la valeur extraite des mesures. Pour que la courbe simulée coïncide parfaitement avec celle mesurée à fort  $V_{GS}$ , il aurait fallu intégrer dans notre modèle d'ajustement une résistance série variable en fonction de la polarisation. Cependant, la procédure d'ajustement devenait compliquée et la convergence difficile à réaliser.

D'après les résultats numériques le phénomène prépondérant semble être, comme pour le cas précédent, l'effet tunnel suivi de l'effet de recombinaison. Ces deux effets sont largement plus importants que l'effet thermoïonique qui est pratiquement inexistant. L'effet de recombinaison est plus visible sur cette structure comparativement à la structure I. Cet effet peut être imputé au fort dopage de la barrière.

La détermination de la nature de l'effet tunnel a été réalisée en extrayant le dopage  $N_D$  du terme  $E_{00}$  à partir des relations III.18 et III.19 et des constantes suivantes :

- Constante diélectrique de l' $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$  :  $8.3672 \times 10^{-11}\text{ Fm}^{-1}$
- Masse effective des électrons dans l' $\text{Al}_{0.23}\text{Ga}_{0.77}\text{N}$  :  $2.0952 \times 10^{-31}\text{ kg}$

Pour  $E_0 = 0.0516$  eV, la relation III.18 donne  $E_{00} = 0.04933$  eV, le dopage calculé  $N_D$  atteint  $1.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de dopage est trop importante et ne correspond pas au dopage déterminé par C(V) ( $N_D \approx 2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) et visé par les épitaxistes ( $1 < N_D < 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ). Par conséquent, comme le cas précédent, l'effet tunnel est principalement assisté par des défauts situés proches de l'interface métal-GaN ou même à l'interface (*cf.* interprétation structure I).

Plusieurs composants de géométries différentes ont été mesurés et l'ensemble des résultats obtenus sont résumés dans le tableau III.8.

Diodes	Origines	Paramètres	$2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$	$2 \times 50 \times 1.5 \mu\text{m}^2$	$2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$
			$L_{GS} = 1 \mu\text{m}, L_{GD} = 1 \mu\text{m}$	$L_{GS} = 1 \mu\text{m}, L_{GD} = 1 \mu\text{m}$	$L_{GS} = 1 \mu\text{m}, L_{GD} = 1 \mu\text{m}$
GRILLE-SOURCE	MESURES	$V_{\text{seuil}}$ (V)	1.47	1.25	1.3
		$R_S$ diode mesuré ( $\Omega$ )	204	83	70
		$R_S$ ( $\Omega$ )	25.85	28	26.4
		$\eta$	2.71	2.57	2.56
		$I_{S_{GS}}$ mesuré (A)	$7 \times 10^{-10}$	$2 \times 10^{-9}$	$1.5 \times 10^{-9}$
	SIMULATIONS	$R_P$ (M $\Omega$ )	0.97	0.7	0.9
		$R_S$ diode simulé ( $\Omega$ )	756	350	235
		$I_{te0}$ (A)	$2.5 \times 10^{-40}$	$3 \times 10^{-39}$	$2 \times 10^{-39}$
		$I_{gr0}$ (A)	$1.7 \times 10^{-13}$	$2 \times 10^{-13}$	$4.1 \times 10^{-13}$
		$I_{tu0}$ (A)	$3.3 \times 10^{-11}$	$5 \times 10^{-10}$	$4 \times 10^{-13}$
		$E_0$ (eV)	0.0516	0.059	0.058
		$N_D$ calculé ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.7 \times 10^{19}$	$2.2 \times 10^{20}$	$2.1 \times 10^{20}$
	GRILLE-DRAIN	MESURES	$V_{\text{seuil}}$ (V)	1.45	1.3
$R_S$ diode mesuré ( $\Omega$ )			206	83	80
$R_D$ ( $\Omega$ )			24.15	28.5	26.4
$\eta$			2.82	2.7	2.45
$I_{S_{GD}}$ mesuré (A)			$8 \times 10^{-10}$	$1 \times 10^{-9}$	$1.5 \times 10^{-9}$
SIMULATIONS		$R_P$ (M $\Omega$ )	1	0.65	0.85
		$R_S$ diode simulé ( $\Omega$ )	750	340	230
		$I_{te0}$ (A)	$3 \times 10^{-40}$	$4.6 \times 10^{-39}$	$1 \times 10^{-39}$
		$I_{gr0}$ (A)	$1.65 \times 10^{-13}$	$2.1 \times 10^{-13}$	$4 \times 10^{-13}$
		$I_{tu0}$ (A)	$3.2 \times 10^{-11}$	$3.5 \times 10^{-10}$	$4 \times 10^{-10}$
		$E_0$ (eV)	0.0515	0.054	0.058
		$N_D$ calculé ( $\text{cm}^{-3}$ )	$1.7 \times 10^{19}$	$1.8 \times 10^{19}$	$2.1 \times 10^{20}$

Tableau III.8 : Récapitulatif de tous les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur les diodes grille-source et grille-drain des transistors de la structure II

Les composants montrant des tensions de seuil plus faibles n'ont pas été polarisés suffisamment en direct afin d'atteindre la zone linéaire de la caractéristique. Les valeurs des résistances séries des diodes simulées ont permis d'ajuster le courant de grille jusqu'à  $V_{GS} = 1.2 \text{ V}$  seulement. Au-delà de cette polarisation  $R_{Sdiode}$  diminue, pour cette raison les valeurs simulées et mesurées ne correspondent pas. Les différentes valeurs de ces résistances montrent que plus la longueur de la grille est importante plus la résistance série de la diode est faible. Pour les résistances d'accès du transistor  $R_S$  et  $R_D$ , les résultats sont homogènes en fonction de la longueur de grille ce qui est cohérent. On note également que le coefficient d'idéalité des diodes obtenu à partir des mesures est assez homogène avec la géométrie. Comme la structure I, le principal phénomène de conduction dans ces diodes Schottky est l'effet tunnel assisté par des défauts qui masque entièrement la composante thermoïonique et le deuxième effet non négligeable est la composante recombinaison. Nous retrouvons ces effets sur toutes les géométries. Les valeurs de dopages calculées sont totalement incompatibles avec les valeurs de dopage issues des mesures C(V).

### ➤ Diodes en inverse

Les mesures des diodes en polarisation inverse ont montré que le courant varie en fonction de la polarisation d'une manière similaire à un courant traversant une résistance (*cf.* interprétation structure I). Comme pour la structure I nous n'avons pas insisté d'avantage sur cette étude, les interprétations étant très difficiles à réaliser. Un exemple de caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse est présenté figure III.25. Toutefois, la valeur du courant de grille en inverse de la structure II par rapport à la structure I est plus importante, pour une tension  $V_{GS}$  donnée, ce qui confirme l'étude en direct.

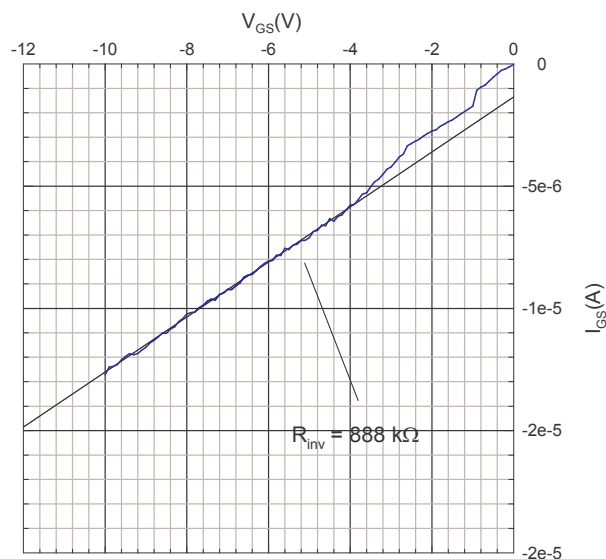


Figure III.25 : Caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  (structure II)

La valeur de la résistance équivalente en inverse  $R_{inv}$  est dix fois plus faible que celle obtenue sur la structure I avec un transistor de même géométrie. Par conséquent le courant en inverse est dix fois plus grand ce qui limite fortement la tension de claquage du transistor.

### III.2.3 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure III.

#### ➤ Diodes en direct

Les composants étudiés sur cet échantillon présentent la même longueur de grille soit  $0.5 \mu\text{m}$  mais des développements différents soit deux doigts de  $75, 50$  et  $25 \mu\text{m}$ . Tous ces transistors ont des distances grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Un exemple de caractéristique  $I(V)$  de diode grille-source d'un transistor  $2x50x0.5 \mu\text{m}^2$  est présentée figure III.26.

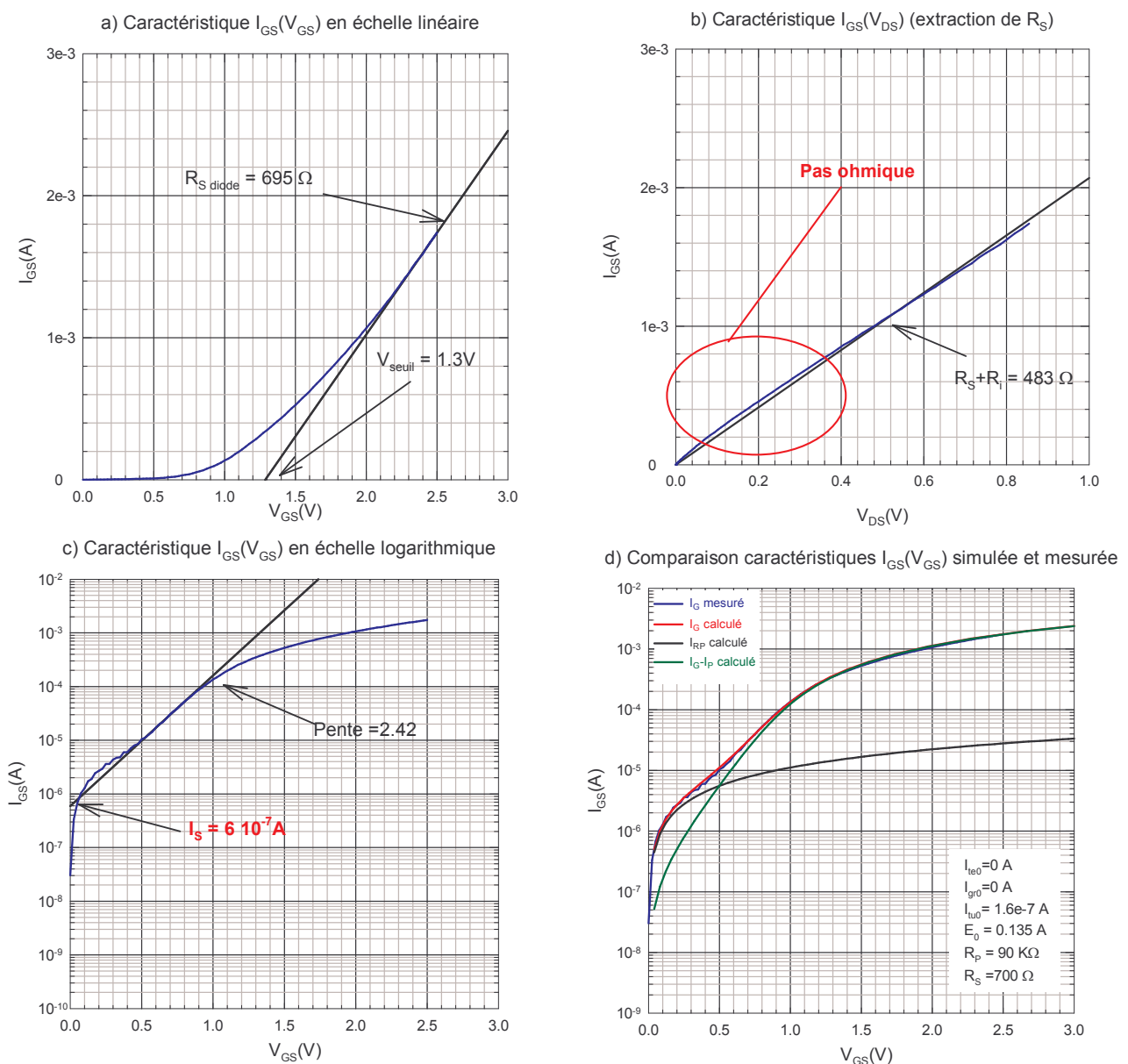


Figure III.26 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée. (Transistors  $2x50x0.5 \mu\text{m}^2$ , structure III)

La tension de seuil obtenue atteint tout juste  $V_{seuil} = 1.3 V$  alors que pour la structure I elle atteint  $V_{seuil} = 2.2 V$ . Une différence du même ordre de grandeur a été constatée entre les tensions de seuil des transistors des structures I et II. Nous avons attribué cette différence au fait que l'échantillon I présente une couche de GaN en surface et que le pourcentage d'aluminium (23 %) est plus important que celui de la structure II (10 %). Cependant, l'échantillon III présente des caractéristiques similaires à celles de la structure I car elle possède également une couche de GaN en surface et une couche d'AlGaN NID avec un pourcentage d'aluminium voisin de 25 %. Il semble qu'un autre effet soit à l'origine de cette différence. Il se peut que les états de surface créent un ancrage du niveau de Fermi beaucoup plus haut dans la bande interdite formant ainsi une barrière de faible hauteur.

La résistance d'accès de source  $R_S$  obtenue à partir de la figure III.26.b atteint  $483 \Omega$  pour cette géométrie de transistor ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ ), la résistance  $R_i$  calculée à partir de la relation III.15 vaut  $1.38 \Omega$  sachant que la résistance carrée de cet échantillon avoisine  $R_{\square} = 550 \Omega/\square$ . La valeur de la résistance  $R_S$  ( $482 \Omega$ ) obtenue est beaucoup plus importante que celle mesurée sur les transistors des structures I et II dont la géométrie et la distance grille-source sont identiques. Comme nous avons pu l'observer lors des mesures  $C(V)$ , ces caractéristiques ne montrent pas d'apparition d'électrons dans la barrière contrairement aux deux autres structures. Dès lors le dopage de la barrière de la structure III est très faible (non intentionnellement dopée), l'épaisseur de la barrière en terme d'énergie est grande ce qui ne favorise pas l'effet tunnel au niveau des contacts ohmiques. Pour cette raison la résistance d'accès de la source est très grande. Pour remédier à ce problème, une implantation d'espèces ioniques donneuses sous le contact ohmique permettrait de réduire considérablement la résistance de la source et du drain [19]. De plus, contrairement aux deux autres structures, l'étape de gravure RIE (Reactive Ion Etching) d'argon, précédant les dépôts des différents métaux du contact ohmique, n'a pas été réalisée. Yannick Guhel a montré durant sa thèse que la gravure RIE génère des lacunes d'azote qui favorisent un dopage de type  $n$  favorisant ainsi l'effet tunnel. De plus la gravure diminue la distance surface-canal. Nous pensons que la gravure est certainement l'effet prépondérant qui provoque les grandes différences de résistance d'accès source (drain) de la structure III avec celle des deux autres structures.

Le coefficient d'idéalité  $\eta$  déduit de la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  (figure III.26.c) vaut  $6.1$ . Il est deux fois plus important que celui extrait sur les transistors de la structure II mais du même ordre de grandeur que celui extrait sur les transistors de l'échantillon I. Dans ces conditions nous pouvons nous poser la question suivante : Y a-t-il une relation de causes à effets entre les structures présentant une couche de GaN en surface et les forts coefficients d'idéalité mesurés ? Nous



répondrons à cette question lors de l'étude de l'échantillon IV où nous verrons qu'il n'y pas de relation de causes à effets.

Afin de quantifier les différents phénomènes de conduction, une procédure d'ajustement numérique a été réalisée et les résultats sont présentés figure III.26.d. La caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  simulée (courbe en rouge) coïncide très bien avec celle issue des mesures (courbe en bleu) sur toute la plage de polarisation.

La résistance parallèle  $R_P$  dont la valeur est  $90\text{ k}\Omega$  est deux cent fois moins importante que celle obtenue avec les transistors de la structure I et dix fois moins importante que celle obtenue sur les transistors de la structure II. Etant donné que la barrière de cet échantillon est non intentionnellement dopée, l'effet tunnel à faible  $V_{GS}$  devrait être moins important que sur les autres structures qui présentent un dopage intentionnel. Par conséquent, Il semblerait que la cause principale du courant de fuite soit liée à une conduction en surface par des défauts en forte densité. Etant donné la faible valeur de  $R_P$ , le courant de grille en fonctionnement transistor devrait être important et risque de provoquer un claquage prématuré du transistor.

La courbe en vert correspond au courant  $I_{GS}$  simulé auquel le courant dans la résistance parallèle  $I_{RP}$  a été retranché. Ce courant représente la contribution des effets thermoïonique, tunnel et de recombinaison. Les différents paramètres associés à ces effets donnant le meilleur ajustement à la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  sont listés ci-après :

- Courant de saturation thermoïonique  $I_{te0} = 0\text{ A}$ .
- Courant de saturation de recombinaison  $I_{gr0} = 0\text{ A}$ .
- Courant de saturation tunnel  $I_{tu0} = 1.6 \times 10^{-7}\text{ A}$ .
- Degré de transparence de la barrière à l'effet tunnel  $E_0 = 0.135\text{ eV}$ .
- Résistance parallèle  $R_P = 90\text{ k}\Omega$ .
- Résistance série de la diode  $R_{S\text{ diode}} = 700\ \Omega$ .

D'après les résultats numériques le phénomène prépondérant est, comme pour les deux cas précédents, l'effet tunnel. Le programme a convergé vers une valeur nulle des courants de saturation thermoïonique et de recombinaison. Ces deux effets étant si infimes devant la composante tunnel que le programme de convergence a retourné une valeur nulle pour ces deux composantes. Ceci indique clairement que le contact de grille se rapproche plus d'un contact ohmique que d'un contact Schottky. Ces résultats montrent d'autant plus l'intérêt de réaliser un traitement de surface efficace afin d'éliminer les défauts de surface favorisant l'effet tunnel (*cf.* interprétation structure I).



Comme pour les autres structures, la détermination de la nature de l'effet tunnel a été réalisée en extrayant le dopage  $N_D$  du terme  $E_{00}$  malgré que la barrière ne présente pas un matériau homogène comme la structure I :

- Constante diélectrique de l' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$  :  $8.3008 \times 10^{-11} \text{ Fm}^{-1}$
- Masse effective des électrons dans l' $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$  :  $2.5051 \times 10^{-31} \text{ kg}$

Pour  $E_0 = 0.135 \text{ eV}$ , la relation III.18 donne  $E_{00} = 0.135 \text{ eV}$ , le dopage calculé  $N_D$  atteint  $1.36 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de dopage est très importante et ne correspond pas aux dopages non intentionnels de la barrière. Par conséquent, comme pour les structures I et II, l'effet tunnel est également assisté par des défauts situés proches de l'interface métal-GaN ou même à l'interface (*cf.* interprétation structure I).

Plusieurs composants de géométries différentes ont été mesurés et les résultats les plus représentatifs sont résumés dans le tableau III.9.

Les composants montrant des tensions de seuil plus faibles n'ont pas été polarisés suffisamment en direct afin d'atteindre la zone linéaire de la caractéristique. Les résistances séries des diodes sont plus importante pour les faibles développements ce qui est cohérent. Les résistances d'accès du transistor  $R_S$  et  $R_D$  sont plus grandes pour les faibles développements mais la loi d'échelle n'est pas respectée. On note également que le coefficient d'idéalité des diodes obtenu à partir des mesures est très important pour toutes les géométries. Comme la structure I, le principal phénomène de conduction dans ces diodes Schottky est l'effet tunnel assisté par des pièges qui masque entièrement les composantes thermoionique et de recombinaison.

Diodes	Origines	Paramètres	$2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ $L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1\mu\text{m}$	$2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ $L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1\mu\text{m}$	$2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ $L_{GS}=1\mu\text{m}, L_{GD}=1\mu\text{m}$
GRILLE-SOURCE	MESURES	$V_{\text{seuil}}$ (V)	1.07	1.3	1.55
		$R_S$ diode mesuré ( $\Omega$ )	1258	695	555
		$R_S$ ( $\Omega$ )	619	482	363
		$\eta$	8.36	6.1	10
		$I_{S_{GS}}$ mesuré (A)	$8 \times 10^{-7}$	$6 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-6}$
	SIMULATIONS	$R_P$ ( $M\Omega$ )	0.07	0.09	0.055
		$R_S$ diode simulé ( $\Omega$ )	1010	700	500
		$I_{te0}$ (A)	0	0	0
		$I_{gr0}$ (A)	0	0	0
		$I_{tu0}$ (A)	$1 \times 10^{-7}$	$1.6 \times 10^{-7}$	$1 \times 10^{-6}$
		$E_0$ (eV)	0.135	0.135	0.231
		$N_D$ calculé ( $\text{cm}^{-3}$ )			
	GRILLE-DRAIN	MESURES	$V_{\text{seuil}}$ (V)	1.15	1.28
$R_S$ diode mesuré ( $\Omega$ )			1257	692	553
$R_D$ ( $\Omega$ )			620	484	360
$\eta$			8.41	6	9.5
$I_{S_{GD}}$ mesuré (A)			$7 \times 10^{-7}$	$9 \times 10^{-7}$	$2 \times 10^{-6}$
SIMULATIONS		$R_P$ ( $M\Omega$ )	0.08	0.1	0.066
		$R_S$ diode simulé ( $\Omega$ )	1000	703	505
		$I_{te0}$ (A)	0	0	0
		$I_{gr0}$ (A)	0	0	0
		$I_{tu0}$ (A)	$1 \times 10^{-7}$	$1.5 \times 10^{-7}$	$1.1 \times 10^{-6}$
		$E_0$ (eV)	0.136	0.136	0.230
		$N_D$ calculé ( $\text{cm}^{-3}$ )			

Tableau III.9 : Récapitulatif de tous les résultats expérimentaux et simulés obtenus sur les diodes grille-source et grille-drain des transistors de la structure III

### ➤ Diodes en inverse

Les mesures des diodes en polarisation inverse ont montré que le courant varie en fonction de la polarisation de la même manière que le courant traversant une résistance (*cf.* interprétation structure I). Comme pour les autres structures nous n'avons pas insisté d'avantage sur cette étude, les interprétations étant très difficiles à réaliser. Un exemple de caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse est présenté figure III.27.

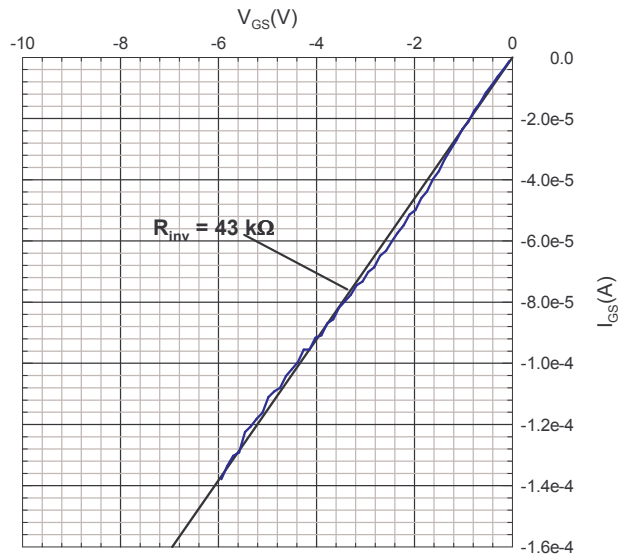


Figure III.27 : Caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  (structure III)

La valeur de la résistance équivalente en inverse  $R_{inv}$  est cent fois plus faible que celle obtenue sur la structure I avec un transistor de même géométrie. Par conséquent le courant en inverse est cent fois plus grand ce qui limite fortement la tension de claquage du transistor en inverse.

### III.2.4 Etude expérimentale du courant de grille des transistors de la structure IV.

#### ➤ Diodes en direct

Les composants étudiés sur cet échantillon présentent la même longueur de grille soit  $0.5 \mu\text{m}$  mais des développements différents soit deux doigts de  $75$ ,  $50$  et  $25 \mu\text{m}$ . Tous ces transistors ont des distances grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Nous présentons figure III.28 un exemple de caractéristique  $I(V)$  de diode grille-source d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  à titre indicatif.

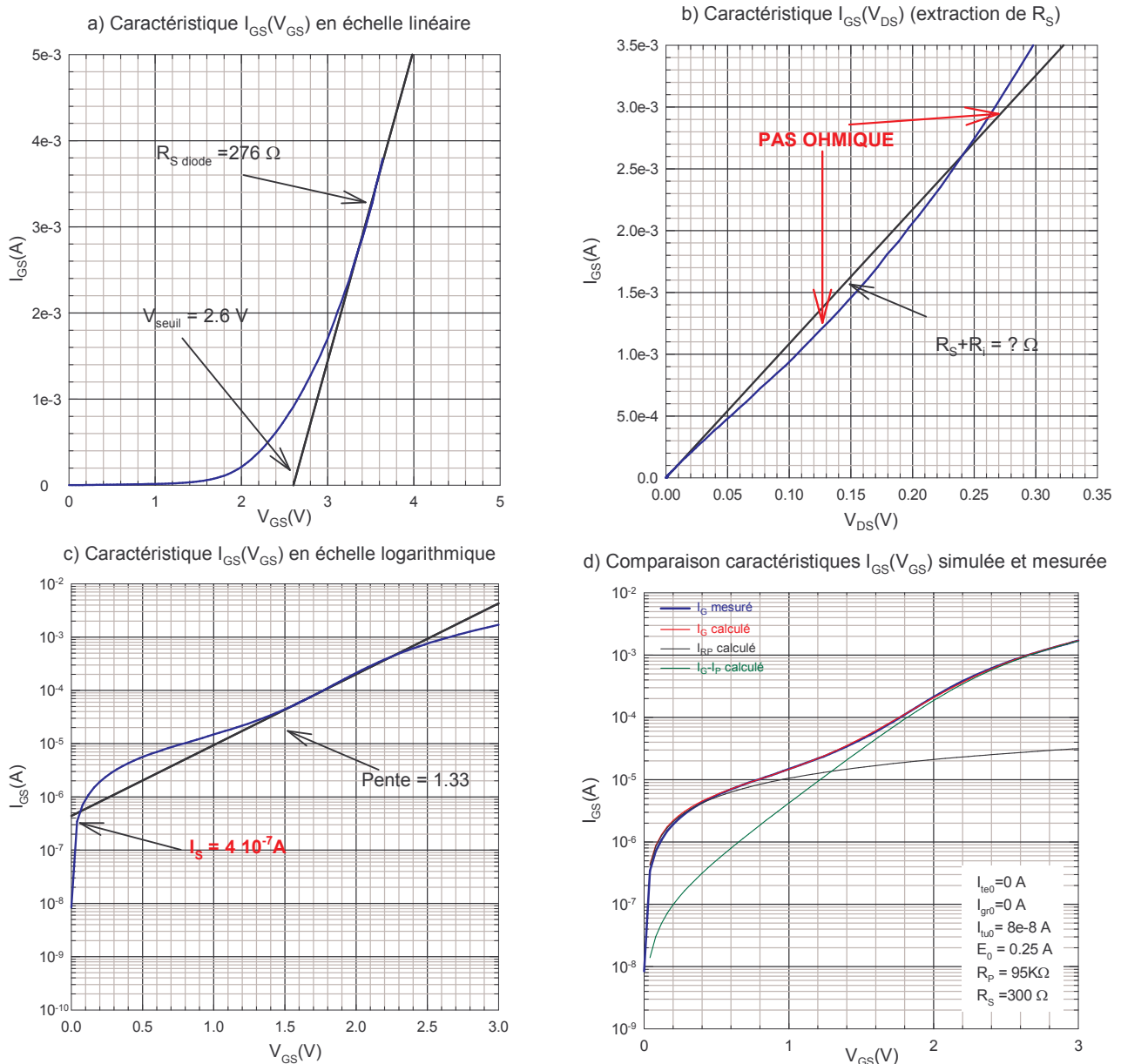


Figure III.28 : a) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle linéaire, b) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{DS})$  pour extraction de  $R_S$ , c) Caractéristique expérimentale  $I_{GS}(V_{GS})$  en direct en échelle logarithmique, d) Comparaison des caractéristiques  $I_{GS}(V_{GS})$  expérimentale et simulée. (Transistors  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure IV)

La tension de seuil obtenue atteint  $V_{seuil} = 2.6 \text{ V}$  et est légèrement plus importante que celle obtenue sur les transistors de la structure I ( $V_{seuil} = 2.2 \text{ V}$ ). Dès lors, comme cette structure ne présente pas de GaN en surface, il n'y a pas, apparemment, de relation de causes à effets entre les structures présentant une couche de GaN en surface et les tensions de seuil élevées. Les valeurs de tensions de seuil présentent une dispersion importante d'un échantillon à l'autre ce qui laisse supposer l'influence des états de surface sur l'ancrage du niveau de Fermi.

La figure III.28.b montre que la résistance d'accès de source n'évolue pas linéairement car le contact n'est pas parfaitement ohmique. La résistance d'accès n'a pas été extraite comme nous l'avons fait pour les autres structures. Il faut rappeler que la barrière de cet échantillon n'est pas

dopée et que dans ces conditions la réalisation d'un bon contact ohmique est très difficile sans implantation d'espèces ioniques sous le contact.

Le coefficient d'idéalité  $\eta$  déduit de la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  (figure III.28.c) atteint la valeur de 13. Cette forte valeur laisse supposer la présence d'états de surface favorisant d'autres effets physiques que l'effet thermoïonique proprement dit de la diode Schottky. Ce fort coefficient d'idéalité permet d'affirmer là aussi qu'il n'y a pas de relation de causes à effets entre les structures présentant une couche de GaN en surface et les forts coefficients d'idéalité mesurés comme nous l'avons supposé lors de l'étude de la structure III.

Afin de quantifier les différents phénomènes de conduction, une procédure d'ajustement numérique a été réalisée comme pour les trois structures précédemment étudiées. Les résultats sont présentés figure III.28.d. La caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  simulée (courbe en rouge) coïncide très bien avec celle issue des mesures (courbe en bleu) sur toute la plage de polarisation.

La résistance parallèle  $R_P$  dont la valeur est  $95\text{ k}\Omega$  est du même ordre de grandeur que celle obtenue avec les transistors de la structure III (*cf.* interprétation structure III).

La courbe en vert correspond au courant  $I_{GS}$  simulé auquel le courant dans la résistance parallèle  $I_{RP}$  a été retranché. Ce courant représente la contribution des effets thermoïonique, tunnel et de recombinaison. Les différents paramètres associés à ces effets donnant le meilleur ajustement à la caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  sont listés ci-après :

- Courant de saturation thermoïonique  $I_{te0} = 0\text{ A}$ .
- Courant de saturation de recombinaison  $I_{gr0} = 0\text{ A}$ .
- Courant de saturation tunnel  $I_{tu0} = 8 \times 10^{-8}\text{ A}$ .
- Degré de transparence de la barrière à l'effet tunnel  $E_0 = 0.25\text{ eV}$ .
- Résistance parallèle  $R_P = 95\text{ k}\Omega$ .
- Résistance série de la diode  $R_{S\text{ diode}} = 300\ \Omega$ .

D'après les résultats numériques le seul phénomène quantifiable est l'effet tunnel. Le programme a convergé vers une valeur nulle des courants de saturation thermoïonique et de recombinaison. Ces deux effets étant si infimes devant la composante tunnel que le programme de convergence a retourné une valeur nulle pour ces deux composantes. Ceci indique à nouveau clairement que le contact de grille se rapproche plus d'un contact ohmique non recuit que d'un contact Schottky. Ces résultats montrent d'autant plus l'intérêt de réaliser un traitement de surface efficace afin d'éliminer les défauts de surface favorisant l'effet tunnel (*cf.* interprétation structure I).

Comme pour les autres structures, la détermination de la nature de l'effet tunnel a été réalisée en extrayant le dopage  $N_D$  du terme  $E_{00}$  :

- Constante diélectrique de l' $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{N}$  :  $8.2521 \times 10^{-11} \text{ Fm}^{-1}$
- Masse effective des électrons dans l' $\text{Al}_{0.36}\text{Ga}_{0.64}\text{N}$  :  $2.8057 \times 10^{-31} \text{ kg}$

Pour  $E_0 = 0.25 \text{ eV}$ , la relation III.18 donne  $E_{00} = 0.25 \text{ eV}$ , le dopage calculé  $N_D$  atteint  $5.2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ . Cette valeur de dopage est totalement aberrante car elle ne correspond pas au dopage non intentionnel de la barrière. Par conséquent, comme pour les autres structures, l'effet tunnel assisté par des défauts est le plus présent.

Les mesures ont montré une très grande disparité des résultats sur des transistors de même géométrie. Par conséquent il n'a pas été possible de répertorier, sur cet échantillon, les résultats par géométrie comme nous l'avons fait pour les autres structures. L'origine de cette disparité est due principalement aux contacts de source et de drain non ohmiques. Pour réaliser une étude fiable de ces diodes Schottky, il faudrait utiliser un modèle intégrant le comportement du contact ohmique. L'intégration de deux diodes tête-bêche permettrait de modéliser certainement le contact de source (ou de drain). Par manque de temps, nous n'avons pas réalisé cette étude.

### ➤ Diodes en inverse

Les mesures des diodes en polarisation inverse ont montré que le courant varie en fonction de la polarisation de la même manière que le courant traversant une résistance (*cf.* interprétation structure I). Comme pour les autres structures nous n'avons pas insisté d'avantage sur cette étude. Un exemple de caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse est présenté figure III.29.

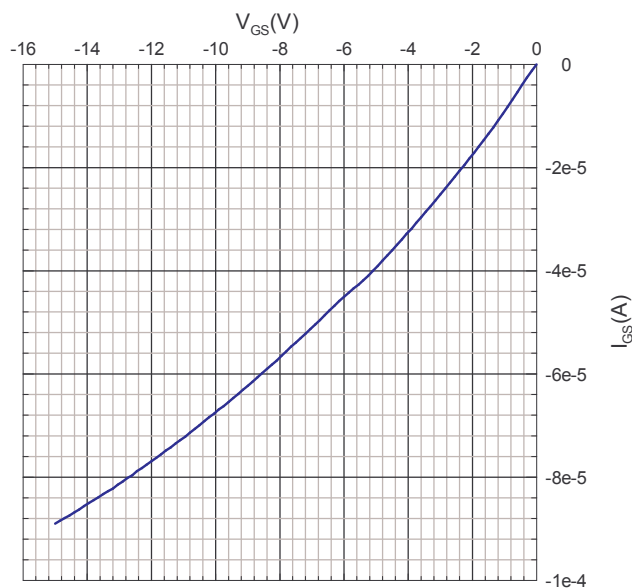


Figure III.29 : Caractéristique  $I_{GS}(V_{GS})$  en inverse d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  (structure IV)

En conclusion, l'analyse du comportement des diodes grille-source et grille-drain sur l'ensemble des structures a montré que l'effet tunnel assisté par les pièges est le phénomène prépondérant dans ces diodes en direct. Les forts coefficients d'idéalité montrent qu'il est bien entendu inconcevable de déterminer la hauteur de barrière par le produit  $\eta V_b$ .

## IV Conclusion

Dans un premier temps, la physique du contact Schottky dans le cas de matériaux ioniques a été présentée. L'influence de l'ancrage du niveau de Fermi sur la hauteur de barrière Schottky a été abordée.

Les mesures C(V) ont permis de confirmer l'ancrage du niveau de Fermi sur les deux structures MESFET et la structure II. En effet, la présence d'un plan de charges piézoélectriques en surface implique l'adsorption d'espèces ioniques positives compensatrices. Cette adsorption peut très probablement créer des états de surface en densité suffisante pour générer l'ancrage du niveau de Fermi. Nous avons pu comparer les densités de porteurs données par les mesures C(V) avec celles données par effet Hall ainsi que les mobilités correspondantes. Plusieurs hypothèses ont été avancées afin d'expliquer les écarts entre les résultats obtenus avec les deux méthodes comme, notamment, la précision des mesures Hall en fonction des états de surface. Les mesures C(V) ont également permis de soulever un grand nombre de questions comme l'impact du « buffer » GaN après gravure RIE sur la qualité des lignes d'accès, la possibilité de présence de centres profonds dans les échantillons et le décalage de la tension de pincement en fonction de la fréquence. Ces points demeurent inexpliqués à ce jour. Pour analyser de façon rigoureuse les résultats C(V) en fonction de la fréquence, la réalisation d'un modèle physique complet incluant les effets de pièges, les effets de polarisation spontanée et piézoélectrique associés à des simulations Schrödinger – Poisson est indispensable. De plus, d'un point de vue pratique, il ne faut pas oublier que le courant de fuite des diodes peut lui aussi fausser les résultats.

Dans un second point, l'analyse du comportement des diodes grille-source et grille-drain sur l'ensemble des structures a été réalisée. Le phénomène prépondérant dans les diodes en direct a clairement été identifié. L'extraction de la valeur du dopage  $N_D$  de la barrière à partir des résultats de simulation a montré que l'effet tunnel est assisté par des défauts situés proches de l'interface métal-semiconducteur et ceci pour toutes les structures. Les forts coefficients d'idéalité montrent qu'il est bien entendu inconcevable de déterminer la hauteur de barrière par le produit  $\eta V_b$ . Cette méthode de calcul reste valable si le phénomène de conduction prépondérant dans les diodes Schottky est de type thermoionique, c'est à dire pour coefficient  $\eta$  proche de l'unité. Cette étude confirme la présence d'états de surface dégradant la qualité du contact Schottky. Dans ces

conditions un traitement de surface efficace avant le dépôt des métaux s'avère nécessaire. Actuellement, le traitement est réalisé par plasma d'argon avant le dépôt des métaux qui, comme nous l'avons évoqué, génère d'une part des lacunes d'azote favorisant un dopage de type n et produit d'autre part une forte concentration d'oxygène en surface [19]. L'accumulation de ces deux effets peut probablement expliquer une partie des comportements observés dans ce chapitre.





## BIBLIOGRAPHIE

- [1] **N. VELLAS**, « *Characterisation basse fréquence de transistors PHEMT AlGaAs/InGaAs/GaAs* », Rapport de DEA de l'université des sciences et techniques du Languedoc, 29 Juin 2000
- [2] **J. BARDEEN**, « *Surface States Rectification at a Metal Semi-Conductor Contact* », Physical Review, 15 May 1947, volume 71, number 10, pp 717 - 727
- [3] **S. M. SZE**, « *Physics of Semiconductor Devices - 2nd Edition* », Wiley-Interscience., ISBN 0-471-09837-X, pp 247
- [4] **R. VETURY**, « *Polarization Induced 2DEG in AlGaN/GaN HEMTs: On the origin, DC and transient characterization* », Thèse de doctorat de l'université de Californie - Santa Barbara, December 2000
- [5] **H. MATHIEU**, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 804
- [6] **R. T. TUNG**, « *Recent advances in Schottky barrier concepts* », Materials Science and Engineering, 2001, volume R35, pp 1 - 138
- [7] **S. KURTIN** et Al, « *Fundamental Transition in the Electronic Nature of Solids* », Physical Review Letters, 30 June 1969, volume 22, number 26, pp 1433 - 1436
- [8] **J. HO WON** et Al, « *Mechanism of two-dimensional electron gas formation in Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>N/GaN heterostructures* », Applied Physics Letters, 12 August 2002, volume 81, number 7, pp 1249 - 1251
- [9] **S. HEIKMAN** et Al, « *Polarization effects in AlGaN/GaN and GaN/AlGaN/GaN heterostructures* », Journal of applied physics, 15 June 2003, volume 93, number 12, pp 10114 - 10118

- [10] **J. P. IBBETSON** et Al, « *Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors* », Applied physics letters, 10 July 2000, volume 77, number 2, pp 250 - 252
- [11] **A. RIZZI** et Al, « *Surface and interface electronic properties of group III-nitride heterostructures* », Applied Surface Science, 2002, volume 90, pp 311 - 317
- [12] **T. HASHIZUME** et Al, « *Chemistry and electrical properties of surfaces of GaN and GaN/AlGaN heterostructures* », Journal of Vacuum Science & Technology B, 2001, volume 19, number 4, pp 1675 - 1681
- [13] **A. RIZZI** et Al, « *III-V semiconductor interface properties as a knowledge basis for modern heterostructure devices* », Applied Physics A, July 2002, volume 75, number 1, pp 69 - 77
- [14] **M. KOCAN** et Al, « *Surface potential at as-Grown GaN(0001) MBE Layers* », Physica status solidi (b), December 2002, volume 234, number 3, pp 773 - 777
- [15] **G. KOLEY** et Al, « *Surface potential measurements on GaN and AlGaN/GaN heterostructures by scanning Kelvin probe microscopy* », Journal of applied physics, 1 July 2001, volume 90, number 1, pp 337 - 344
- [16] **K. SUZUE** et Al, « *Electrical conduction in platinum-gallium nitride Schottky diodes* », Journal of applied physics, 15 October 1996, volume 80, number 8, pp 4467 - 4478
- [17] **R. MULLER** et Al, « *Device Electronics for Integrated Circuits* », John Wiley and Sons, Inc., 1986, pp 242 - 244
- [18] **S. TRASSAERT**, « *Réalisation technologique de transistors à effet de champ dans les filières InP et GaN pour amplification de puissance hyperfréquence* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 4 février 2000
- [19] **Y. GUHEL**, « *Réalisation de transistors à effet de champ à base de GaN pour l'amplification de puissance en gamme d'ondes millimétriques et à haute température* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 16 Décembre 2002

- [20] **G. DAMBRINE**, « *Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 1989
- [21] **S. M. SZE**, « *Physics of Semiconductor Devices - 2nd Edition* », Wiley-Interscience., ISBN 0-471-09837-X, pp 248
- [22] **L. CHING-TING** et Al, « *Schottky barrier and surface state density of Ni/Au contacts to (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>Sx-treated n-type GaN* », Applied physics letters, 15 October 2001, volume 79, number 16, pp 2573 - 2575
- [23] **L. YOW-JON** et Al, « *Nitrogen-vacancy-related defects and Fermi level pinning in n-GaN Schottky diodes* », Journal of applied physics, 1 August 2003, volume 94, number 3, pp 1819 - 1822
- [24] **S. M. SZE**, « *Physics of Semiconductor Devices - 2nd Edition* », Wiley-Interscience., ISBN 0-471-09837-X, pp 278
- [25] **H. B. MICHAELSON** et Al, « *Relation between an atomic electronegativity scale and the work function* », IBM J. Res. Develop., 1978, volume 22, pp 72
- [26] **J. F. JIA** et Al, « *Local work function for Cu(111)-Au surface studied by scanning tunneling microscope* », J. Vac. Sci. Technol., 1997, volume B15, pp 1861 - 1864
- [27] **H. MATHIEU**, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 392
- [28] **X. Z. DANG** et Al, « *Measurement of drift mobility in AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> heterostructure field-effect transistor* », Applied physics letters, 21 June 1999, volume 74, number 25, pp 3890 - 3892
- [29] **C. AMITABH** et Al, « *Surface And Interface Depletion Corrections to Free Carrier-Density Determinations by Hall Measurement* », Solid States Electronic, 1979, volume 22, pp 645 - 650

- [30] **C. GAQUIERE**, , « *Analyse et Optimisation de Transistors à Effet de Champ à Hétérojonction pour l'Amplification de puissance dans la bande Ka* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 13 Novembre 1995
- [31] **F. BUE**, « *Réalisation d'un banc de mesure d'intermodulation biton en bande Ka: Application à l'analyse des causes technologiques de non-linéarité des HEMTs de puissance* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 1 Avril 2003
- [32] **A. PHILIPPE**, « *Caractérisation Electrique et Optique du Nitrure de Gallium Hexagonal et Cubique en vue de l'Obtention d'Emetteurs Bleus* », Thèse de doctorat de l'institut national des sciences appliquées de Lyon, 6 décembre 1999
- [33] **E. T. YU** et Al, « *Spontaneous and Piezoelectric Polarization Effects in III-V nitrides heterostructures* », Journal vacuum Sciences and Technologies, Jul/Aug 1999, volume 17, number 4, pp 1742 – 1749

**CHAPITRE 3**  
**CARACTERISATION EN REGIME STATIQUE**  
**ET PETIT SIGNAL**



## TABLE DES MATIERES

<b>Chapitre 3 Caractérisation en Régime Statique et petit Signal</b>	<b>177</b>
I Introduction.....	187
II Etude du courant de drain et de la transconductance en régime statique .....	188
II.1 Les systèmes de mesure et définitions .....	188
II.1.1 Systèmes de mesure statique en régime continu et pulsé.....	188
II.1.2 Définitions.....	191
II.2 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure I.....	191
II.2.1 Etude statique du courant de drain en régime continu des transistors de la structure I .....	191
II.2.2 Etude statique de la transconductance en régime continu des transistors de la structure I .....	194
II.3 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure II .....	197
II.3.1 Etude statique du courant de drain et de la transconductance en régime continu à l'éclairement.....	198
II.3.1.1 Etude du courant de drain sous éclairage en régime statique continu des transistors .....	198
II.3.1.2 Etude de la transconductance en régime statique continu des transistors .....	200
II.3.2 Etude de l'influence de l'éclairement sur les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ en régime statique continu .....	202
II.3.3 Etude de l'influence du sens de polarisation sur les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ en régime statique continu .....	208
II.3.4 Etude de l'influence du temps de polarisation sur les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ en régime statique continu (structure II).....	209
II.3.5 Etude du courant de drain en régime statique pulsé.....	213
II.4 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure III.....	216
II.4.1 Etude du courant de drain et de la transconductance en régime statique continu.....	216
II.4.2 Etude de la transconductance en régime statique continu.....	219
II.4.3 Etude du courant de drain en régime statique pulsé.....	220
II.5 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure IV....	222
II.5.1 Etude du courant de drain en régime statique continu .....	222
II.5.2 Etude de la transconductance en régime statique continu (structure IV).....	224



II.5.3 Etude du courant de drain en régime statique pulsé.....	226
II.6 Récapitulatif .....	228
III Etude hyperfréquence petit signal des transistors HEMT GaN .....	229
III.1 Principe de mesure des paramètres $S_{ij}$ et calibrage de la chaîne de mesure .....	229
III.2 Schéma équivalent petit signal et définitions des différents gains extrinsèques.....	233
III.2.1 Le gain en courant à sortie court-circuitée.....	233
III.2.2 Le gain maximum disponible (MAG).....	233
III.2.3 Le gain unilatéral en puissance .....	234
III.3 Les résultats expérimentaux obtenus .....	234
III.3.1 Le banc de mesure petit signal.....	234
III.3.2 Résultats expérimentaux des différents gains .....	235
III.3.2.1 Les gains obtenus sur les transistors de la structure I .....	235
III.3.2.2 Les gains obtenus sur les transistors de la structure II.....	238
III.3.2.3 Les gains obtenus sur les transistors de la structure III.....	243
III.3.2.4 Les gains obtenus sur les transistors de la structure IV .....	244
IV Conclusion .....	246

## TABLE DES FIGURES

Figure II.1 : Système de mesure en régime statique continu utilisé pour l'étude de la transconductance, du courant de drain et du courant de grille.....	189
Figure II.2 : Synoptique du système de mesure utilisé pour l'étude de la transconductance et du courant de drain en régime statique pulsé.....	189
Figure II.3 : Exemple d'une séquence d'impulsion du banc de mesure pulsé statique .....	190
Figure II.4 : a) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 250 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , c) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ . Toutes les mesures ont été réalisées de $V_{GS} = -5$ à $2$ V par pas de $2$ V (structure I).....	192
Figure II.5 : Evolution du courant de drain maximum relevé à $V_{GS} = 2$ V en fonction du développement de grille (structure I) dans le cas d'une topologie à deux doigts de grille.....	194
Figure II.6 : a) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 250 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), b) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), c) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), d) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ ). Toutes les mesures ont été réalisées à $V_{DS} = 15$ V (structure I).....	195
Figure II.7 : a) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , c) Caractéristique $I_D(V_{DS})$ d'un transistor $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Evolution du courant $I_{Dmax}$ en fonction du développement (relevé à $V_{GSext} = 1$ V et $V_{DSext} = 5$ V). Toutes les mesures ont été réalisées à l'éclairement de $V_{GS} = -4$ à $1$ V par pas de $1$ V (structure II).....	198
Figure II.8 : a) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ ), b) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), c) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 50 \times 1 \mu\text{m}^2$ ), d) Caractéristiques $I_D(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$ ( $2 \times 50 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ ). Toutes les mesures ont été réalisées à $V_{DS} = 10$ V (structure II).....	200
Figure II.9 : Comparaison des caractéristiques statique $I_D(V_{DS})$ mesurées en régime continu à l'éclairement et à l'obscurité d'un transistor $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ (structure II).....	203
Figure II.10 : Illustration du phénomène d'injection des « électrons chauds » dans le buffer (hypothèse de S.C. Binari).....	204
Figure II.11 : Concept de la grille virtuelle et influence de la lumière.....	205

Figure II.12 : Evolution d'une structure énergétique présentant un niveau profond  $N_T$ , d'une polarisation de départ négative vers une polarisation d'arrivée nulle (influence de la lumière) .....206

Figure II.13 : Comparaison des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  pour deux sens de polarisation différents à l'obscurité. (Transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu m^2$ , structure II) .....208

Figure II.14 : Exemple d'une séquence de polarisation du logiciel HP ICCAP.....210

Figure II.15 : Système de mesure en régime continu illimité en temps de polarisation avant acquisition et permettant une multitude de séquences de polarisation différentes .....211

Figure II.16 : Comparaison des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  statiques obtenues pour différents temps de polarisation sur un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu m^2$  à l'obscurité (structure II) .....212

Figure II.17 : Comparaison des réseaux de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenus en régime pulsé et en régime continu d'un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu m^2$ . Le point de polarisation froide choisit en régime pulsé est  $V_{GS0} = 0 V$  et  $V_{DS0} = 0 V$ . (structure II) .....214

Figure II.18 : Comparaison des réseaux de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenus en régime pulsé et en régime continu d'un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu m^2$ . Le point de polarisation froide choisit en régime pulsé est  $V_{GS0} = -3.5 V$  et  $V_{DS0} = 15 V$ . (structure II).....215

Figure II.19 : a) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu m^2$ , b) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ , c) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ , d) Evolution du courant  $I_{Dmax}$  en fonction du développement (relevé à  $V_{GSext} = 2V$  et  $V_{DSext} = 10V$ ). Toutes les mesures ont été réalisées  $V_{GS} = -4$  à  $2 V$  par pas de  $1 V$  (structure III). .....217

Figure II.20 : a) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$ ), b) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ ), Toutes les mesures ont été réalisées à  $V_{DS} = 10 V$  (structure III)..219

Figure II.21 : a) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = 0 V$  et  $V_{DS0} = 0 V$ . b) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = -3 V$  et  $V_{DS0} = 15 V$ . (transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ , structure III).....221

Figure II.22 : a) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu m^2$ , b) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ , c) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ , d) Evolution du courant  $I_{Dmax}$  en fonction du développement (relevé à  $V_{GSext} = 1V$  et  $V_{DSext} = 6V$ ). Toutes les mesures ont été réalisées de  $V_{GS} = -7$  à  $1 V$  par pas de  $1 V$  (structure IV). ...223

Figure II.23 : a) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu m^2$ , d) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ . Toutes les mesures ont été réalisées à  $V_{DS} = 10 V$  (structure IV).....224

Figure II.24 : a) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = 0$  V et  $V_{DS0} = 0$  V. b) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = -6$  V et  $V_{DS0} = 0$  V. (transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure IV) .....226

Figure III.1 : Schéma équivalent petit signal ..... 229

Figure III.2 : Plans de référence d'un quadripôle ..... 229

Figure III.3 : Présentation simplifiée du système de réflectométrie pour la mesure des paramètres  $s_{ij}$  ..... 231

Figure III.4 : Système de mesure des paramètres  $S_{ij}$  des transistors ..... 235

Figure III.5 : a) Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence, b) Evolution du gain maximum disponible et du coefficient de stabilité en fonction de la fréquence, c) Evolution du gain unilatéral en fonction de la fréquence, d) Evolution des fréquences de coupure des différents gains mesurés à  $V_{D_{Sext}} = 15$  V en fonction de  $V_{G_{Sext}}$ . Les évolutions des trois gains en fonction de la fréquences sont données pour  $V_{G_{Sext}} = 0$  V,  $V_{D_{Sext}} = 15$  V. (Transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure I) ..... 236

Figure III.6 : Caractéristiques  $I_D(V_{G_{Sext}})$  et  $G_m(V_{G_{Sext}})$  mesurées à  $V_{D_{Sext}} = 15$  V. (transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure I) ..... 237

Figure III.7 : a) Evolutions des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{G_{Sext}}$ , b) Caractéristiques  $I_D(V_{G_{Sext}})$  et  $G_m(V_{G_{Sext}})$  mesurées à  $V_{D_{Sext}} = 15$  V. (transistor  $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  structure I) ..... 238

Figure III.8 : a) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{G_{Sext}}$  à  $V_{D_{Sext}} = 5$  V, b) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{G_{Sext}}$  à  $V_{D_{Sext}} = 10$  V, c) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{G_{Sext}}$  à  $V_{D_{Sext}} = 15$  V, d) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{G_{Sext}}$  à  $V_{D_{Sext}} = 20$  V. (Transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ , structure II) ..... 239

Figure III.9 : Evolutions des fréquences de coupures des différents gains relevées à  $V_{G_{Sext}} = -2$  V en fonction de  $V_{D_{Sext}}$ . (Transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ , structure II) ..... 240

Figure III.10 : a) Evolutions de la fréquence de coupure du gain maximum disponible, b) Evolutions de la fréquence de coupure du gain unilatéral, c) Evolutions de la fréquence de coupure du gain en courant. Les valeurs ont été relevées à  $V_{D_{Sext}} = 20$  V (Transistor  $2 \times 50 \mu\text{m}$ , structure II). . 242

Figure III.11 : a) Evolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{G_{Sext}}$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Evolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{G_{Sext}}$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ . Les mesures ont été réalisées à  $V_{D_{Sext}} = 15$  V. (Structure III) ..... 243

Figure III.12 : a) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 6$  V, b) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 10$  V, c) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 15$  V, d) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{DSext}$  à  $V_{GSext} = -3$  V. (Transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ , structure IV).....245

## TABLE DES TABLEAUX

Tableau II.1 : Paramètres $a_i$ obtenus à $V_{DSext} = 15$ V sur les quatre composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux de la littérature (structure I) .....	196
Tableau II.2 : Paramètres $a_i$ obtenus à $V_{DSext} = 10$ V sur un des quatre composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux de la littérature et à ceux obtenus sur le transistor $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ de l'échantillon I (structure II) .....	202
Tableau II.3 : Paramètres $a_i$ obtenus à $V_{DSext} = 10$ V sur les un composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux de la littérature et ceux obtenus sur les transistors de la structure I (structure III).....	220
Tableau II.4 : Paramètres $a_i$ obtenus à $V_{DSext} = 10$ V sur les deux composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux obtenus sur le transistor $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ de la structure I et à ceux de la littérature (structure IV) .....	225



## I Introduction

Les mesures statiques et hyperfréquences petit signal sont les étapes préalables indispensables afin de déterminer les performances hyperfréquences en fonction de la géométrie des transistors et de l'épithaxie utilisée avant d'étudier le comportement de ces composants en fonctionnement de puissance. Ceci sera effectué lors du quatrième et dernier chapitre.

Comme nous l'avons déjà évoqué, les propriétés physiques du nitrure de gallium permettent de réaliser des transistors HEMT présentant des densités de courant de drain supérieures à 1.4 A/mm [1] et des tensions drain-source de claquage de l'ordre de 100 V [2]. Malgré des densités de courant de drain et des tensions de claquage aussi élevées, les performances de transistors HEMT GaN en régime grand signal sont, la plupart du temps, altérées par des effets de pièges, des effets thermiques ou par d'autres effets encore mal identifiés aujourd'hui qui ne permettent pas d'atteindre les performances escomptées.

Dans le chapitre I, nous avons montré par des simulations Schrödinger-Poisson que certaines structures étudiées présentent des différences entre les résultats simulés et expérimentaux. Pour expliquer ces différences, nous avons, dans les simulations, pris en compte l'effet de la contrainte résiduelle du GaN en espérant faire converger les résultats théoriques et expérimentaux. Comme nous avons pu le constater, la contrainte résiduelle du GaN ne peut, à elle seule, expliquer ces écarts. En effet, l'introduction d'impuretés et la formation de dislocations durant la croissance forment des niveaux de pièges dans toute la structure qui dégradent les densités de courant de drain et par suite le fonctionnement global de ces transistors. Ces dégradations peuvent être dues aux états de surface du GaN qui n'ont pas été éliminés lors des étapes technologiques de fabrication des transistors. Les états de surface peuvent, dans certains cas, être amplifiés lors des étapes technologiques de fabrication non appropriées [3], [4].

Dans ce chapitre, seront abordés, dans un premier temps, la mesure de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  ou les impacts du « sens de polarisation », du « temps de polarisation » avant acquisition du courant de drain ainsi que l'effet d'illumination par une lumière blanche sur les transistors de l'échantillon II seront présentés. Nous discuterons du concept de la grille virtuelle due à la présence de charges ioniques en surface, de la présence de centres profonds dans la barrière et de l'injection d'électrons chauds dans le buffer GaN pour tenter d'expliquer les divers phénomènes rencontrés.



Dans un deuxième temps, les limitations du système ICCAP utilisé usuellement pour effectuer les mesures statiques seront abordées. Un système de mesures statiques permettant de contourner cette limitation a été développé pour répondre aux exigences nécessaires à la caractérisation des transistors à base de GaN présentant des effets de pièges très lents. A partir des résultats statiques obtenus, certaines hypothèses seront avancées afin d'expliquer les phénomènes observés. Ces résultats seront ensuite confortés par des mesures du courant de drain en régime pulsé.

En parallèle de ces études, nous montrerons que les transistors à effet de champ en technologie GaN peuvent présenter un profil de transconductance très intéressant pour des applications de puissance à très haute linéarité.

Enfin, une étude succincte en régime petit signal où seule l'extraction du gain en courant, du gain maximum disponible et du gain unilatéral sera abordée, sachant que Matthieu Werquin effectue des études beaucoup plus détaillées sur l'élaboration d'un modèle de ces composants.

## **II Etude du courant de drain et de la transconductance en régime statique**

Dans cette partie, nous allons présenter l'évolution du courant de drain en fonction de la géométrie des transistors pour les structures HEMT I, II, III et IV. Nous verrons que certains échantillons présentent des comportements qui dépendent du sens de polarisation et du temps de polarisation avant l'acquisition du courant. Les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues sur la plupart des transistors montrent une conductance négative importante qui peut être attribuée soit à des effets de pièges soit à des effets thermiques soit aux deux effets. Des mesures statiques en régime pulsé permettront d'identifier l'origine de cette conductance négative. Enfin les mesures de la transconductance mettrons en avant le fort potentiel des HEMT GaN de certaines structures pour des applications de puissance de haute linéarité en hyperfréquence [5].

### **II.1 Les systèmes de mesure et définitions**

#### **II.1.1 Systèmes de mesure statique en régime continu et pulsé**

Le système de mesure statique utilisé pour réaliser l'étude du courant de drain et de la transconductance en régime continu est présenté figure II.1.

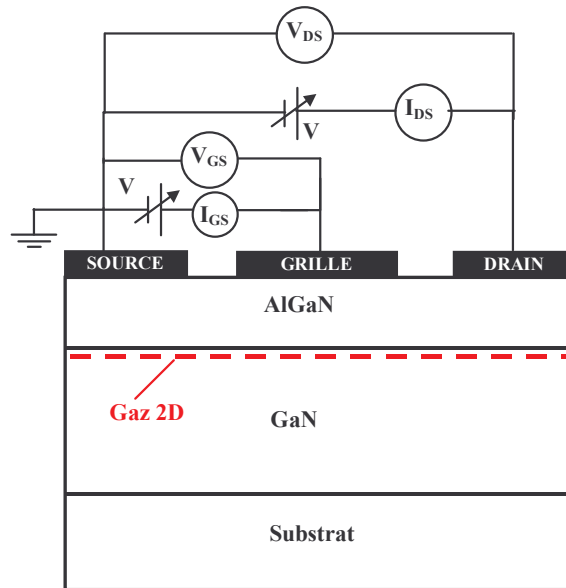


Figure II.1 : Système de mesure en régime statique continu utilisé pour l'étude de la transconductance, du courant de drain et du courant de grille.

Les mesures des tensions et courants ainsi que les polarisations grille-source et grille-drain sont réalisées par une alimentation HP 4142 dont nous avons donné les caractéristiques lors de l'étude du contact Schottky. L'alimentation est pilotée par le logiciel HP ICCAP via un bus IEEE.

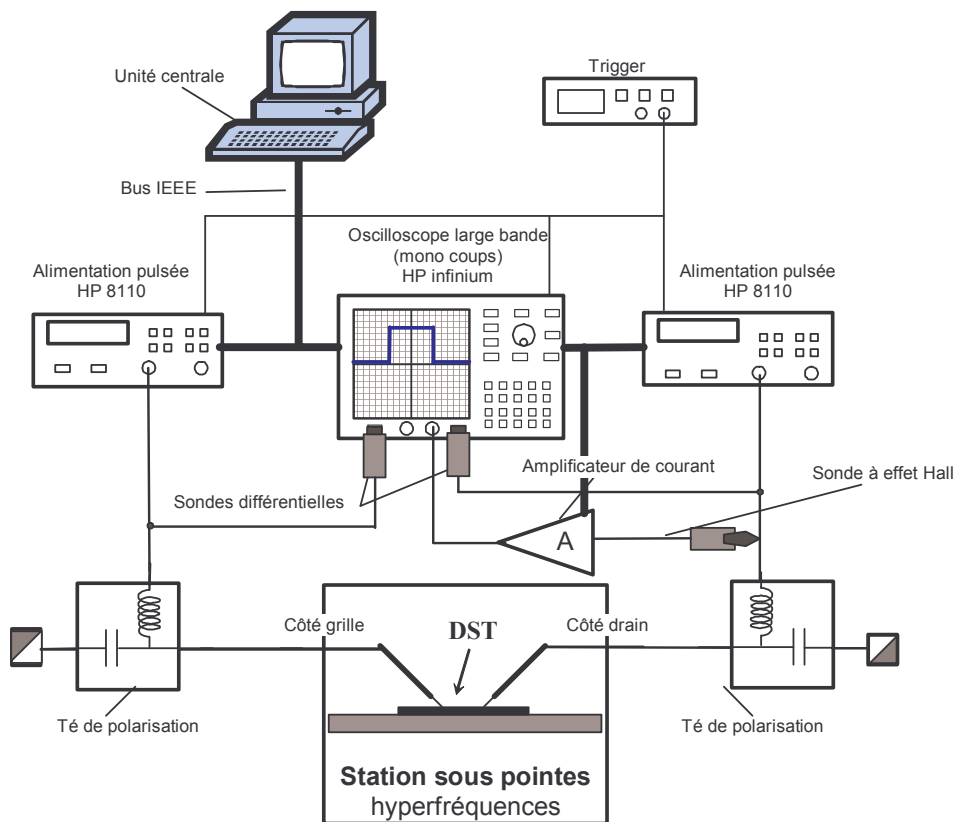


Figure II.2 : Synoptique du système de mesure utilisé pour l'étude de la transconductance et du courant de drain en régime statique pulsé

Le système présenté figure II.2, permettant l'étude du courant de drain et de la transconductance en régime statique pulsé, est composé de deux alimentations pulsées HP 8110. Ces deux alimentations permettent d'injecter simultanément des impulsions synchronisées sur la grille et sur le drain des composants à mesurer. Chaque alimentation permet de superposer aux impulsions une polarisation continue. Les impulsions de tensions générées sur la grille et sur le drain sont mesurées par l'intermédiaire de sondes passives miniatures associées à un oscilloscope large bande (500 MHz) HP infinium. Le courant de drain est mesuré en milieu d'impulsion par l'intermédiaire d'une sonde à effet Hall associée à un amplificateur de courant dont la sortie est connectée à l'oscilloscope. Tous les instruments de mesure sont pilotés sous environnement Labview par une unité centrale via un bus IEEE. Les temps de montée et de descente des impulsions injectées sur la grille et le drain sont identiques, et couramment de 50 ns. La durée des impulsions usuellement injectées sur la grille est de 350 ns contre 250 ns pour celles injectées sur le drain et la période de répétition est de 10  $\mu$ s. Les impulsions injectées sur grille et sur le drain sont synchronisées de manière à ce que le centre des impulsions soit confondu. La figure II.3 illustre la séquence d'impulsions envoyées sur la grille et le drain. Les trois quarts du temps, le composant voit sur la grille et sur le drain la polarisation correspondante au point de repos. Pour reconstituer un réseau  $I_D(V_{DS})$ , l'amplitude des impulsions sur la grille est constante pendant que l'amplitude des impulsions sur le drain varie jusqu'à la valeur maximum choisie. Puis l'amplitude de l'impulsion sur la grille est incrémentée et l'amplitude des impulsions sur le drain varie à nouveau jusqu'à la valeur maximum, et ainsi de suite jusqu'à la reconstitution complète du réseau  $I(V)$ . De plus amples informations sur ce système peuvent être obtenues dans l'article [6].

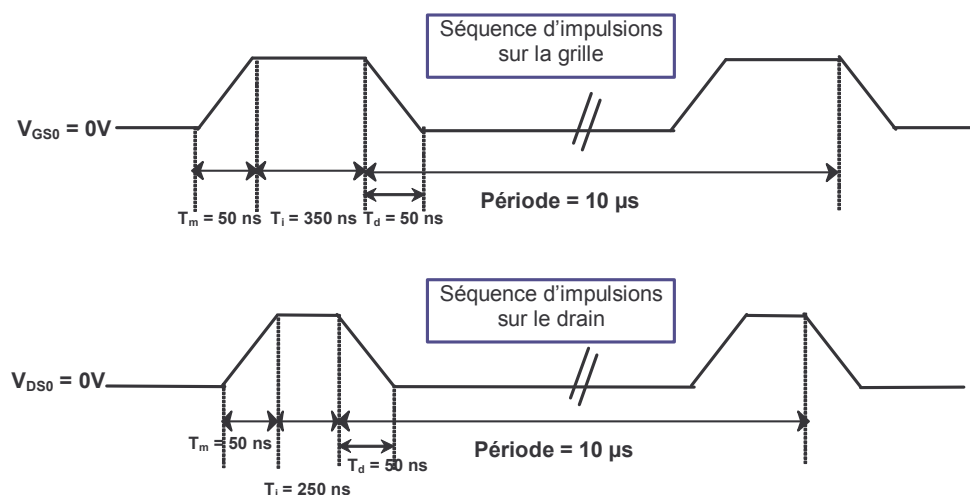


Figure II.3 : Exemple d'une séquence d'impulsion du banc de mesure pulsé statique

### II.1.2 Définitions

La transconductance  $G_m$  d'un transistor à effet de champ représente l'aptitude du composant à amplifier un signal. Elle est définie par la relation II.1, c'est à dire la pente de la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  à  $V_{DS} = \text{constante}$ . La conductance du canal  $G_d$  est définie par la relation II.2, c'est à dire la pente de la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  à  $V_{GS} = \text{constante}$ .

$$G_m = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS} = \text{cst}} \quad (\text{II.1})$$

$$G_d = \left. \frac{\partial I_D}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS} = \text{cst}} \quad (\text{II.2})$$

Nous présenterons les résultats obtenus sur l'ensemble des structures auxquels nous tenterons d'associer une analyse physique à partir des études que nous avons présentées précédemment.

## II.2 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure I

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de longueur de grille de  $0.5 \mu\text{m}$  et de développement  $2 \times 50$ ,  $2 \times 150$  et  $2 \times 250 \mu\text{m}$  ainsi que sur des transistors  $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ . L'étude de cette dernière géométrie a permis d'étudier l'influence de la longueur de grille sur la tension de pincement des transistors indicateur des effets de canal court. Tous les transistors étudiés ont des écarts grille-source et grille-drain identiques de  $1$  et  $1.5 \mu\text{m}$  respectivement.

### II.2.1 Etude statique du courant de drain en régime continu des transistors de la structure I

Quatre exemples de caractéristique statique  $I_D(V_{DS\text{ext}})$  extrinsèques obtenus sur cet échantillon pour les géométries de transistors précitées sont présentés figure II.4. Les courants de drain sont donnés en milliampère par millimètre de développement de grille afin de faciliter les comparaisons.

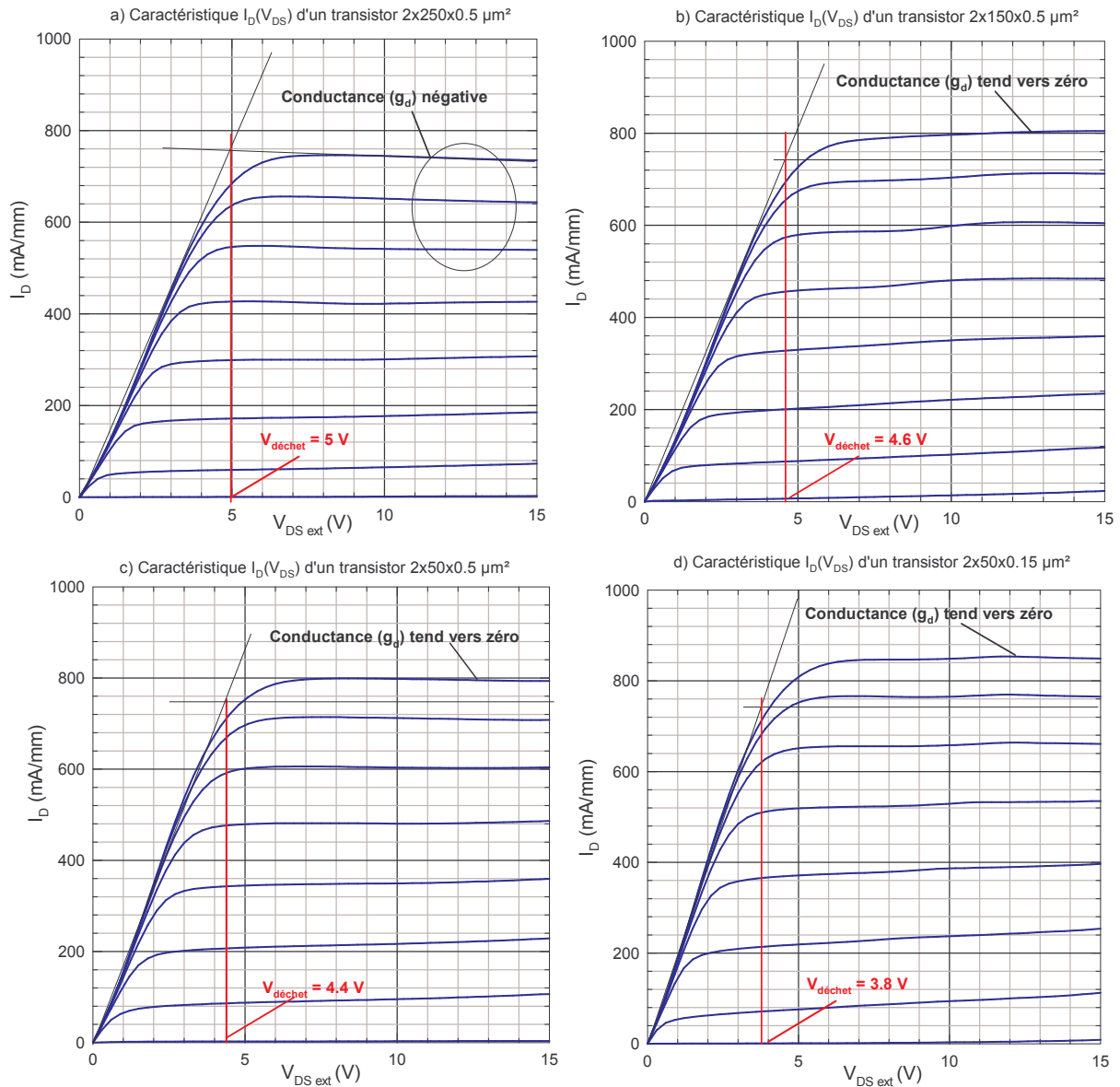


Figure II.4 : a) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 250 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , c) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ . Toutes les mesures ont été réalisées de  $V_{GS} = -5$  à  $2$  V par pas de  $2$  V (structure I).

Les tensions de « déchet » ont été déterminées sur les quatre caractéristiques statiques pour une densité de courant de  $I_D = 750$  mA/mm afin de permettre la comparaison des valeurs obtenues. Celles ci sont comprises entre  $4.4$  et  $5$  V pour les transistors de longueur de grille de  $0.5 \mu\text{m}$  et  $3.8$  V pour le transistor de longueur de grille  $0.15 \mu\text{m}$ . Ces valeurs sont environ dix fois plus importantes que celles obtenues sur les transistors HEMT en technologie GaAs ( $V_{\text{déchet}} \approx 0.5$  V) [7]. Ceci est parfaitement cohérent avec les valeurs des résistances d'accès extraites lors de l'étude des diodes Schottky qui sont, elles aussi, environ dix fois supérieures à celles obtenues sur des transistors à base de GaAs. Ces fortes valeurs sont liées à un faible dopage de la barrière, à l'absence de couche dopée en surface (« cap layer »), et à la moins bonne mobilité des électrons dans le GaN comparativement à celle dans le GaAs. Comme nous l'avons évoqué, l'implantation

d'espèces ioniques donneuses sous le contact ohmique favoriseraient l'effet tunnel et permettrait de réduire considérablement les résistances de contact donc les résistances d'accès [4]. Une diminution des tensions de déchet amènerait une amélioration des fréquences de coupure du gain et donc du rendement en puissance des composants. Nous reviendrons au *chapitre IV* sur l'influence des tensions de déchet sur le rendement en puissance des composants.

La caractéristique  $I_D(V_{DS})$  du transistor  $2 \times 250 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  (figure II.4.a) présente une diminution linéaire du courant de drain pour  $V_{DS} > V_{DS\text{sat}}$  (la tension drain-source de saturation pour une polarisation grille-source donnée) et pour  $I_D > 250 \text{ mA}$ . Cette conductance négative  $G_d$  n'est pas visible sur les caractéristiques des autres transistors. Effectivement, le courant de drain maximum (à  $V_{GS} = 2 \text{ V}$ ) des transistors de deux doigts de grille de  $50 \mu\text{m}$  n'excède pas  $90 \text{ mA}$  et celui du transistor  $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  atteint  $240 \text{ mA}$ . Par conséquent, la limite de  $250 \text{ mA}$ , où l'effet de conductance négative apparaît, n'est jamais atteinte avec les transistors de plus faibles développements. Dès lors, nous pouvons attribuer cette conductance négative à des effets thermiques car si cette baisse de courant était imputable à des effets de pièges, la chute du courant de drain devrait être visible également sur les transistors de plus faibles développements.

Lorsque le courant de drain devient important, la température dans les zones d'accès et le canal augmente. D'où une augmentation des résistances d'accès qui n'est pas proportionnelle à la géométrie des composants (la résistivité augmente lorsque le développement augmente) comme nous pouvons le constater sur la figure II.4. Ceci engendre un décalage de la tension de déchet de l'ordre de  $15 \%$ , à ceci s'ajoute une diminution de la vitesse moyenne des porteurs dans le canal et donc une baisse du courant de drain. Des mesures statiques en régime pulsé au point de repos ( $V_{DS0} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{GS0} = 0 \text{ V}$ ) sur les différentes topologies auraient certainement permis de justifier cette hypothèse. Malheureusement, nous n'avons pas eu le temps nécessaire de les réaliser sur cette structure.

Afin de vérifier la loi d'échelle, nous avons représenté figure II.5, l'évolution du courant de drain mesuré à  $V_{GS} = 2 \text{ V}$  et  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  en fonction du développement et pour la longueur de grille  $0.5 \mu\text{m}$ .

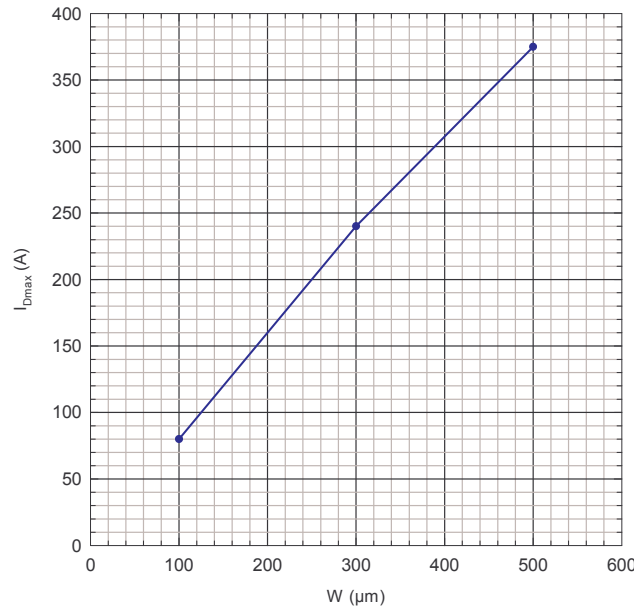


Figure II.5 : Evolution du courant de drain maximum relevé à  $V_{GS} = 2\text{ V}$  en fonction du développement de grille (structure I) dans le cas d'une topologie à deux doigts de grille.

La figure II.5 montre une évolution du courant de drain maximum quasiment linéaire en fonction du développement. Le léger point d'inflexion généré par la valeur du courant de drain mesuré sur le composant  $2 \times 250 \times 0.5\ \mu\text{m}^2$  est certainement lié à des défauts ponctuels sur l'échantillon. Dès lors, nous considérerons que sur cet échantillon, l'évolution du courant de drain en fonction du développement obéit à une loi d'échelle pour les topologies à deux doigts de grille et pour une tension  $V_{DS}$  supérieure à 10 V (tension pour laquelle la conductance négative apparaît pour les topologies  $2 \times 250 \times 0.5\ \mu\text{m}^2$ ).

La figure II.4.d représente la caractéristique  $I_D(V_{DSext})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.15\ \mu\text{m}^2$ . Ce transistor présente plus de courant de drain que son homologue de même développement mais de longueur de grille de  $0.5\ \mu\text{m}$ . Ceci est cohérent car le courant de drain d'un transistor à effet de champ est directement proportionnel à la vitesse moyenne des porteurs. Lorsque la longueur de grille diminue les effets de survitesse sont plus prononcés d'où une augmentation de la vitesse moyenne des porteurs. Afin d'étudier plus précisément l'influence de la longueur de grille sur les effets des transistors, il aurait été nécessaire de disposer de quatre ou cinq topologies de transistors avec des longueurs de grille différentes et des rapports  $L_g/a$  constants ( $a$  = épaisseur de la barrière).

## II.2.2 Etude statique de la transconductance en régime continu des transistors de la structure I

Afin de mettre en avant le fort potentiel de ces transistors GaN pour des applications de puissance à haute linéarité, nous présentons la transconductance des quatre composants présentés

précédemment. Celles-ci seront représentées en fonction de  $V_{GS}$  à  $V_{DS} = 15\text{ V}$  ainsi que les caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  correspondantes.

Le courant de drain de la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  à  $V_{DS} = \text{constante}$  peut être représenté par un polynôme d'ordre  $n$  [5]

$$I_D = a_0 + a_1 V_{GS} + a_2 V_{GS}^2 + a_3 V_{GS}^3 + \dots + a_n V_{GS}^n \quad (\text{II.3})$$

Les relations II.1 et II.2 permettent d'aboutir à l'expression de la transconductance

$$G_m = a_1 + 2 \cdot a_2 V_{GS} + 3 \cdot a_3 V_{GS}^2 + \dots + n \cdot a_n V_{GS}^{n-1} \quad (\text{II.4})$$

A partir des relations II.3 et II.4, des ajustements numériques du courant de drain en fonction de  $V_{GS}$  et de la transconductance ont été réalisés. Les résultats sont présentés figure II.6.

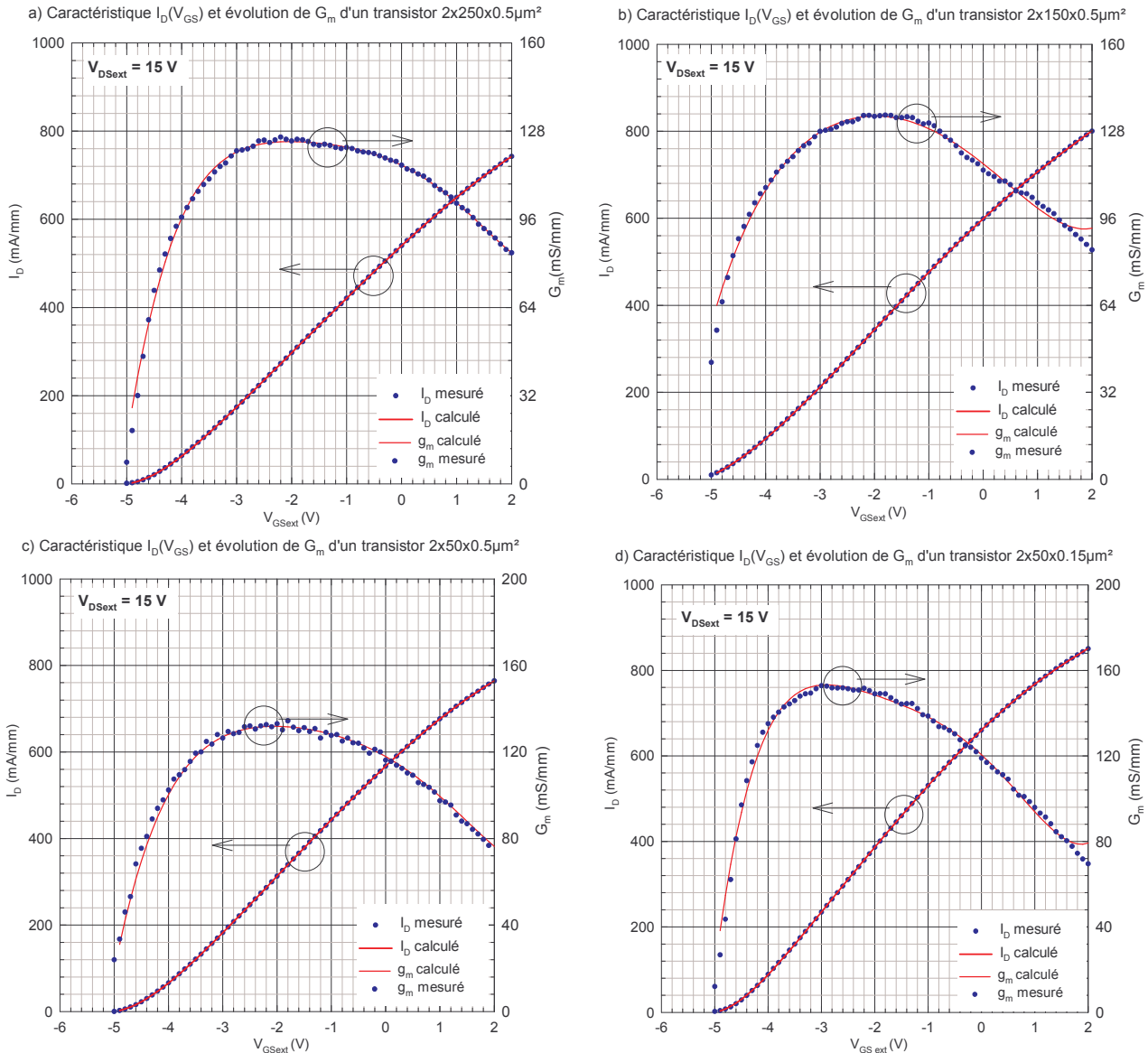


Figure II.6 : a) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 250 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), b) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), c) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), d) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$ ). Toutes les mesures ont été réalisées à  $V_{DS} = 15\text{ V}$  (structure I).



Les ajustements numériques ont été réalisés en utilisant un polynôme d'ordre 6 pour représenter le courant de drain en fonction de  $V_{GS}$ . Les résultats de la figure II.6 montrent qu'il y a, pour les quatre géométries de transistor, un ajustement quasi parfait entre les courants de drain mesurés et simulés, tout comme les transconductances déduites des coefficients issus de l'ajustement numérique de  $I_D(V_{GS})$ . Les transistors de longueur de grille identique ( $L = 0.5 \mu\text{m}$ ) mais de développements différents ont un maximum de transconductance d'environ 130 mS/mm. En revanche le transistor de  $2 \times 50 \times 0.15 \mu\text{m}^2$  présente une transconductance plus élevée de 152 mS/mm ce qui est conforme à la théorie car plus la longueur de grille diminue, plus l'efficacité de commande est améliorée, tant que le rapport  $L_g/a$  reste raisonnable ( $L_g/a \approx 6$ ). L'évolution de ces transconductances en fonction de  $V_{GS}$  est de forme parabolique du pincement à  $V_{GS} = 2 \text{ V}$ . Ce profil est typique d'un comportement prometteur en linéarité. L'étude des paramètres  $a_i$  du polynôme permet de confirmer cette affirmation. A titre d'exemple, les paramètres  $a_i$  du polynôme d'une des topologies de composant sont présentés tableau II.1. Ils sont comparés à ceux de la littérature obtenus sur des transistors de longueur de grille  $L_g = 1 \mu\text{m}$  en technologie GaAs dont l'épitaxie et la technologie sont optimisées pour améliorer le comportement en linéarité.

	$2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$	HFET AlGaAs/InGaAs [8]	DDCHFET InGaP/InGaAs [9]
$a_0$	598.8949	-	112.5
$a_1$	116.0602	-	158.06
$a_2$	-7.9341	-	11.3171
$a_3$	-0.6774	-	-15.1263
$a_4$	0.3050	-	13.21.38
$a_5$	0.0629	-	-5.16856
$a_6$	0.0070164	-	0.569016
$a_2/a_1$	-0.06836	-	0.0716
$a_3/a_1$	-0.00584	0.015	-0.0957
$a_4/a_1$	0.00263	-	0.0836
$a_5/a_1$	0.00054	-	-0.0327
$a_6/a_1$	$6.05 \times 10^{-6}$	-	0.00369

Tableau II.1 : Paramètres  $a_i$  obtenus à  $V_{D\text{Sext}} = 15 \text{ V}$  sur les quatre composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux de la littérature (structure I)

D'un point de vue intermodulation, un transistor présente un comportement en linéarité d'autant plus exemplaire que les paramètres  $a_i$  d'ordres impairs sont faibles, excepté  $a_1$ , [5]. Ces paramètres  $a_i$  d'ordres impairs doivent être les plus faibles possible devant le terme  $a_1$  pour limiter au maximum l'amplitude des raies d'intermodulation d'ordre 3, 5, 7... Afin de quantifier l'importance des paramètres  $a_i$  devant  $a_1$ , nous avons présenté dans le tableau II.1, les rapports  $a_i/a_1$ .

Pour le transistor HFET AlGaAs/InGaAs, seul le rapport  $a_3/a_1$ , était fourni, toutefois cette quantité est la plus intéressante pour l'analyse de l'intermodulation d'ordre 3. Les transistors GaN présentent un rapport  $a_3/a_1$  environ trois fois plus faible pour le transistor  $2 \times 150 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  que celui du transistor HFET AlGaAs/InGaAs. Par conséquent, les transistors GaN disposent d'un meilleur comportement en linéarité. Il ne faut surtout pas oublier, qu'aucune optimisation technologique n'a été réalisée sur ces transistors grand gap de manière à améliorer ce comportement contrairement au transistor HFET AlGaAs/InGaAs. Les différences entre les rapports  $a_i/a_1$  des transistors GaN avec ceux du transistor DDCHFET InGaP/InGaAs sont encore plus marquées.

En résumé, les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  ont permis de mettre en évidence une conductance négative pour des courants supérieurs 250 mA. Nous supposons que cet effet est lié principalement à des effets thermiques car les transistors de faible développement ne présentent pas cette conductance négative. L'analyse de la transconductance confirme que les transistors de cette structure présentent des paramètres  $a_i$  qui leurs confèrent un comportement prometteur en linéarité sachant qu'aucunes optimisations de la technologie n'ont été réalisées.

### **II.3 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure II**

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de longueur de grille de  $0.5 \mu\text{m}$  et de développement  $2 \times 25$ ,  $2 \times 50$  et  $2 \times 75 \mu\text{m}$ . Tous les transistors étudiés ont des écarts grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Les mesures sur ces transistors ont montré qu'ils étaient sensibles à la lumière blanche, au sens et au temps de polarisation. Ces phénomènes n'ont pas été observés sur les transistors des structures I, III et IV.

Dans un premier temps, nous présentons les résultats des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  et  $G_m(V_{GS})$  obtenus sous éclairage par une lumière blanche associée à un filtre UV. Dans un deuxième temps, une comparaison est effectuée entre les résultats obtenus à l'obscurité et ceux obtenus sous éclairage. Les effets des temps de polarisation sont ensuite abordés, pour cela le banc de mesure statique développé afin de contrecarrer les limitations du logiciel HP ICCAP sera présenté. Enfin, les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime statique pulsé à l'obscurité seront exposées. A la vue de ces différents résultats, des analyses physiques sont proposées afin d'essayer d'identifier les divers phénomènes rencontrés.

## II.3.1 Etude statique du courant de drain et de la transconductance en régime continu à l'éclairement

### II.3.1.1 Etude du courant de drain sous éclairement en régime statique continu des transistors

Trois exemples de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  extrinsèques obtenues sur cette structure sont présentés figure II.7. Les courants de drain sont donnés en milliampère par millimètre de développement de grille. Les mesures ont été réalisées sous l'éclairement d'une lumière blanche à laquelle un filtre UV a été associé afin d'éviter la création d'un photo-courant. Etant donné la valeur de la bande interdite du GaN ( $E_G = 3.39$  eV), la lumière d'excitation doit être composée par des ondes lumineuses dont les longueurs d'onde sont inférieures ou égales à 366 nm.

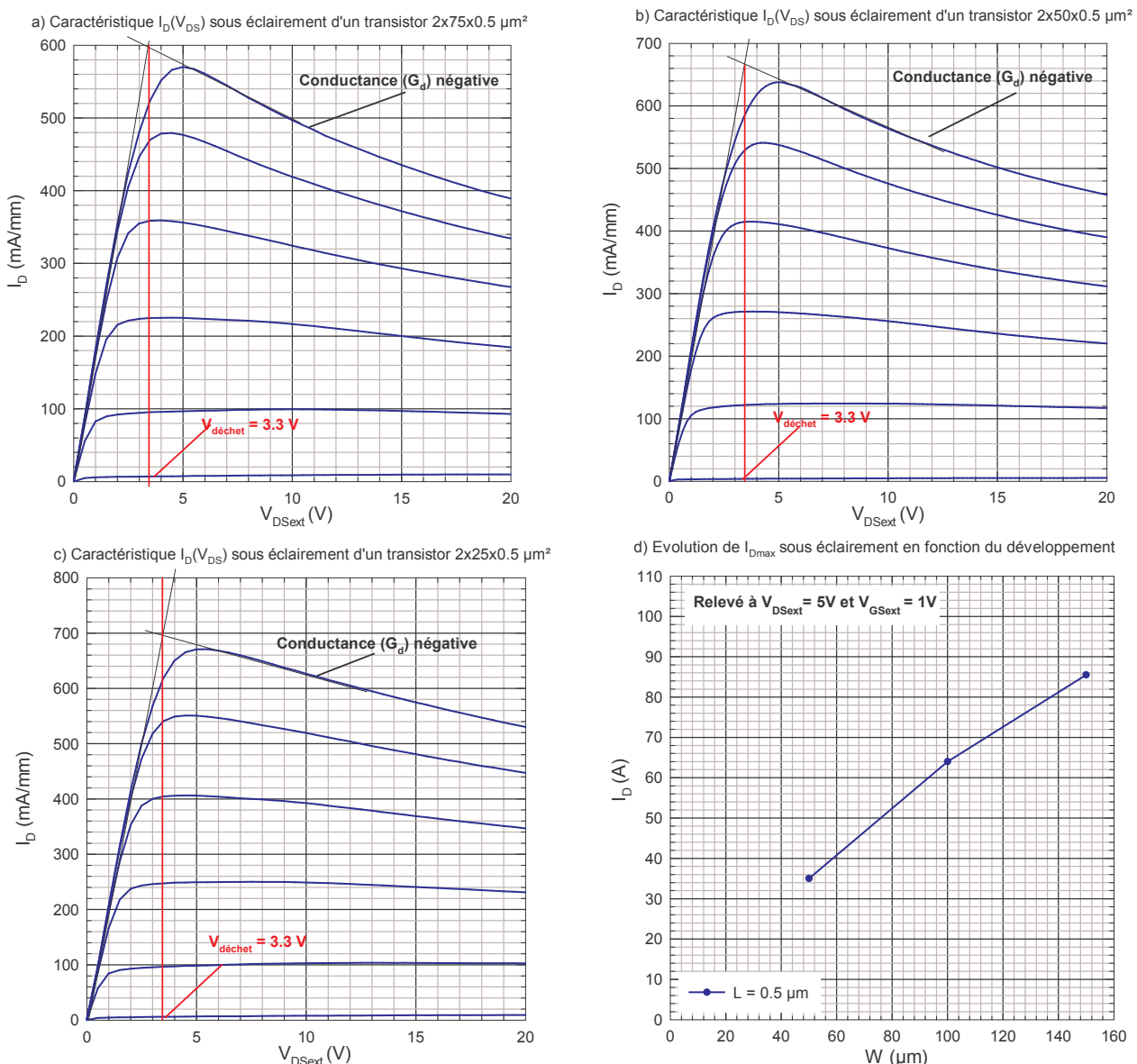


Figure II.7 : a) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , c) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Evolution du courant  $I_{Dmax}$  en fonction du développement (relevé à  $V_{GSext} = 1$  V et  $V_{DSext} = 5$  V). Toutes les mesures ont été réalisées à l'éclairement de  $V_{GS} = -4$  à 1 V par pas de 1 V (structure II).

Les tensions de déchet mesurées à  $V_{GSext} = 1 \text{ V}$  des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  des trois transistors présentés figure II.7 sont identiques et égales à  $V_{déchet} = 3.3 \text{ V}$ . Les tensions de déchet ont été déterminées pour une polarisation grille-source donnée et non pour une densité de courant donnée à cause de la forte conductance négative. Cette valeur de tension de déchet est plus faible que celle obtenue sur les transistors de la structure I ( $V_{déchet} \approx 4 \text{ V}$  pour  $I_D = 650 \text{ mA/mm}$ ) à densité de courant de drain équivalente. Ceci est cohérent car les résistances d'accès extraites sur cet échantillon sont quasiment deux fois moins importantes que celles extraites sur les transistors de même géométrie de la structure I (lié au fort dopage de la couche d'AlGaN). Les trois caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  montrent une forte conductance négative pour des densités de courant de drain de l'ordre de  $250 \text{ mA/mm}$ . Contrairement à l'échantillon I, cette conductance négative ne semble pas dépendre du courant de drain mais de la densité de courant. Sur l'échantillon I, la conductance négative n'était visible que pour des courants de drain de l'ordre de  $250 \text{ mA}$  par contre sur cette structure dès lors qu'un courant de l'ordre de  $15 \text{ mA}$  apparaît l'effet de  $G_D$  négatif est déjà présent. Les principales différences entre l'échantillon de la structure I et l'échantillon de la structure II sont le substrat employé et le dopage beaucoup plus important de la couche donneuse pour la structure II. Effectivement la structure I a été épitaxiée sur un substrat de carbure de silicium alors que l'échantillon II a été épitaxié sur un substrat de saphir. Comme nous l'avons évoqué au chapitre I, le carbure de silicium a une conductivité thermique presque sept fois plus importante que celle du saphir (*cf. chapitre I*). Par conséquent, en attribuant la conductance négative à des effets thermiques, nous serions facilement tentés d'affecter les différences d'effets thermiques entre les deux structures au simple fait que les conductivités thermiques des deux substrats sont très différentes. Cependant, nous verrons lors de l'étude de la structure IV épitaxiée sur un substrat de saphir dont l'épaisseur est sensiblement la même que celle du substrat de l'échantillon II, que la conductance négative apparaît pour des valeurs de courant de drain sept fois plus élevées. Certes, il s'agit certainement d'un effet thermique, mais peut-on affirmer simplement que cet effet thermique est lié aux propriétés intrinsèques du GaN épitaxié sur du saphir ? A la vue des résultats de la structure IV, il est fort envisageable que l'effet de conductance négative soit lié à des effets de pièges qui réagissent fortement aux contraintes thermiques sinon les échantillons II et IV présenteraient des résultats similaires. Nous reviendrons sur cette analyse lors de l'étude du courant de drain en régime statique pulsé.

## II.3.1.2 Etude de la transconductance en régime statique continu des transistors

Comme pour la structure I, les résultats de transconductance issus de la caractérisation en régime statique continu sont présentés figure II.8. Les mesures ont été réalisées sur des transistors de deux doigts de grille de  $50 \mu\text{m}$  de largeur et pour des longueurs différentes  $0.3$ ,  $0.5$ ,  $1$  et  $1.5 \mu\text{m}$ . Afin de déterminer le potentiel des transistors en terme de linéarité, des ajustements numériques ont été réalisés de manière à extraire les valeurs des paramètres  $a_i$  du polynôme utilisé pour représenter l'évolution de la caractéristique  $I_D(V_{GS})$ .

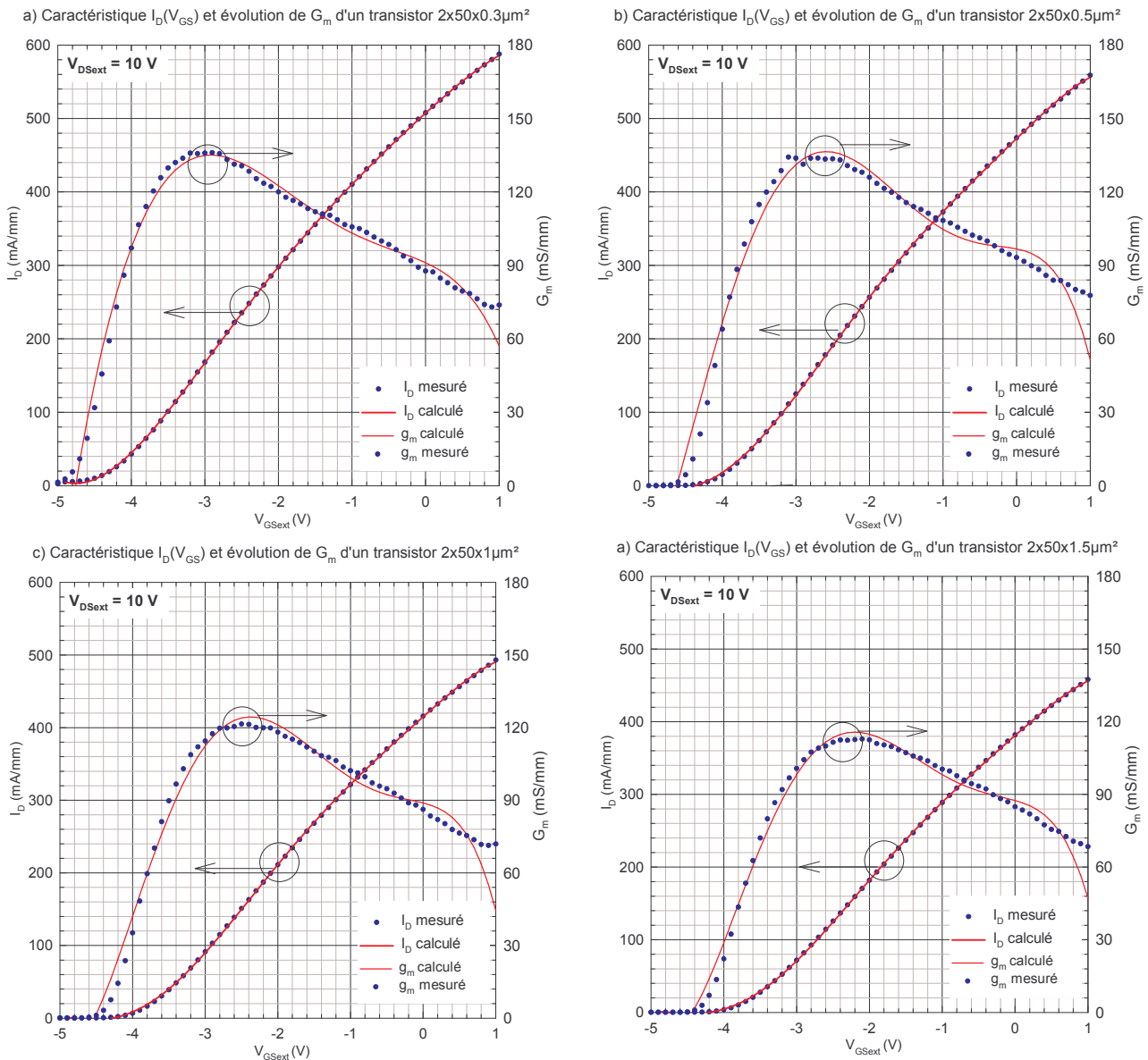


Figure II.8 : a) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ ), b) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), c) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 1 \mu\text{m}^2$ ), d) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 1.5 \mu\text{m}^2$ ). Toutes les mesures ont été réalisées à  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  (structure II).

L'évolution de la transconductance en fonction de  $V_{GS}$  a une allure moins parabolique que celle enregistrée sur les composants de la structure I et laisse, par conséquent, présager des

performances en terme de linéarité moins intéressantes. L'étude des coefficients  $a_i$  du polynôme dont nous allons discuter confirme cette remarque d'ordre général. On note que le maximum de transconductance diminue avec l'augmentation de la longueur de grille ce qui est cohérent avec la théorie. En revanche ce maximum se décale vers la tension de pincement au fur et à mesure que la longueur de grille diminue. Cet effet peut être lié au rapport  $L_g/a$  qui laisse apparaître des effets de canal court plus importants lorsque la longueur de grille est faible. Le maximum de  $G_m$  obtenu sur le transistor  $2 \times 50 \times 2 \text{ } \mu\text{m}^2$  (figure II.8.d) se manifeste à  $V_{GS_{ext}} = -2.1 \text{ V}$  et se trouve très proche du maximum de mobilité déterminée par la mesure de la conductance à faible champ sur un transistor de géométrie  $2 \times 75 \times 2 \text{ } \mu\text{m}^2$  (cf. chapitre II). Au-delà de ce maximum (pour tous les transistors), la transconductance diminue linéairement avec l'augmentation de la polarisation grille-source. Cette diminution correspond tout à fait à la décroissance linéaire de la mobilité présentée dans le chapitre précédent. Cette diminution avait été reliée à l'augmentation de la densité de charges dans la barrière au fur et à mesure que la polarisation grille-source augmente. Comme nous l'avons déjà évoqué, les charges dans la barrière ont une mobilité beaucoup plus réduite que celles situées dans le gaz 2D. Le courant de drain mesuré correspond à la somme du courant généré par les charges de la barrière et celui lié aux charges du gaz 2D. L'ensemble donne une mobilité moyenne qui décroît au fur et mesure que la densité de charge dans la barrière augmente, d'où l'évolution de la transconductance.

Afin de déterminer la qualité des transistors en terme de linéarité, l'analyse des paramètres  $a_i$  du polynôme représentant la caractéristique  $I_D(V_{GS})$  a été réalisée. Les résultats obtenus sur l'ensemble des transistors sont présentés tableau II.2 et sont comparés aux paramètres  $a_i$  obtenus sur le transistor HFET en technologie GaAs et à ceux obtenus sur le transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \text{ } \mu\text{m}^2$  de la structure I.

L'analyse de tous les rapports  $a_i/a_1$  obtenus sur l'un des quatre transistors de l'échantillon II montre qu'ils sont tous largement supérieurs à ceux obtenus sur le transistor de la structure I excepté le rapport  $a_2/a_1$ . Les transistors de la structure II auront tendance à intermoduler d'avantage les signaux qui leurs sont injectés à l'entrée que ceux de la structure I car les rapports  $a_i/a_1$  d'ordres impairs sont supérieurs. En revanche les transistors GaN de l'échantillon II présentent des rapports  $a_i/a_1$  toujours beaucoup plus faibles que ceux du transistor DDCHFET à base de GaAs. Ceci confirme bien que la technologie GaN permet de réaliser des transistors dont le comportement en terme de linéarité est très intéressant.

	2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$	2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$ Structure I	DDCHFET InGaP/InGaAs [9]
$a_0$	472.708	567.0016	112.5
$a_1$	96.7220	117.8674	158.06
$a_2$	-3.0457	-7.1042	11.3171
$a_3$	-3.8049	-1.4074	-15.1263
$a_4$	-4.9706	-0.0464	13.21.38
$a_5$	-1.4455	0.0389	-5.16856
$a_6$	-0.1149	0.0111	0.569016
$a_2/a_1$	-0.0315	-0.06027	0.0716
$a_3/a_1$	-0.0393	-0.01194	-0.0957
$a_4/a_1$	-0.0514	-0.00039	0.0836
$a_5/a_1$	-0.0149	0.00033	-0.0327
$a_6/a_1$	-0.0012	9.41x10 <sup>-5</sup>	0.00369

Tableau II.2 : Paramètres  $a_i$  obtenus à  $V_{D\text{Sext}} = 10\text{ V}$  sur un des quatre composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux de la littérature et à ceux obtenus sur le transistor 2x50x0.5  $\mu\text{m}^2$  de l'échantillon I (structure II)

### II.3.2 Etude de l'influence de l'éclairement sur les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ en régime statique continu

Une étude du courant de drain en fonction de l'éclairement a été réalisée sur un transistor 2x50x0.3  $\mu\text{m}^2$ . Les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  de ce composant obtenues sous éclairement et à l'obscurité sont présentés figure II.9. Les mesures ont été réalisées de canal pincé à canal ouvert.

A l'obscurité la conductance négative apparaît pour des courants de drain plus importants que ceux mesurés à l'éclairement (compris entre 250 et 350 mA/mm à l'obscurité contre 100 et 150 mA/mm à l'éclairement). Si cet effet était lié à des effets thermiques propre au GaN épitaxié sur un substrat de saphir, la conductance négative serait visible pour une même densité de courant de drain pour les deux conditions de mesure. Nous reviendrons sur cette analyse lors de l'étude du courant de drain en régime statique pulsé



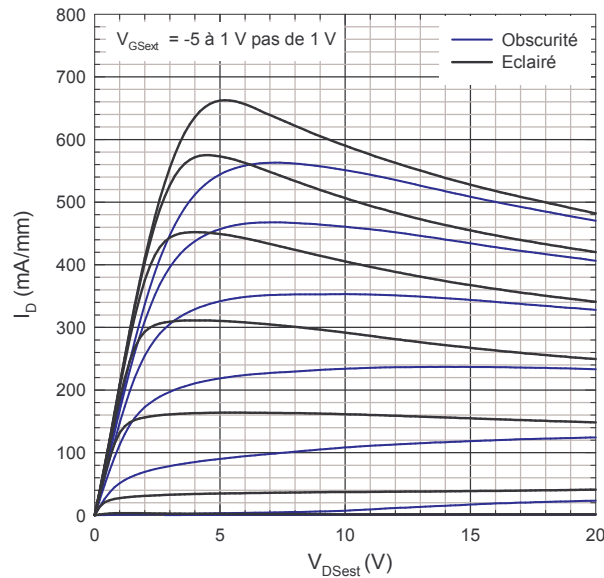


Figure II.9 : Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  mesurées en régime continu à l'éclairage et à l'obscurité d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  (structure II)

La figure II.9 montre que le courant mesuré à l'éclairage est supérieur à celui mesuré à l'obscurité. Etant donné que l'énergie des photons de la source lumineuse n'est pas assez importante pour exciter les électrons de la bande de valence du GaN et à plus forte raison ceux de l'AlGaN, il convient d'attribuer cette augmentation de courant à l'émission ou à la capture d'électrons par des pièges dont les niveaux d'énergie correspondants se trouvent dans le gap du matériau. En revanche, il est difficile de localiser ces pièges par cette méthode car la source lumineuse ayant un spectre énergétique très large ; les photons dont les longueurs d'onde sont les plus grandes pénètrent le matériau en profondeur jusqu'au substrat.

S.C. Binari *et al.* ont montré que les pièges responsables du déficit de courant de drain à l'obscurité sont situés dans la couche tampon GaN (« buffer ») [10], [11]. Ils ont montré que pour des polarisations drain-source supérieures à dix volts, les « électrons chauds » du gaz 2D acquièrent suffisamment d'énergie cinétique grâce au fort champ électrique pour être injectés dans le buffer qui est constitué d'une forte concentration d'éléments dopants à caractère accepteur afin de le rendre semi-isolant. Dès lors, les électrons injectés dans le buffer se trouveraient piégés par ces centres accepteurs provoquant un déficit d'électrons dans le canal. Dès lors l'effet de piégeage entraînerait un déficit d'électrons dans le canal et la formation d'une zone désertée du côté buffer. L'apport d'énergie lumineuse permettrait de libérer ces électrons piégés (figure II.10).



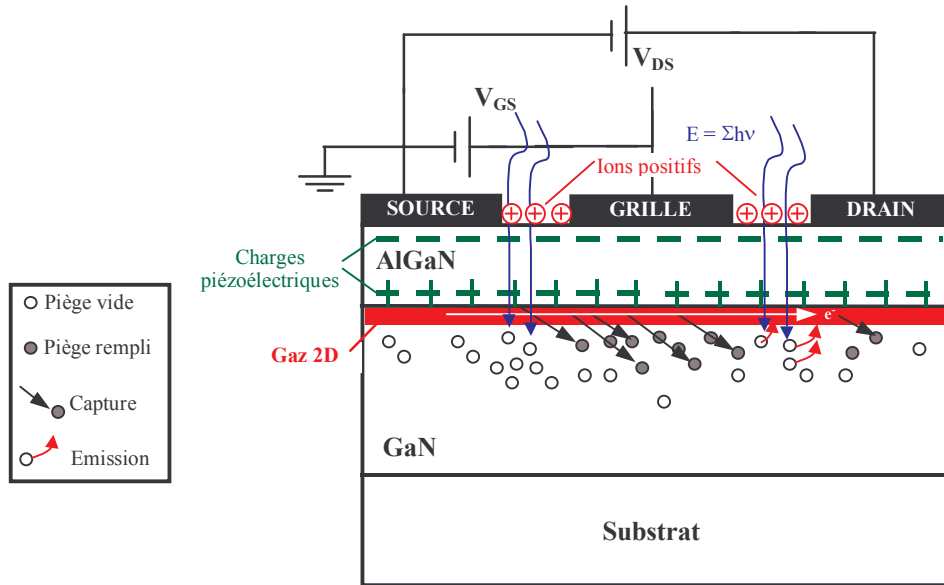


Figure II.10 : Illustration du phénomène d'injection des « électrons chauds » dans le buffer (hypothèse de S.C. Binari)

A l'éclairage la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  présente des tensions de déchet nettement inférieures pour une même densité de courant comme si les résistances d'accès étaient moins importantes. L'hypothèse de Binari est plausible car les régions du composant éclairées sont les espacements grille-source et grille drain, les autres régions étant protégées par la métallisation du contact de grille et des contacts ohmiques. Binari soupçonne ces pièges d'être responsables des faibles puissances obtenues en hyperfréquence. Malheureusement comme nous le verrons dans le dernier chapitre malgré la présence de lumière les performances en puissance obtenues sont loin d'être celles escomptées à partir des caractéristiques statiques des transistors. Ces études montreront qu'il y a plusieurs types de pièges que nous qualifierons de rapides et de lents.

R. Vetury a émis l'hypothèse d'une grille virtuelle située entre la grille et le drain pour expliquer les faibles performances en puissance obtenues vis à vis des performances attendues [12]. Ce concept de grille virtuelle découle de la non-compensation de la charge piézoélectrique négative présente en surface. Comme nous l'avons évoqué lors de l'étude du contact Schottky, la charge positive générée à l'interface AlGaN/GaN par la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique est compensée par la formation du gaz 2D, la charge négative présente en surface devraient être compensée par l'adsorption d'espèces ioniques positives. De cette hypothèse, R. Vetury admet la possibilité que sous l'action d'un champ électrique latéral (polarisation drain-source), des électrons tunnellent de la grille vers le drain en surface et viennent, par conséquent, se recombiner avec les espèces ioniques positives. Dès lors la charge négative piézoélectrique en surface n'étant plus compensée par les ions positifs, un potentiel négatif entre la grille et le drain

apparaît et provoque la désertion du canal. Nous avons essayé de schématiser ce concept figure II.11.

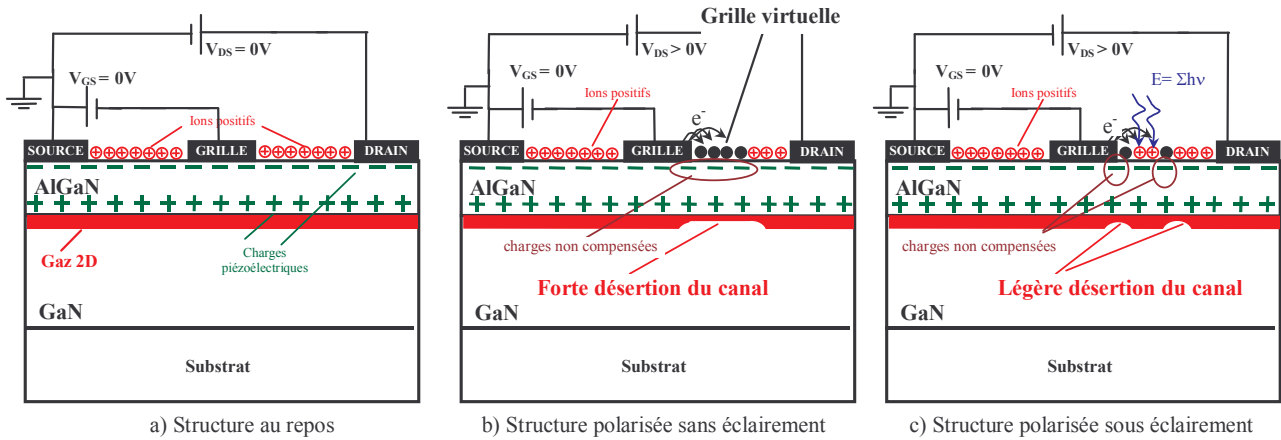


Figure II.11 : Concept de la grille virtuelle et influence de la lumière

La figure II.11.a représente la structure lorsque le composant est non polarisé où l'ensemble des charges piézoélectriques négatives situées en surface sont totalement compensées par les ions donneurs adsorbés en surface (comme l'oxygène).

La figure II.11.b montre la structure lorsque le transistor est polarisé par une tension drain-source. Sous l'action du champ électrique latéral généré par la tension grille-drain, des électrons « tunnelisent » du métal de la grille vers le drain. Cet effet a été évoqué lors de l'étude du contact Schottky que nous avons représenté par la résistance parallèle  $R_p$ . Les électrons circulent en surface et se recombinent avec les ions donneurs. Dès lors, la charge piézoélectrique négative en surface ne se trouve plus compensée sous la surface à l'endroit où les ions et les électrons se sont recombinés. La charge négative exerce par conséquent un potentiel négatif qui déserte le canal. Cet effet a pour conséquence d'augmenter la résistance d'accès  $R_D$  et de limiter le courant de drain.

La figure II.11.c représente la structure lorsque le transistor est polarisé par une tension drain-source et en présence d'une lumière blanche exempte d'ultra violet. Certains électrons en surface sont libérés de leurs pièges sous l'effet du rayonnement. Nous n'avons pas considéré tous les pièges ionisés pour deux raisons :

- Certains pièges pourraient présenter des niveaux d'énergie très profonds dans le gap et ne seraient pas sensibles à la lumière. Les charges piézoélectriques négatives ne seraient pas toutes compensées ce qui provoquerait localement en surface un potentiel négatif qui déserterait par endroit le canal.
- Le courant qui s'établit en surface entre la grille et le drain sous l'action de la tension drain-source pourrait être conditionné par un effet « de sauts » entre les pièges (effet de

« hopping »). Dès lors, quand un électron serait libéré par un piège, il serait capturé par un piège voisin et ainsi de suite. Il s'établirait alors un potentiel moyen en surface qui exercerait une influence sur le gaz 2D.

La présence de ces pièges peut également expliquer les phénomènes rencontrés lors de l'étude  $C(V)$  où l'on observait une modification de la tension de pincement en fonction de la fréquence utilisée. La figure II.9 présente un décalage de la tension de pincement qui passe de  $-4$  V à l'obscurité à  $-5$  V à l'éclairement. En mesure  $C(V)$ , le drain est en circuit ouvert, seule la jonction grille-source est polarisée. On peut supposer qu'il se produit une injection d'électrons en surface dans l'espace grille-source qui crée un potentiel négatif générant la désertion du canal.

Une hypothèse qui n'a pas été considérée par S.C. Binari et R. Vetury est la présence de niveaux profonds dans la barrière. Ces pièges présenteraient une dynamique lente pour passer de l'état ioniser à l'état neutre. Une schématisation grossière de l'évolution d'une structure énergétique présentant un niveau profond dans la barrière d'une polarisation de départ vers une polarisation nulle a été représentée figure II.12.

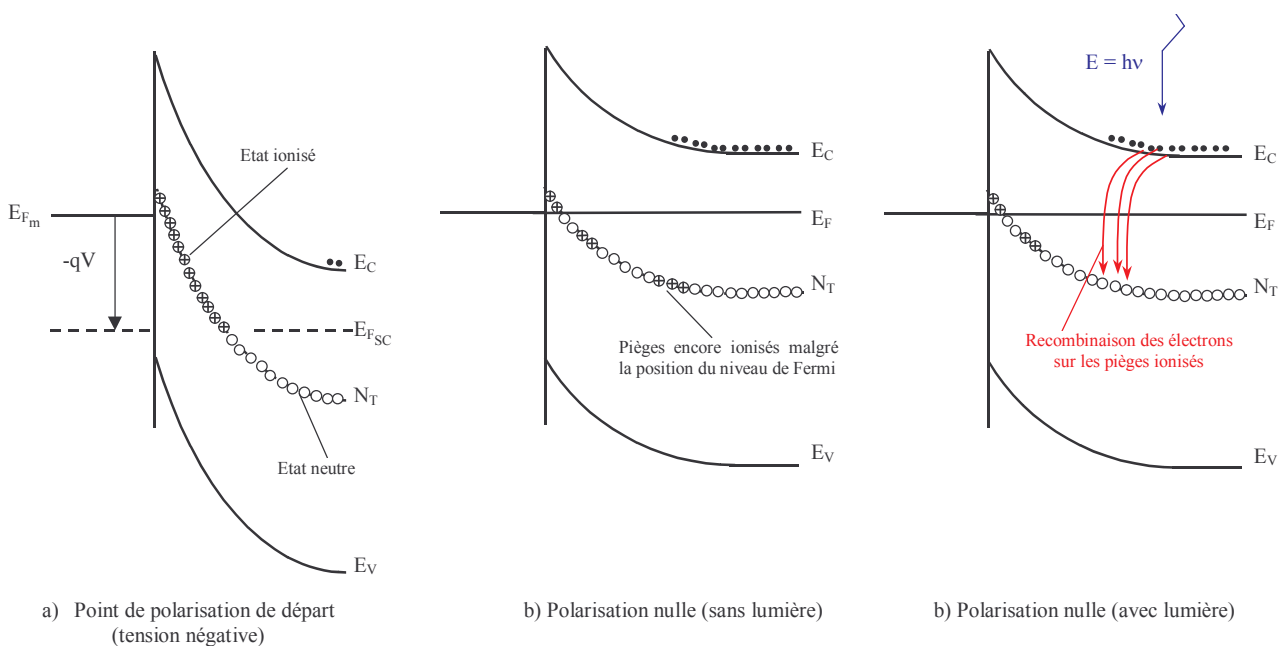


Figure II.12 : Evolution d'une structure énergétique présentant un niveau profond  $N_T$ , d'une polarisation de départ négative vers une polarisation d'arrivée nulle (influence de la lumière)

La figure II.12.a représente la barrière d'AlGaIn polarisée en inverse contenant un niveau de pièges profond  $N_T$ . La polarisation négative introduit une forte courbure de bande et fait « descendre » le niveau de Fermi du semiconducteur par rapport à sa position initiale donnée par  $E_{Fm}$ . Tous les pièges situés au-dessus du niveau de Fermi sont ionisés alors que ceux situés en dessous sont neutres.

Lorsque la polarisation devient brusquement nulle sous l'effet d'une impulsion, le niveau de Fermi tend à reprendre sa position initiale (figure II.12.b). En théorie, si le temps de capture des électrons par les pièges est suffisamment court, alors tous les pièges situés sous le niveau de Fermi seront neutres et les autres ionisés. En revanche, si le temps de capture des électrons par les pièges est long devant la durée de la variation de tension, alors tous les pièges situés sous le niveau de Fermi ne seront pas neutres. Dès lors, tant que ces pièges ne reviendront pas à leur état neutre, le niveau de Fermi ne pourra pas atteindre sa position attendue. Cet effet engendrera un déficit d'électron dans le canal.

Cependant, l'apport de lumière peut réduire considérablement le temps de capture des électrons par les pièges (figure II.12.c). Ainsi l'apport de lumière excite les électrons de la bande de conduction qui vont se recombiner plus facilement avec les centres profonds. Ainsi, la plupart des pièges sont neutres sous le niveau de Fermi lors du retour à la polarisation nulle et n'exercent plus d'action de désertion sur le canal. La lumière est alors considérée comme un catalyseur.

Cette hypothèse est plausible, car elle répondrait d'une part à l'augmentation de la capacité  $C(V)$  en basse fréquence comme nous l'avons déjà évoqué et d'autre part à la variation de la tension de pincement entre les mesures à l'obscurité et l'éclairement.

En résumé, les hypothèses de S.C. Binari et de Vetury sont valables pour le régime statique mais nous verrons que parmi ces deux hypothèses, seul le concept de la grille virtuelle permettrait d'expliquer les phénomènes rencontrés en régime grand signal hyperfréquence. En revanche, ces deux phénomènes peuvent intervenir simultanément en régime statique toutefois il est difficile de les dissocier. Notre hypothèse liée aux temps de capture des centres profonds semble tout à fait cohérente pour le régime statique. En revanche cette hypothèse est basée sur le fait que la lumière réduit le temps de capture des électrons par les pièges alors que celles de Binari et de Vetury induisent une ionisation des pièges grâce à la lumière. Les deux effets de lumière peuvent intervenir simultanément si l'on considère que les pièges présents dans la barrière, en surface et dans le buffer sont différents. Ceci est possible comme l'a montré M. Werquin sur ces échantillons à partir d'étude de photo-ionisation où la présence de plusieurs niveaux de pièges plus ou moins profonds ont été identifiés mais pas localisés spatialement [13]. Dans l'hypothèse de S.C. Binari, si les pièges dans le « buffer » sont de types accepteurs alors ces derniers deviennent des charges négatives lorsqu'ils ont capturé des électrons et peuvent, par conséquent, induire un potentiel négatif qui déserterait le canal sur toute sa longueur. On aurait alors l'effet d'une autre grille virtuelle située dans le buffer. Dans ce cas si les pièges étaient des atomes accepteurs, alors sous l'effet de la lumière, ils auraient tendance à s'ioniser en capturant un ou plusieurs électrons provoquant ainsi une baisse de courant.

Quelle est alors la vraie nature de ces pièges ? Créent-ils un potentiel négatif (une autre grille virtuelle) qui déserte le canal ou alors provoquent-ils un déficit d'électrons dans le canal par piégeage ? Ces deux questions restent aujourd'hui sans réponse.

On retiendra de cette analyse que les effets de pièges sont difficiles à définir concrètement et à localiser aujourd'hui.

### II.3.3 Etude de l'influence du sens de polarisation sur les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ en régime statique continu

Les mesures du courant drain en fonction du sens et du temps de polarisation ont été réalisées sous éclairage et à l'obscurité. Les mesures sous éclairage n'ont pas montré d'influence du sens et du temps de polarisation. Dans ces conditions seul les résultats obtenus à l'obscurité seront présentés. Il semble que la lumière utilisée soit amplement suffisante pour éliminer les effets récurrents des pièges *lents* en régime statique.

Les mesures en fonction du sens de polarisation ont été réalisées sur un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  en utilisant le banc de mesure présenté figure II.1 (alimentation HP 4142B + logiciel HP ICCAP). Les résultats présentés figure II.13 correspondent aux mesures effectuées de canal ouvert à canal pincé et vice versa pour une tension  $V_{DS}$  extrinsèque variant de 0 à 15 V.

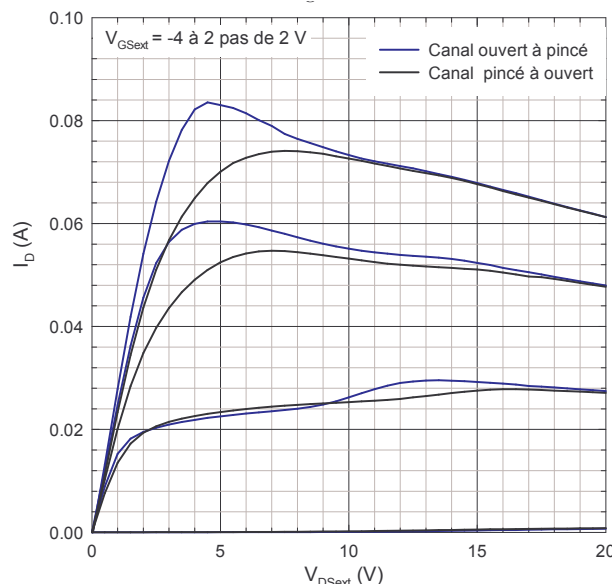


Figure II.13 : Comparaison des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  pour deux sens de polarisation différents à l'obscurité. (Transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure II)

La caractéristique  $I_D(V_{DS})$  obtenue de canal ouvert à canal pincé présente des tensions de déchets moins importantes que l'autre caractéristique. Ceci semble correspondre à une diminution

des résistances d'accès. Les différences entre les deux caractéristiques peuvent être expliquées par les trois hypothèses précédemment citées.

Dans l'hypothèse de Binari, en considérant la mesure de canal pincé à canal ouvert, au fur et à mesure que les polarisations grille-source et grille-drain augmentent, les électrons sont injectés dans le buffer, s'y trouvent piégés. Dès lors, à canal ouvert à la fin de la mesure, la densité d'électrons dans le canal sera moins importante que si la mesure avait été réalisée de canal ouvert à canal pincé.

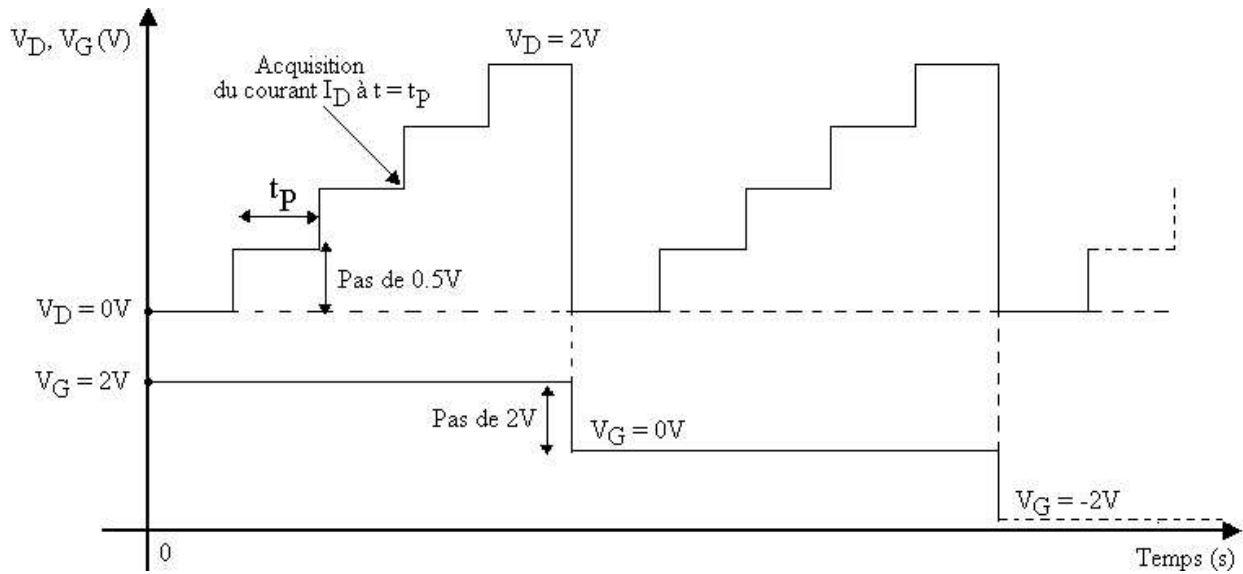
Dans l'hypothèse de Vetury, si au départ le canal est pincé la tension grille-drain est beaucoup plus importante que si au départ le canal est ouvert. Par conséquent, l'injection d'électrons provenant du contact Schottky en surface est plus importante ce qui génère un potentiel négatif en surface engendrant une déplétion du canal dans l'espace grille-drain. L'augmentation de la résistance d'accès  $R_D$  est alors inévitable et se retrouve sur la valeur des tensions de déchet.

Dans l'hypothèse de la présence de centres profonds dans la barrière, à canal pincé au départ, tous les pièges sont ionisés car le niveau de Fermi est très bas dans le gap de l'AlGaIn, et la zone désertée s'étend de la grille au drain sous l'effet de la polarisation drain-source. Lorsque la polarisation grille-source augmente, certains pièges situés sous la nouvelle position du niveau de Fermi sont encore ionisés et exercent par conséquent un effet de désertion sur le canal. A canal ouvert au départ, la zone désertée sous la grille et dans l'espace grille-drain est très étroite, la majorité des pièges sont neutres et n'exercent pas d'influence sur le gaz 2D.

Pour les trois cas, la lumière modifie l'état des pièges (émission ou capture d'électrons) dont les effets ne sont plus visibles en régime statique. Ces trois effets peuvent intervenir simultanément mais les dissocier est aujourd'hui impossible par nos méthodes. Il faut retenir de cette étude que le point de départ de la polarisation statique *fixe* l'état des pièges car ceux-ci sont très lents.

### **II.3.4 Etude de l'influence du temps de polarisation sur les caractéristiques $I_D(V_{DS})$ en régime statique continu (structure II)**

Afin de définir la notion de temps de polarisation en régime statique continu, nous avons représenté figure II.14, un exemple de séquence de polarisation issu du système de mesure automatisé présenté figure II.1 (logiciel HP ICCAP, lorsque les mesures ont été effectuées avec le système ICCAP, les conditions de mesures ont toujours été  $HOLD\_TIME = 0$  ms et  $DELAY\_TIME = 1$  ms)



Le temps de polarisation  $t_p$  (delay time) correspond à la durée pendant laquelle le composant est polarisé avant que l'acquisition du courant soit effectuée. Dès lors, il semble évident que suivant les constantes de temps de capture ou d'émission des pièges, le résultat sera différent en fonction du temps de polarisation imposé avant acquisition. Ce logiciel développé à l'origine pour des technologies de composant autres que GaN, présente une limitation en terme de temps de polarisation. Effectivement, le système est limité à un temps de polarisation  $t_p$  qui dépend du nombre de points choisis. Si le temps de polarisation pour un nombre de point donné est trop grand, le système génère un signal d'erreur. Au bout d'un certain temps si la mesure n'est pas terminée, le système interprète cela comme un problème et déclare l'erreur « time out ». Cependant, nous avons constaté que l'étude des transistors GaN de cette structure nécessitait des temps de polarisation avant acquisition très longs, supérieurs aux limites imposées par le système HP ICCAP. Ainsi nous avons décidé de développer un système de mesure statique avec lequel nous n'étions plus limités en terme de temps de polarisation. Le synoptique du banc statique développé est décrit figure II.15.

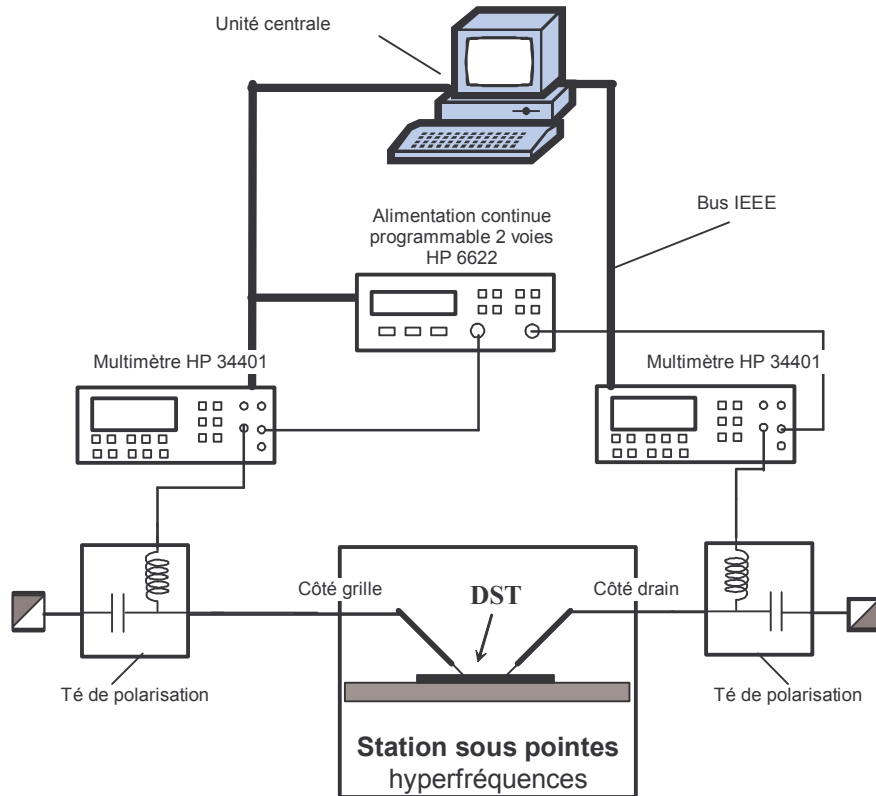


Figure II.15 : Système de mesure en régime continu illimité en temps de polarisation avant acquisition et permettant une multitude de séquences de polarisation différentes

La polarisation de la grille et du drain est assurée par une alimentation programmable HP 6625A comprenant trois voies séparées. Cependant cette alimentation ne permet pas de générer des polarisations négatives. Ainsi nous avons utilisé la troisième voie de l'alimentation pour commander un relais de manière à pouvoir polariser la grille aussi bien en direct qu'en inverse. Le courant de drain est mesuré par un multimètre HP 34401 dont la précision est au maximum de  $1 \mu\text{A}$ . Celui placé entre l'alimentation et la grille du transistor permet de mesurer le courant de grille. Comme nous l'avons évoqué la précision du multimètre n'est que de  $1 \mu\text{A}$  ce qui ne permet pas de déterminer le courant de grille de façon précise. Ceci n'a pas été une limitation car nous l'avons principalement utilisé pour mesurer des courants de grille élevés afin de fixer une limitation (compliance) de la polarisation de drain et de grille lorsque ce courant atteignait  $1 \text{ mA/mm}$  afin d'éviter le claquage ou la détérioration du transistor. Tous les appareils de mesure sont pilotés par une unité centrale via un bus IEEE sous environnement LABVIEW. Les résultats de mesure s'affichent directement à l'écran sous la forme de caractéristique  $I(V)$  et un fichier de données au format texte est enregistré. Nous avons conçu ce système tel qu'il soit possible de polariser les transistors dans de multiples configurations :

- de canal ouvert à canal pincé
- de canal pincé à canal ouvert



- de  $V_{DS} = 0 \text{ V}$  à  $V_{DS} = x \text{ V}$  et vice versa
- en faisant varier  $V_{GS}$  pendant que  $V_{DS}$  reste constant
- en faisant varier  $V_{DS}$  pendant que  $V_{GS}$  reste constant
- en jouant sur le temps de polarisation de la grille et/ou du drain avant acquisition.

Nous présentons ici seulement les résultats obtenus en fonction du temps de polarisation avant l'acquisition du courant de drain ( $V_{DS}$  allant de 0 à 20 V pour chaque pas de  $V_{GS}$ ). Les mesures, dont les résultats sont présentés figure II.16, ont été réalisées pour trois temps de polarisation différents sur un transistor de géométrie  $2 \times 50 \times 2 \text{ }\mu\text{m}^2$  à l'obscurité.

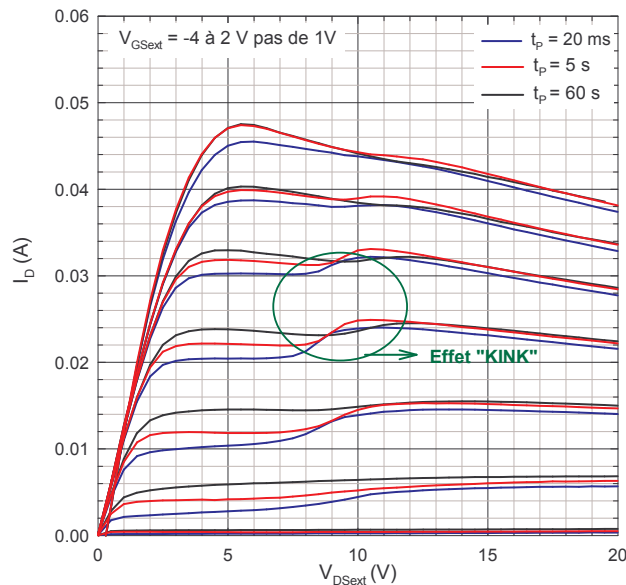


Figure II.16 : Comparaison des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  statiques obtenues pour différents temps de polarisation sur un transistor  $2 \times 50 \times 2 \text{ }\mu\text{m}^2$  à l'obscurité (structure II)

Les mesures ont été réalisées de canal pincé à canal ouvert. Les résultats montrent que les caractéristiques évoluent en fonction du temps de polarisations (de 20 ms à 60 s) mettant en avant des temps de réponse des pièges très longs et à ma connaissance jamais rencontrés sur les substrats GaAs et InP. L'influence du temps de polarisation la plus importante se situe entre  $V_{DSext} = 0 \text{ V}$  et  $V_{DSext} = 10 \text{ V}$ , au-delà l'influence est légère. Plus le temps de polarisation est important, plus les tensions de déchet sont faibles en particulier pour des  $V_{GSext}$  proches du pincement. Les trois hypothèses émises précédemment peuvent encore une fois expliquer ce comportement.

Pour le cas de Binari, lorsque la tension de drain revient à 0 V, le temps de polarisation avant l'acquisition du courant permet à la structure de revenir à un quasi équilibre (émission progressive des électrons piégés dans le buffer). Le nombre d'électrons présents dans le canal dans l'espace grille-drain augmente provoquant une diminution de la résistance d'accès  $R_D$  et des tensions de déchet.

Pour le cas de Vetry, il s'agit du même principe. Lorsque la tension de drain revient à 0 V, le temps de polarisation avant l'acquisition du courant permet à certains électrons piégés en surface d'être libérés. Le potentiel négatif en surface devient moins important et déserte moins le canal. La résistance d'accès  $R_D$  diminue quand le temps de polarisation augmente, d'où la tension de déchet et le courant de drain.

Enfin dans l'hypothèse de la présence de centres profonds dans la barrière, le temps de polarisation permet à certains pièges de capturer des électrons afin de devenir neutres lorsque le niveau de Fermi remonte dans le gap sous l'effet de la polarisation grille-source. Les pièges devenus neutres ne désertent plus le canal ce qui a pour conséquence d'augmenter le courant de drain.

La figure II.16 montre la présence d'un effet « kink » pour  $8 < V_{D\text{Sext}} < 10$  V. Cet effet est lié à une libération brutale d'électrons. Cet effet apparaît pour des tensions drain-source de plus en plus élevées lorsque l'on ouvre le canal prouvant, ainsi, que la libération des électrons est due au champ électrique latéral généré par la polarisation grille-drain. Cet effet disparaît quasiment lorsque le temps de polarisation est de soixante secondes ce qui implique une libération des électrons progressive pendant la mesure.

Ces mesures ont permis de montrer des temps de réponse des pièges très longs qui laissent présager des problèmes importants en fonctionnement hyperfréquence grand signal comme cela sera présenté dans le dernier chapitre.

### **II.3.5 Etude du courant de drain en régime statique pulsé**

Afin de vérifier l'origine de cette conductance négative, les transistors de la structure II ont été mesurés en régime statique pulsé en utilisant le système de la figure II.2.

Les mesures pulsées ont été réalisées sur des transistors de géométrie  $2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$  qui présentent sur leur caractéristique  $I_D(V_{DS})$  en régime statique continu une forte conductance négative. D'après la séquence d'impulsion figure II.3, le composant voit pendant les trois quarts du temps la polarisation correspondante au point de repos. Dès lors pour éviter tout échauffement, nous avons choisi le point de repos  $V_{GS0} = 0$  V et  $V_{DS0} = 0$  V, que l'on appelle point de polarisation froide.

Les résultats obtenus sont présentés figure II.17 et sont comparés à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  mesurée en régime statique continu avec le système de mesure ICCAP sous éclairage.

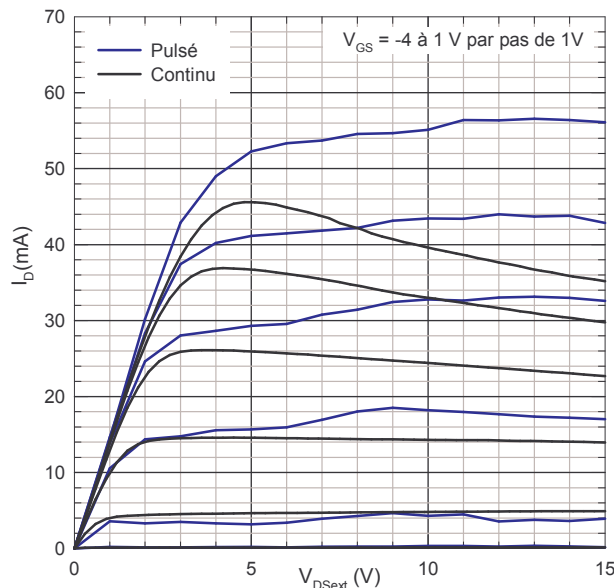


Figure II.17 : Comparaison des réseaux de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenus en régime pulsé et en régime continu d'un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$ . Le point de polarisation froide choisi en régime pulsé est  $V_{GS0} = 0 \text{ V}$  et  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$ . (structure II)

La figure II.17 montre que la conductance négative n'apparaît pas sur le réseau  $I(V)$  pulsé. Etant donné que les mesures pulsées ont été réalisées pour un point de repos froid, il s'ensuit que la conductance négative observée sur le réseau  $I(V)$  obtenu en régime continu semble due à un effet thermique. Seulement, comme nous l'avons déjà évoqué, les résultats des mesures statiques en régime continu de l'échantillon IV montrent l'apparition d'une conductance négative mais pour des valeurs de courant de drain beaucoup élevées. Il est donc vraisemblable que l'effet thermique, si c'est le cas, soit lié à des effets de pièges qui réagissent à l'élévation de température dans le canal. Nous avons également vu lors des mesures statiques en régime continu à l'obscurité, que la conductance négative était visible pour des valeurs de courant de drain totalement différentes de celles observées sous éclairage. Ceci montre très bien que cet effet thermique est certainement associé à des effets de pièges.

Afin de vérifier la présence ou non de pièges électriques, nous avons réalisé d'autres mesures du courant de drain en régime pulsé mais pour un autre point de repos froid en classe B ( $V_{GS0} = -3.5 \text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$ ).

Les résultats obtenus sur un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$  sont présentés figure II.18 et sont comparés à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  mesurée en régime statique continu. La caractéristique pulsée montre que le point de repos a un impact important sur les résultats. Pour ce dernier point de repos, le courant de drain arrive péniblement à la saturation à  $V_{DSext} = 15 \text{ V}$  montrant ainsi une forte augmentation des tensions de déchet. Le courant de drain maximum se situe à  $V_{DSext} = 15 \text{ V}$  contre  $5 \text{ V}$  pour le cas précédant mais en étant bien inférieur ( $I_D = 35 \text{ mA}$  contre  $56 \text{ mA}$  précédemment). A

cette polarisation le courant de drain issu des mesures pulsées correspond au courant de drain issu des mesures en régime continu. Tout se passe comme s'il y avait une forte augmentation des résistances d'accès aux bornes desquelles se produisait une importante chute de tension. Dès lors, une grande partie de la tension drain-source extrinsèque se trouve « perdue » aux bornes des résistances d'accès et la tension drain-source intrinsèque appliquée réellement au composant est faible.

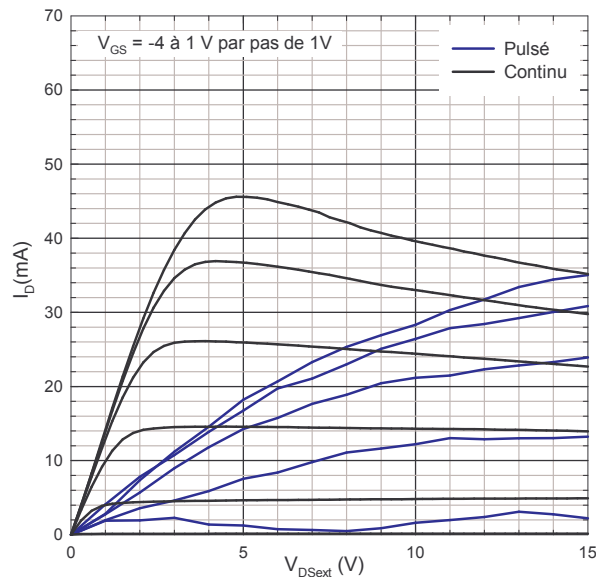


Figure II.18 : Comparaison des réseaux de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenus en régime pulsé et en régime continu d'un transistor  $2 \times 50 \times 2 \mu\text{m}^2$ . Le point de polarisation froide choisit en régime pulsé est  $V_{GS0} = -3.5 \text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$ . (structure II)

La différence fondamentale entre les deux mesures pulsées réside dans le fait que le point de repos en classe B génère une déplétion totale de la structure (Barrière + une partie du buffer GaN) appelée « *gate and drain lag* ».

L'hypothèse de la grille virtuelle permet d'expliquer les différences obtenues entre les deux points de repos. Pour le point de repos  $V_{GS0} = -3.5 \text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$ , la tension grille-drain vaut  $-18.5 \text{ V}$ , les électrons du métal de la grille sont injectés en surface en direction du contact de drain et viennent se recombiner avec les ions positifs situés en surface. La charge piézoélectrique négative ne se trouvant plus compensée exerce un potentiel négatif qui déserte le canal. Il s'ensuit une augmentation de la résistance d'accès  $R_D$  et par conséquent des tensions de déchet. Pour l'autre point de repos, il n'y a pas d'injection d'électrons en surface car la jonction grille-drain n'est pas polarisée quand le transistor est au repos. Dès lors la charge piézoélectrique en surface reste compensée et n'exerce pas de désertion sur le canal.

L'hypothèse de la présence de centres profonds dans la barrière permet également d'expliquer la différence de comportement du transistor pour les deux points de repos. Pour le point

de repos  $V_{GS0} = -3.5 \text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$ , la totalité de la structure est désertée, le niveau de Fermi est très bas et tous les pièges présents au-dessus du niveau de Fermi sont ionisés. Pour ouvrir le canal une impulsion de tension est envoyée sur la grille, le niveau de Fermi remonte très rapidement ne laissant pas le temps aux pièges de récupérer leurs électrons pour devenir neutres. Dès lors certains pièges sous le niveau de Fermi restent ionisés, désertent le canal et engendrent une augmentation des tensions de déchet.

Toutes les mesures réalisées sur cet échantillon ont permis de montrer des effets physiques complexes où plusieurs hypothèses sur la localisation des pièges dans la structure et leurs effets sur la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  ont été avancés. Nous avons pu voir que les transistors de cette structure présentent des résultats en terme de linéarité moins intéressants que ceux de la structure I. Comme le profil de transconductance est lié aux effets de pièges, il est envisageable que ceux-ci dégradent les performances en terme de linéarité.

Les mesures pulsées ont montré que la conductance négative est liée à des effets de pièges. Les points de repos  $V_{GS0} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$  et  $V_{GS0} = -3.5 \text{ V}$ ,  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$  permettent de s'affranchir de l'échauffement du composant et donc de mettre en avant des effets de pièges dans la structure.

## II.4 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure III

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de longueur de grille de  $0.5 \mu\text{m}$  et de développement  $2 \times 25$ ,  $2 \times 50$  et  $2 \times 75 \mu\text{m}$ . Tous les transistors étudiés ont des écarts grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Les mesures ont montré que les transistors n'étaient pas sensibles à la lumière blanche, au sens et au temps de polarisation

Dans un premier temps, nous présentons des résultats de caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  et  $G_m(V_{GS})$  obtenus en régime statique continu. Nous comparons les résultats à ceux obtenus sur les transistors des structures I et II. Afin de compléter cette étude, des mesures en régime statique pulsé sont présentées et sont comparées aux mesures en régime statique continu.

### II.4.1 Etude du courant de drain et de la transconductance en régime statique continu

Trois exemples de caractéristiques statiques  $I_D(V_{DSext})$  extrinsèques obtenues sur cette structure sont présentés figure II.19 pour toutes les géométries de transistors précitées. Les mesures ont été réalisées avec le système présenté figure II.1 car les transistors ne sont ni sensibles à la lumière ni au sens et au temps de polarisation.

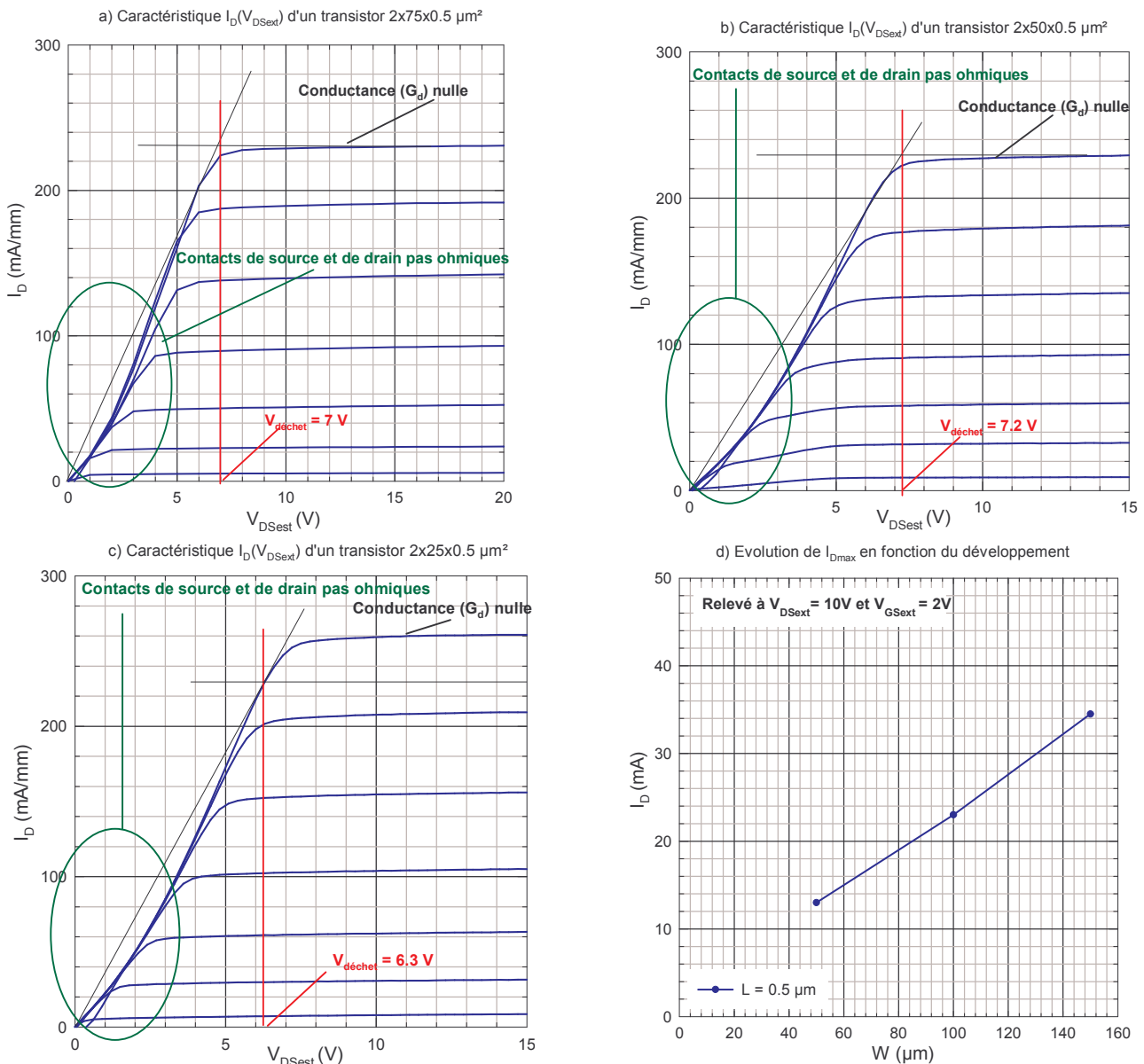


Figure II.19 : a) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , c) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Evolution du courant  $I_{D_{max}}$  en fonction du développement (relevé à  $V_{GSext} = 2 \text{ V}$  et  $V_{D_{Sext}} = 10 \text{ V}$ ). Toutes les mesures ont été réalisées  $V_{GS} = -4$  à  $2 \text{ V}$  par pas de  $1 \text{ V}$  (structure III).

Les tensions de déchet, mesurées à  $V_{GS} = 2 \text{ V}$ , des transistors  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  et  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  sont de l'ordre de  $V_{d\acute{e}chet} = 7 \text{ V}$ . En revanche, la tension de déchet du transistor  $2 \times 25 \times 0.25 \mu\text{m}^2$  pour une même densité de courant de drain vaut  $V_{d\acute{e}chet} = 6.3 \text{ V}$ . Cette différence peut être attribuée à des problèmes technologiques (contacts pas ohmiques), à des effets thermique ou à des défauts ponctuels dans l'épitaxie. De manière générale, les valeurs des tensions de déchet sont beaucoup plus importantes que celles obtenues sur les transistors des structures I et II à densité de courant de drain équivalente ( $V_{d\acute{e}chet} \approx 2$  et  $1.2 \text{ V}$  respectivement pour  $I_D = 230 \text{ mA/mm}$ ). Ceci est cohérent car les résistances d'accès extraites sur cet échantillon sont quasiment 10 à 20 fois plus

importantes que celles extraites sur les transistors de même géométrie des structures I et II respectivement.

Les trois caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  ne montrent pas de conductance négative comme c'était le cas pour les deux autres échantillons. Les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  des transistors de la structure II présentaient une conductance négative pour des courants de drain de l'ordre de la dizaine de milliampère. Ici sur cet échantillon, la caractéristique du transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  ne montre pas de conductance négative même pour  $I_D = 31 \text{ mA}$ . Nous reviendrons ultérieurement sur ce fait lors de l'étude du courant de drain en régime statique pulsé.

Il est difficile de comparer en terme de dissipation thermique cet échantillon à la structure I, car les densités de courant sont beaucoup plus faibles. Cette faible densité de courant de drain n'est pas normale si l'on se rapporte aux résultats des mesures Hall, les densités de porteurs avoisinent  $8.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour les structures I et III. Dès lors, les densités de courant de drain devraient, par conséquent, être du même ordre de grandeur. Pour comprendre ce comportement, il faut revenir à l'étude des résistances d'accès du chapitre précédent. Les contacts de source et de drain ne sont pas ohmiques sur les transistors de l'échantillon III contrairement aux transistors de l'échantillon I. Comme nous l'avons évoqué, la barrière de cette structure n'étant pas dopée, il est difficile de réaliser un bon contact ohmique car l'effet tunnel n'est pas favorisé [4]. Le transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  dont la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  est présentée figure II.19.b possède une résistance d'accès  $R_S$  de l'ordre  $300 \Omega$  (cf. *méthode d'extraction des résistances d'accès chapitre II*), valeur approximative due à la qualité des contacts ohmiques. Ainsi lorsque le composant est polarisé par une tension grille-source extrinsèque en direct de  $2 \text{ V}$  et que le courant de drain à cette polarisation vaut  $23 \text{ mA}$  ( $V_{DS} = 5 \text{ V}$ ) alors la chute de tension dans la résistance  $R_S$  est de  $6.9 \text{ V}$ . Dès lors la polarisation grille-source intrinsèque est de  $-4.9 \text{ V}$ . Si l'on effectue le même raisonnement sur la structure I pour un même développement et pour une tension  $V_{GS} = 2 \text{ V}$  le courant de drain est de  $80 \text{ mA}$  ( $V_{DS} = 5 \text{ V}$ ). Comme la résistance d'accès  $R_S$  de ce transistor vaut  $43 \Omega$  environ, la polarisation grille-source intrinsèque sera de  $-1.44 \text{ V}$ . Par conséquent pour une même polarisation grille-source extrinsèque le canal des transistors de la structure I est beaucoup plus ouvert que celui des composants de l'échantillon III. Les mesures Hall ont donné des densités de porteurs similaires sur les deux échantillons malgré la différence des valeurs des résistances d'accès. La méthode de mesure par effet Hall implique l'utilisation de quatre pointes disposées sur quatre plots métalliques différents qui permettent de s'affranchir d'une part de la résistance des pointes utilisées et d'autre part du contact métallique. Dès lors, que les contacts soient ohmiques ou pas, les mesures Hall



donnent la densité de porteurs dans le canal sans que les valeurs soient affectées par des défauts de contacts ohmiques.

La figure II.19.d représente l'évolution du courant de drain en fonction du développement des transistors. Les valeurs ont été relevées à  $V_{GSext} = 2 \text{ V}$  et  $V_{DSext} = 10 \text{ V}$  pour tous les transistors. Comme pour les structures précédentes, nous pouvons considérer que la loi d'échelle est quasiment satisfaite.

#### II.4.2 Etude de la transconductance en régime statique continu

Les mesures ont été réalisées à  $V_{DSext} = 10 \text{ V}$  sur deux transistors de deux doigts de grille de  $50 \mu\text{m}$  et de longueurs  $0.3$  et  $0.5 \mu\text{m}$ . Les distances grille-source et grille-drain de  $1 \mu\text{m}$  sont identiques pour les deux transistors. Les résultats sont présentés figure II.20.

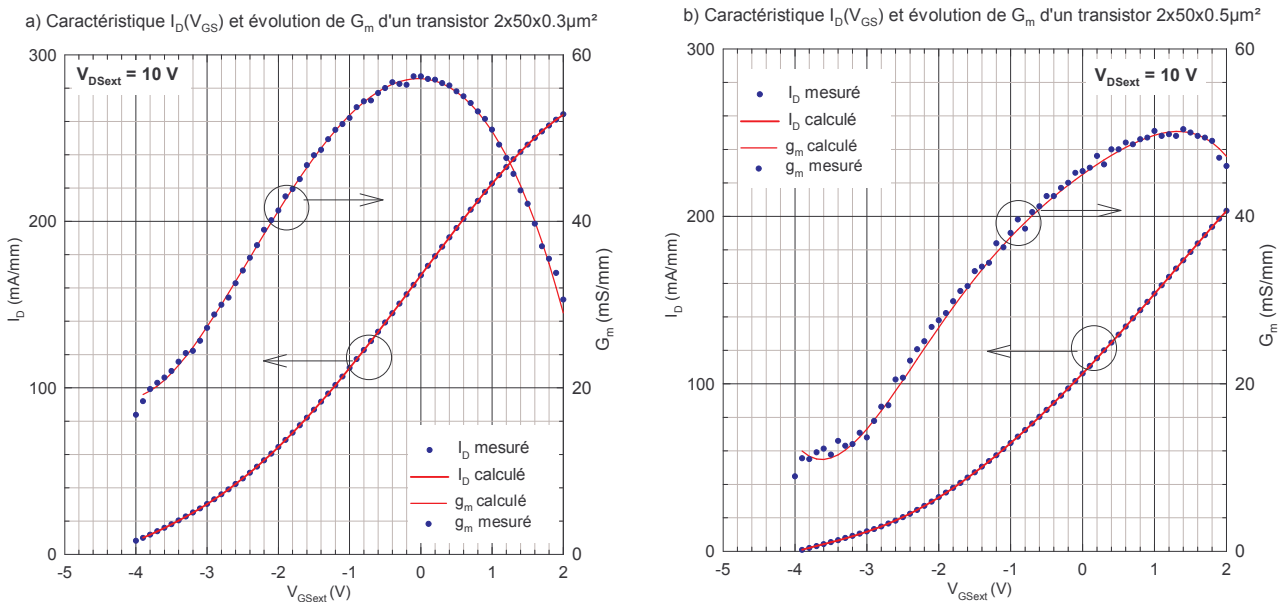


Figure II.20 : a) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ ), b) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ), Toutes les mesures ont été réalisées à  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  (structure III).

Le maximum de transconductance du composant  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  apparaît à  $V_{GSext} = 0 \text{ V}$ , alors que celui de l'autre transistor apparaît à  $V_{GSext} = 1.4 \text{ V}$ . Lors de l'étude de la transconductance des transistors de la structure II, un décalage du maximum de transconductance vers la tension de pincement avait été observé pour les faibles longueurs de grille. Ce décalage avait été attribué à des effets de canal court (les transistors présentaient les mêmes résistances d'accès pour les trois longueurs de grille). Or ici, le transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  a une résistance d'accès  $R_S$  de  $214 \Omega$  contre  $380 \Omega$  environ pour le transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ . Dès lors, la chute de tension étant plus importante dans la résistance  $R_S$  du transistor de plus grande longueur de grille, il s'ensuit un décalage du maximum de  $G_m$  vers les valeurs de  $V_{GSext}$  plus importantes. Il y a certainement une partie du



décalage du maximum de  $G_m$  liée à des effets de canal court mais cet effet reste minime devant l'influence de la résistance d'accès  $R_S$ .

Le maximum de  $G_m$  est plus faible d'un facteur 2 à 3 que celui enregistré sur les transistors des deux structures précédentes. Ces différences sont essentiellement dues aux valeurs des résistances d'accès qui sont beaucoup plus grandes. Comme pour les transistors des autres structures, nous avons extrait les paramètres  $a_i$  du polynôme afin d'étudier le degré de linéarité de ces composants. Les résultats sont comparés à ceux de la littérature ainsi qu'à ceux obtenus sur les transistors de la structure I (tableau II.3).

	2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$	2x50x0.5 $\mu\text{m}^2$ Structure I à $V_{D\text{Sext}} = 15 \text{ V}$	DDCHFET InGaP/InGaAs [9]
$a_0$	106.1278	567.0016	112.5
$a_1$	45.0183	117.8674	158.06
$a_2$	3.0806	-7.1042	11.3171
$a_3$	-0.4026	-1.4074	-15.1263
$a_4$	$-4.6891 \times 10^{-3}$	-0.0464	13.21.38
$a_5$	-0.0405	0.0389	-5.16856
$a_6$	-0.0102	0.0111	0.569016
$a_2/a_1$	0.06843	-0.06027	0.0716
$a_3/a_1$	-0.009	-0.01194	-0.0957
$a_4/a_1$	$-1.04 \times 10^{-4}$	-0.00039	0.0836
$a_5/a_1$	-0.0009	0.00033	-0.0327
$a_6/a_1$	$-2.27 \times 10^{-4}$	$9.41 \times 10^{-5}$	0.00369

Tableau II.3 : Paramètres  $a_i$  obtenus à  $V_{D\text{Sext}} = 10 \text{ V}$  sur les un composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux de la littérature et ceux obtenus sur les transistors de la structure I (structure III)

Les résultats montrent que malgré une transconductance faible, ces composants devraient présenter un comportement linéaire intéressant. Effectivement, les rapports  $a_i/a_1$  d'ordres impairs mais également d'ordres pairs sont bien inférieurs à ceux de la littérature sur GaAs dont la technologie de réalisation des transistors a été optimisée. Les résultats obtenus sont semblables à ceux obtenus sur les transistors de la structure I.

### II.4.3 Etude du courant de drain en régime statique pulsé

Les mesures ont été réalisées sur un transistor 2x50x0.5  $\mu\text{m}^2$  pour deux points de repos froid soit  $V_{GS0} = 0 \text{ V}$ ,  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$  et  $V_{GS0} = -3 \text{ V}$ ,  $V_{DS0} = 15 \text{ V}$ . Les résultats sont présentés figure II.21.

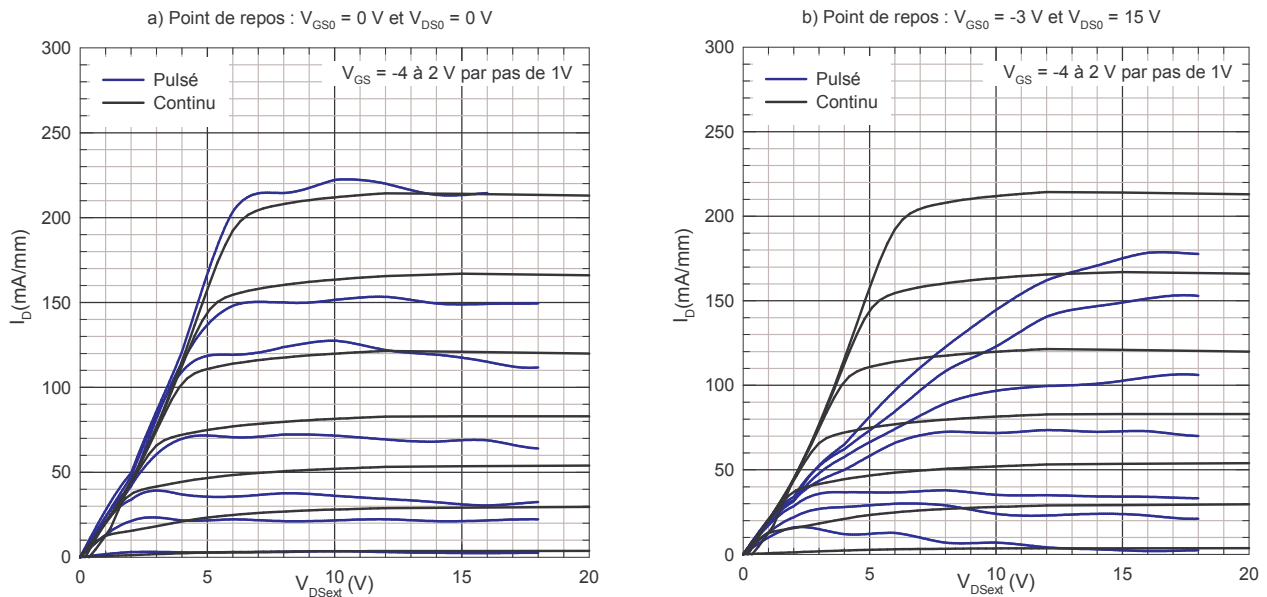


Figure II.21 : a) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = 0\text{ V}$  et  $V_{DS0} = 0\text{ V}$ . b) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = -3\text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15\text{ V}$ . (transistor  $2 \times 50 \times 0.5\ \mu\text{m}^2$ , structure III)

La figure II.21.a montre que les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = 0\text{ V}$  et  $V_{DS0} = 0\text{ V}$  sont très proches. Dès lors, il semble que les transistors de la structure III ne présentent pas d'effets thermiques et d'effets de pièges dans ces conditions de polarisation contrairement aux transistors de l'échantillon II.

En revanche, la figure II.21.b montre une large différence entre les résultats obtenus en régime continu et ceux obtenus en régime pulsé pour le point de repos  $V_{GS0} = -3\text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15\text{ V}$ . On note une forte augmentation des tensions de déchet certainement liée à une forte augmentation de la résistance d'accès  $R_D$ . Le même phénomène a été rencontré lors de l'étude de la structure II où nous avons émis d'une part l'hypothèse d'une grille virtuelle située entre la grille et le drain et d'autre part l'hypothèse de la présence de centres profonds dans la barrière (cf. § II.3.2 et § II.3.5 du chapitre III). Dès lors, cet échantillon présente-lui aussi des pièges qui tendront à dégrader les performances du composant. Nous avons également pu observer lors de l'étude des composants en régime continu que les transistors de cette structure n'étaient pas sensibles à la lumière ni aux sens et aux temps de polarisation. Cependant, les mesures pulsées au point de repos  $V_{GS0} = -3\text{ V}$  et  $V_{DS0} = 15\text{ V}$  montrent que ces transistors présentent des effets de pièges semblables à ceux observés sur les transistors de l'échantillon II en régime pulsé. Dès lors, les pièges sensibles à la lumière, au sens et au temps de polarisation que nous avons observé sur les transistors de la structure II ne sont pas les mêmes que ceux observés en régime pulsé au point de repos en classe B. Dans le cas contraire les transistors de la structure III seraient eux aussi sensibles à la lumière, au sens et au temps de polarisation.

En résumé, l'étude de cet échantillon en régime statique a permis de mettre en avant l'impact des résistances d'accès sur les performances des transistors (faible courant de drain, grandes tensions de déchet, faible transconductance...). Nous avons pu voir que malgré une faible transconductance, les paramètres  $a_i$  du polynôme laissent supposer un comportement en linéarité intéressant comparativement aux transistors HFET en technologie GaAs. Enfin, la comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé, a permis de dissocier les pièges sensibles à la lumière, aux sens et aux temps de polarisation de ceux dont les effets sont visibles en régime pulsé pour un point de repos en classe B.

## **II.5 Etude du courant de drain et de la transconductance des transistors de la structure IV**

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de longueur de grille de  $0.5 \mu\text{m}$  et de développement  $2 \times 25$ ,  $2 \times 50$  et  $2 \times 75 \mu\text{m}$ . Tous les transistors étudiés ont des écarts grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Les mesures ont montré que les transistors n'étaient pas sensibles à la lumière blanche, au sens et au temps de polarisation comme les transistors des structures I et III.

Dans un premier temps, nous présentons les caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  et  $G_m(V_{GS})$  obtenues en régime statique continu. Ces mesures seront confrontées à celles obtenues sur les transistors des structures I et II. Afin de compléter cette étude, des mesures en régime statique pulsé sont présentées et sont comparées aux mesures en régime statique continu.

### **II.5.1 Etude du courant de drain en régime statique continu**

Trois exemples de caractéristiques statiques  $I_D(V_{D\text{Sext}})$  extrinsèques obtenues sur cet échantillon pour toutes les géométries de transistors précitées sont présentés figure II.22. Les courants de drain sont donnés en milliampère par millimètre de développement de grille.

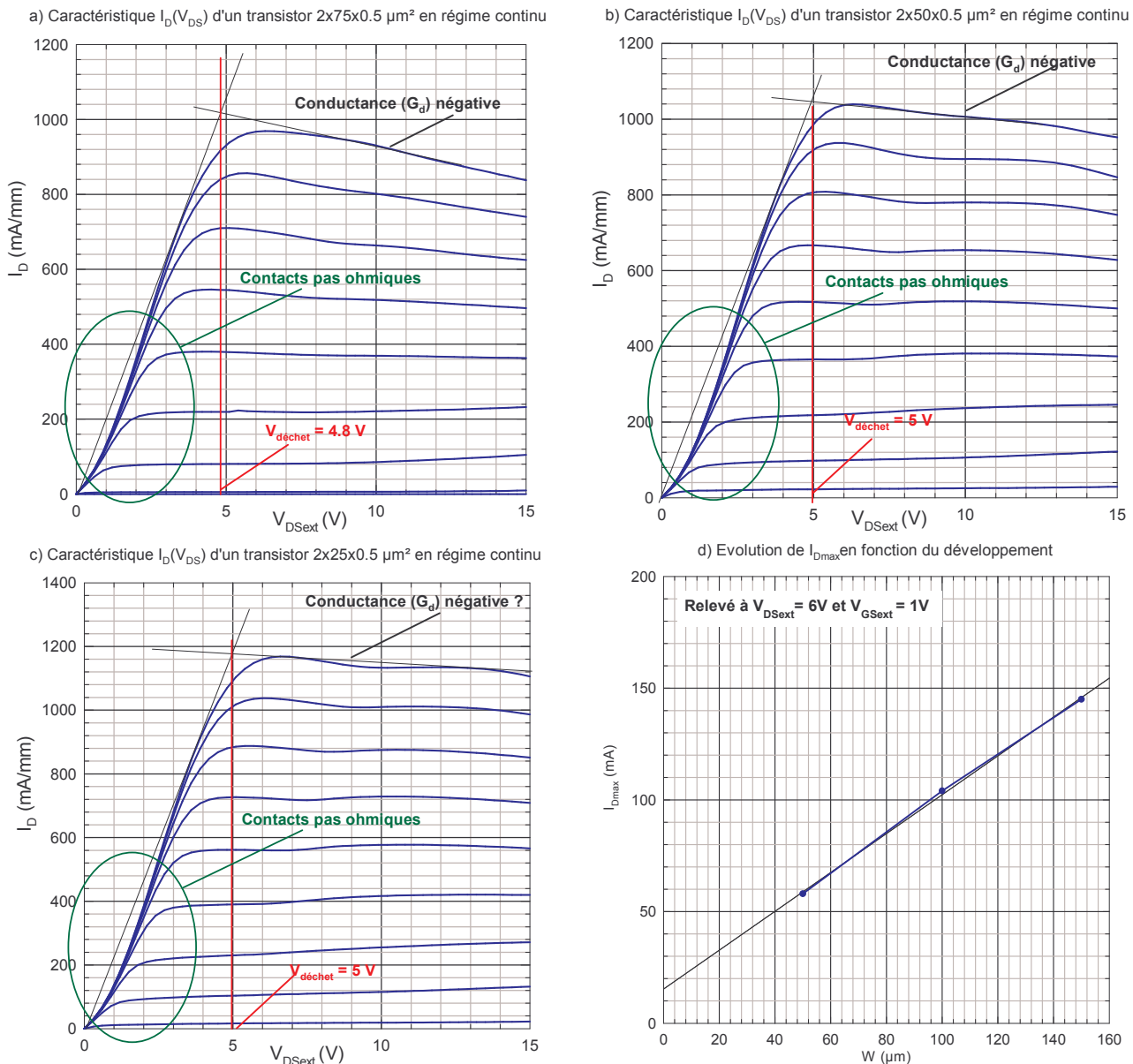


Figure II.22 : a) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , c) Caractéristique  $I_D(V_{DS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Evolution du courant  $I_{D\text{max}}$  en fonction du développement (relevé à  $V_{G\text{Sext}} = 1 \text{ V}$  et  $V_{D\text{Sext}} = 6 \text{ V}$ ). Toutes les mesures ont été réalisées de  $V_{G\text{S}} = -7$  à  $1 \text{ V}$  par pas de  $1 \text{ V}$  (structure IV).

De manière générale, ces transistors sont ceux qui présentent des densités de courant de drain les plus élevées ( $I_{D\text{max}} = 1160 \text{ mA/mm}$  à  $V_{G\text{Sext}} = 1 \text{ V}$ ) que nous avons mesuré sur l'ensemble des quatre structures. Ceci est cohérent avec les mesures par effet Hall qui donnent une densité de porteurs maximum de  $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$  contre  $8.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour les structures I et III et  $6.5 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$  pour la structure II. Ces fortes densités de courant de drain laissent présager des performances en puissance très intéressantes.

Les tensions de déchet mesurées à  $V_{G\text{S}} = 1 \text{ V}$  des trois caractéristiques présentées figure II.22 sont proches soit  $V_{\text{déchet}} = 5 \text{ V}$ . Les tensions de seuil ont été déterminées à une polarisation

grille-source donnée et non à une densité de courant donnée à cause de la légère conductance négative visible sur les caractéristiques statiques. Comme pour la structure III, la barrière de cette épitaxie n'étant pas dopée, il est difficile de réaliser un bon contact ohmique [4].

Les trois caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  de la figure II.22 montrent que la conductance négative n'apparaît pas pour une densité de courant de drain donnée mais pour une valeur de courant. Cette valeur est comprise entre 50 et 60 mA alors que la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  du transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  de la structure II montre une conductance négative pour une valeur de courant de drain comprise entre 11 et 27 mA. La comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues sur les structures II & IV montre que la conductance négative est dû à des effets de pièges qui peuvent être activés par la température car les deux structures ont été épitaxiées sur un substrat de saphir. Ainsi, ces deux structures devraient présenter une conductance négative pour une même valeur de courant si cet effet était lié seulement à la mauvaise dissipation thermique du substrat.

La figure II.22.d montre l'évolution du courant de drain relevé à  $V_{GSext} = 1 \text{ V}$  et  $V_{DSext} = 6 \text{ V}$  en fonction du développement. L'évolution n'est pas linéaire car la densité de courant diminue lorsque le développement de la grille augmente. Cet effet est certainement lié à des effets thermiques grandissants lorsque le développement devient plus important. Nous reviendrons sur l'analyse de ces effets thermiques en interprétant les résultats des mesures en régime pulsé.

## II.5.2 Etude de la transconductance en régime statique continu (structure IV)

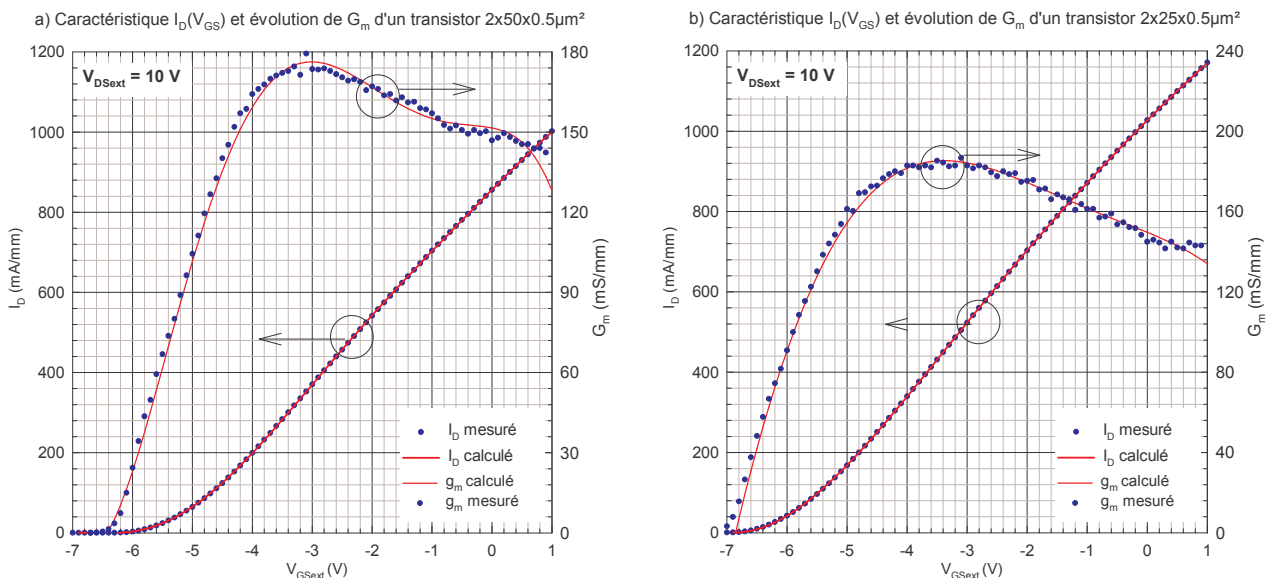


Figure II.23 :a) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , d) Caractéristiques  $I_D(V_{GS})$  et  $G_m(V_{GS})$  d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ . Toutes les mesures ont été réalisées à  $V_{DS} = 10 \text{ V}$  (structure IV).

Les mesures ont été réalisées à  $V_{D\text{Sext}} = 10 \text{ V}$  sur des transistors de longueur de grille de  $0.5 \mu\text{m}$  et de développements  $50$  et  $100 \mu\text{m}$ . Les distances grille-source et grille-drain de  $1 \mu\text{m}$  sont identiques pour les deux transistors. Les résultats sont présentés figure II.23.

Les deux caractéristiques  $G_m(V_{G\text{Sext}})$  montrent un profil quasiment plat sur toute la plage de polarisation. Cette plage est la plus importante que nous ayons mesuré. Ceci laisse présager un très bon comportement en linéarité pour des applications de puissance. Le maximum de transconductance apparaît pour une polarisation en classe A ( $V_{G\text{Sext}} = -3 \text{ V}$ ) pour les deux transistors. Nous verrons lors de l'étude en régime grand signal que les composants de cet échantillon fournissent un maximum de puissance à cette polarisation. Cela semble tout à fait cohérent étant donné qu'à un maximum de  $G_m$  correspond un maximum de gain en courant. Le maximum de transconductance atteint  $184 \text{ mS/mm}$  pour le transistor  $2\text{x}25\text{x}0.5 \mu\text{m}^2$  contre  $170 \text{ mS/mm}$  pour le transistor  $2\text{x}50\text{x}0.5 \mu\text{m}^2$ . La différence de transconductance peut être reliée aux effets thermiques qui limitent le courant de drain lorsque le développement de grille devient plus important. Les résultats de la figure II.23 montrent qu'il y a, pour les deux géométries de transistor, un ajustement quasi parfait entre les courants de drain mesuré et simulé, de même pour la transconductance. Afin de quantifier le degré de linéarité de ces deux composants, les paramètres  $a_i$  du polynôme d'ordre six sont présentés dans le tableau II.4 et sont comparés à ceux des transistors de la structure I et à ceux de la littérature.

	$2\text{x}25\text{x}0.5\mu\text{m}^2$	$2\text{x}50\text{x}0.5\mu\text{m}^2$	$2\text{x}50\text{x}0.5\mu\text{m}^2$ Structure I $V_{D\text{Sext}} = 10\text{V}$	DDCHFET InGaP/InGaAs [9]
$a_0$	1026.9988	855.8863	567.0016	112.5
$a_1$	149.6237	151.5265	117.8674	158.06
$a_2$	-6.0998	-2.1957	-7.1042	11.3171
$a_3$	-0.4474	-2.4406	-1.4074	-15.1263
$a_4$	-0.3906	-2.2151	-0.0464	13.21.38
$a_5$	-0.0934	-0.5203	0.0389	-5.16856
$a_6$	-0.00394	-0.0336	0.0111	0.569016
$a_2/a_1$	-0.0408	-0.0145	-0.06027	0.0716
$a_3/a_1$	-0.003	-0.0161	-0.01194	-0.0957
$a_4/a_1$	-0.0026	-0.0146	-0.00039	0.0836
$a_5/a_1$	-0.00062	-0.0034	0.00033	-0.0327
$a_6/a_1$	$-2.61 \times 10^{-5}$	-0.00022	$9.41 \times 10^{-5}$	0.00369

Tableau II.4 : Paramètres  $a_i$  obtenus à  $V_{D\text{Sext}} = 10 \text{ V}$  sur les deux composants GaN étudiés et comparaison de ces paramètres à ceux obtenus sur le transistor  $2\text{x}50\text{x}0.5 \mu\text{m}^2$  de la structure I et à ceux de la littérature (structure IV)

Le transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  présente des rapports  $a_i/a_1$  d'ordres impairs plus faibles que ceux du transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ . Par conséquent, son comportement en terme de linéarité devrait être plus intéressant. Les ordres de grandeur des rapports  $a_i/a_1$  sont équivalents à ceux obtenus sur le transistor de l'échantillon I ce qui montre la reproductibilité du profil de transconductance d'un échantillon à l'autre. Nous constatons encore une fois que les rapports des paramètres  $a_i$  sont beaucoup plus faibles que ceux du transistor DDCHFET en technologie GaAs ce qui laisse sous-entendre un meilleur comportement en linéarité.

### II.5.3 Etude du courant de drain en régime statique pulsé

Les mesures ont été réalisées sur un transistor de deux doigts de grille de  $75 \mu\text{m}$  de largeur et de  $0.5 \mu\text{m}$  de longueur. Les transistors de cette structure se dégradant au cours du temps lorsqu'ils étaient polarisés pendant quelques heures, nous avons limité l'étude en régime pulsé à deux points de repos pour lesquels  $V_{DS0} = 0\text{V}$ . Dès que la tension  $V_{DS}$  du point de repos était supérieure à  $10\text{V}$ , l'évolution du composant ne permettait pas de présenter les réseaux pulsés. La mesure a été tout d'abord réalisée pour le point de repos  $V_{GS0} = -6\text{V}$ ,  $V_{DS0} = 0\text{V}$  suivie du point de repos  $V_{GS0} = 0\text{V}$ ,  $V_{DS0} = 0\text{V}$ . Les résultats sont présentés figure II.24.

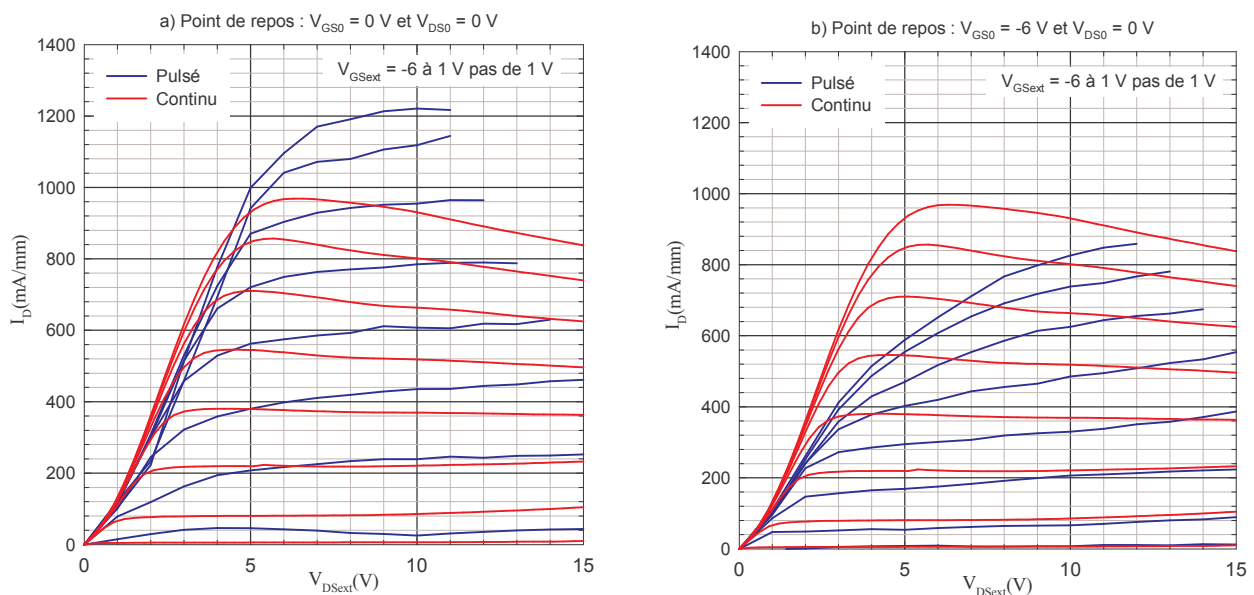


Figure II.24 : a) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = 0\text{V}$  et  $V_{DS0} = 0\text{V}$ . b) Comparaison des caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu et pulsé au point de repos  $V_{GS0} = -6\text{V}$  et  $V_{DS0} = 0\text{V}$ . (transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure IV)

Les mesures pulsées réalisées au point de repos  $V_{GS0} = 0\text{V}$ ,  $V_{DS0} = 0\text{V}$  montrent que la conductance négative visible sur la caractéristique statique  $I_D(V_{DS})$  en régime continu a disparu et que le maximum de courant est plus important ( $I_D = 1220\text{mA/mm}$  à  $V_{GSext} = 1\text{V}$  et  $V_{DSext} = 10\text{V}$ ). Il semble que cet effet de transconductance négative soit lié à des effets thermiques. En revanche,



contrairement aux mesures réalisées sur les transistors des deux autres structures, pour ce même point de repos, les tensions de déchet sont plus importantes en régime pulsé qu'en régime continu. Cette augmentation n'est pas liée à des effets de pièges mais à une dégradation des résistances d'accès au cours du temps. Une mesure du composant en régime statique après les mesures pulsées a effectivement montré que le composant avait évolué au niveau du pincement et des tensions de déchet.

Les mesures pulsées réalisées au point de repos  $V_{GS0} = -6 \text{ V}$ ,  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$  montrent une forte diminution du courant vis à vis des mesures en régime continu et une forte augmentation des tensions de déchets. Ces deux effets ne sont pas liés à une dégradation du composant car des mesures réalisées en régime statique ne montraient pas d'évolution particulière de la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  entre la première et la deuxième mesure statique.

En revanche, cette baisse de courant et cette augmentation des tensions de déchets peuvent être expliquées par le concept de la grille virtuelle et par la présence de centres profonds dans la barrière.

Dans l'hypothèse de la grille virtuelle, au point de repos  $V_{GS0} = -6 \text{ V}$ ,  $V_{DS0} = 0 \text{ V}$ , la jonction grille drain est-elle aussi polarisée à  $V_{GD0} = -6 \text{ V}$ . Dès lors, sous l'effet du champ électrique latéral lié à la polarisation grille-drain, une injection d'électrons du métal de grille se produit en surface dans les espacements grille-source et grille-drain. Ces électrons se recombinant avec les ions positifs situés en surface empêchent la charge piézoélectrique négative d'être compensée. Ainsi cette dernière n'étant plus compensée exerce un potentiel négatif qui déserte le canal dans les espacements grille-source et grille-drain. Cet effet provoque la diminution du courant de drain et l'augmentation des tensions de déchet (gate lag).

Dans l'hypothèse de la présence de centres profonds dans la barrière, le point de repos impose la désertion totale de la barrière sous la grille. Au point de repos, tous les pièges présents dans la barrière dont les niveaux d'énergie sont situés sous le niveau de Fermi sont ionisés. Lorsque la polarisation grille-source augmente, certains pièges situés sous la nouvelle position du niveau de Fermi sont encore ionisés car le temps qui leur est imparti (imposé par la durée de l'impulsion) est trop court pour leur permettre de capturer des électrons. Dès lors ces pièges encore ionisés exercent un effet de désertion sur le canal qui génère diminution du courant de drain et l'augmentation des tensions de déchet.

Les transistors de la structure IV présentent d'excellentes performances en régime statique (un courant de drain élevé et un profil de transconductance quasiment plat dans toute la plage de



polarisation). Les mesures pulsées ont permis de montrer la présence de pièges en volume et/ou en surface mais également une dégradation des performances des composants en cours de mesure.

## II.6 Récapitulatif

L'ensemble des transistors GaN montre un fort potentiel en terme de linéarité vis à vis des transistors HFET en technologie GaAs. Nous avons pu voir l'impact des résistances d'accès sur la densité du courant de drain et la transconductance en comparant les densités de courant obtenues sur les transistors des structures I et III. L'étude des transistors des échantillons II et III, a montré que les pièges sensibles à la lumière, aux sens et aux temps de polarisation ne sont pas forcément les mêmes que ceux dont les effets sont visibles en régime pulsé pour un point de repos en classe B.

L'étude en régime statique des transistors de l'échantillon IV a montré l'existence d'une conductance négative pour des valeurs de courant de drain comprises entre 50 et 60 mA. L'étude des transistors de l'échantillon II a montré que la conductance négative est visible pour des courants de drain cinq fois moins importants alors que les épitaxies des deux échantillons ont été réalisées sur un substrat de saphir de même épaisseur.

Pourquoi les caractéristiques statiques  $I_D(V_{DS})$  obtenues en régime continu sur les transistors de la structure I présentent une conductance négative pour des valeurs de courant de drain beaucoup élevées ? Le substrat utilisé sur cette structure étant le carbure de silicium, la dissipation thermique est sept fois plus importante. De plus le désaccord de maille entre le GaN et le SiC est moins important ce qui devrait générer moins de défauts comparativement à une structure épitaxiée sur un substrat de saphir. La meilleure dissipation thermique associée à une densité de défauts plus faible devrait limiter fortement les effets thermiques et de pièges associés.

Pour expliquer les phénomènes rencontrés lors des différentes études statiques de la structure II (effets du sens et du temps de polarisation, effet de lumière) et lors des études en régime pulsé sur toutes les structures, nous avons émis trois hypothèses plausibles :

- L'injection de porteurs chauds dans le buffer (hypothèse de S.C. Binari) [10],[11]
- Le concept de la grille virtuelle (R. Vetry) [12]
- La présence de centres profonds dans la barrière.

Ces trois hypothèses peuvent intervenir simultanément dans la plus part des effets rencontrés. Il est donc difficile, à ce jour, de les dissocier.

### III Etude hyperfréquence petit signal des transistors HEMT GaN

Dans cette partie les performances en régime petit signal des transistors HEMT de l'ensemble des structures étudiées sont présentées. L'étude des transistors en régime petit signal est focalisée sur l'évolution des différents gains en fonction du point de polarisation et de la géométrie des composants.

Pour effectuer cette étude nous avons utilisé le schéma équivalent petit signal usuel conçu pour les transistors à effet de champ [14].

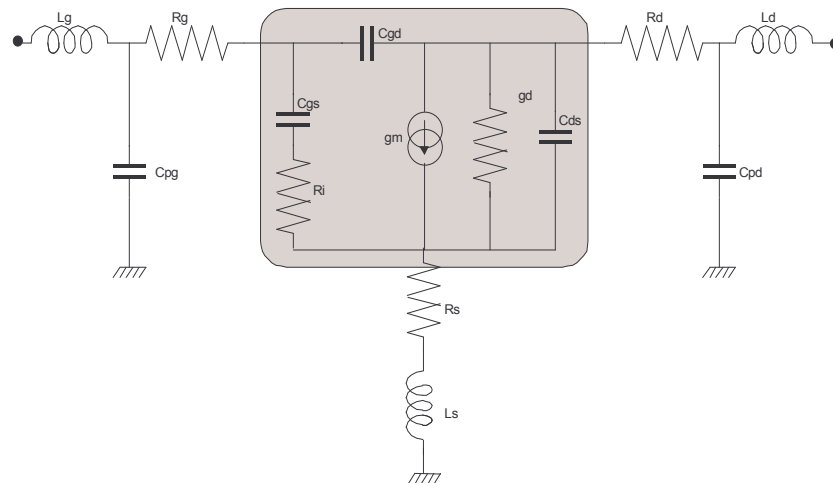


Figure III.1 : Schéma équivalent petit signal

Ce schéma permettra, à partir de considérations physiques, d'expliquer certaines variations des gains en fonction des conditions de polarisation et de la géométrie des transistors.

#### III.1 Principe de mesure des paramètres $S_{ij}$ et calibrage de la chaîne de mesure

La caractérisation d'un quadripôle en hyperfréquence consiste à déterminer ses quatre paramètres Scattering ( $S_{ij}$ ) c'est à dire sa matrice S. La figure III.2 représente un quadripôle  $Q$  avec des plans de référence  $P_1$  (l'entrée) et  $P_2$  (la sortie).

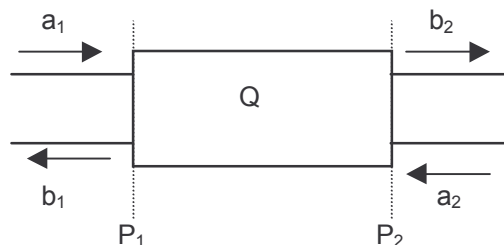


Figure III.2 : Plans de référence d'un quadripôle

Une onde  $a_1$  incidente injectée sur le port  $P_1$  donne naissance à une onde réfléchie  $b_1$  et à une onde transmise  $b_2$  lorsque le port  $P_2$  est chargé par  $50\Omega$ . Puis une onde  $a_2$  incidente injectée sur

le port  $P_2$  donne naissance à une onde réfléchie  $b_2$  et à une onde transmise  $b_1$  lorsque le port  $P_1$  est chargé par  $50\Omega$ . En désignant par  $\underline{a}$  les ondes entrantes et par  $\underline{b}$  les ondes sortantes, la forme matricielle du système s'écrit :

$$\begin{bmatrix} \underline{b}_1 \\ \underline{b}_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \underline{S}_{11} & \underline{S}_{12} \\ \underline{S}_{21} & \underline{S}_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \underline{a}_1 \\ \underline{a}_2 \end{bmatrix} \quad (\text{III.1})$$

Dès lors, la signification physique des paramètres  $S_{ij}$  est simple à concevoir :

- Le paramètre complexe  $\underline{S}_{11}$  caractérise le coefficient de réflexion de l'entrée du quadripôle dans le plan de référence  $P_1$  quand sa sortie est adaptée, c'est à dire chargée par une impédance de  $50\Omega$ .

$$\underline{S}_{11} = \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_1} \quad \text{quand } \underline{a}_2 = 0$$

- Le paramètre complexe  $\underline{S}_{21}$  caractérise le coefficient de transmission de l'entrée vers la sortie du quadripôle quand sa sortie est adaptée, c'est à dire chargée par une impédance de  $50\Omega$ .

$$\underline{S}_{21} = \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_1} \quad \text{quand } \underline{a}_2 = 0$$

- Le paramètre complexe  $\underline{S}_{22}$  caractérise le coefficient de réflexion de la sortie du quadripôle dans le plan de référence  $P_2$  quand son entrée est adaptée, c'est à dire chargée par une impédance de  $50\Omega$ .

$$\underline{S}_{22} = \frac{\underline{b}_2}{\underline{a}_2} \quad \text{quand } \underline{a}_1 = 0$$

- Le paramètre complexe  $\underline{S}_{12}$  caractérise le coefficient de transmission de la sortie vers l'entrée du quadripôle quand son entrée est adaptée, c'est à dire chargée par une impédance de  $50\Omega$ .

$$\underline{S}_{12} = \frac{\underline{b}_1}{\underline{a}_2} \quad \text{quand } \underline{a}_1 = 0$$

Les paramètres complexes  $S_{ij}$  sont déterminés grâce à un analyseur de réseaux vectoriel qui mesure les ondes incidentes et réfléchies en entrée et en sortie du quadripôle pour les deux

conditions  $\underline{a}_1 = 0$  et  $\underline{a}_2 = 0$ . Afin de mesurer les quatre ondes, l'analyseur doit posséder un système de réflectométrie comme cela est présenté très schématiquement figure III.3.

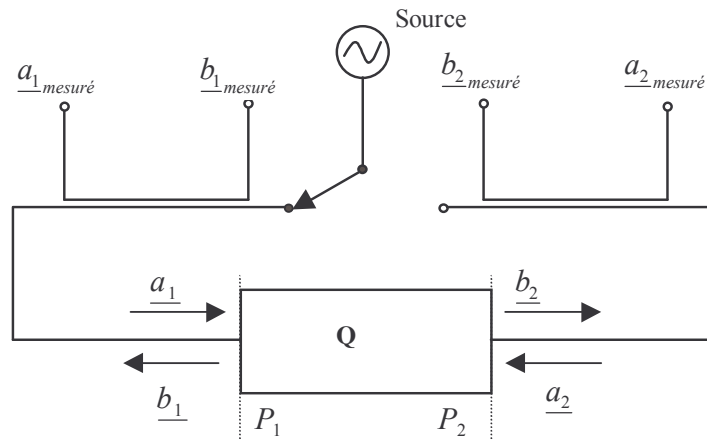


Figure III.3 : Présentation simplifiée du système de réflectométrie pour la mesure des paramètres  $s_{ij}$

Cependant les plans de mesure des quatre ondes ne coïncident pas avec les plans d'entrée et de sortie du quadripôle à mesurer. Dès lors, une étape de calibration est nécessaire pour déterminer les quadripôles d'erreurs liés au trajet parcouru par les ondes entre les plans de mesures des ondes et les plans de référence du quadripôle  $P_1$  et  $P_2$ . La précision des paramètres  $S_{ij}$  du quadripôle c'est à dire du transistor dépend directement de la qualité de l'étape d'étalonnage du système de mesure.

Tous les composants mesurés durant ces travaux, ont été caractérisés directement sur tranche à l'aide d'un système sous pointes hyperfréquences. Ces pointes en technologie coplanaire possèdent trois contacts (masse, signal, masse) et peuvent par conséquent être directement posées sur les lignes d'accès coplanaire des transistors. Dans le cas de mesure sous pointes, il existe plusieurs méthodes d'étalonnage qui ne présentent pas le même degré de précision suivant la bande de fréquence. Les principales méthodes de calibration utilisées au laboratoire sont listées ci-après.

La méthode de calibration deux ports de type SOLT (Short Open Load Thru) consiste à placer successivement dans les deux plans de référence du composant à mesurer des étalons de type court-circuit, circuit ouvert, une charge adaptée et une ligne de transmission sans perte entre les deux plans de référence [14]. Pour chaque étalon placé, l'analyseur de réseau fait l'acquisition des paramètres et constitue une base de donnée. Lorsque tous les étalons ont été mesurés, l'analyseur compile toutes les données recueillies pour en extraire les paramètres d'erreurs des quadripôles situés en amont et en aval du composant à mesurer. Lorsque le calibration est terminée, les plans de mesure de l'analyseur de réseau se situent au niveau des plans de référence du composant à mesurer. Cette méthode d'étalonnage sous pointes reste correcte jusqu'à quelques giga hertz. Au-delà de quelques giga hertz la précision de cette méthode est réduite car elle est basée sur

l'hypothèse que les étalons sont parfaits. Or les étalons conçus par les fabricants de pointes sur substrat d'alumine ne sont précis que jusque quelques giga hertz, d'où la limitation de la méthode SOLT en fréquence.

La méthode TRL (Thru, Reflect, Line) (ou LRL (Line, Reflect, line)) consiste à placer entre les deux plans de référence du composant à mesurer une ligne de transmission de longueur ( $L_1$ ), puis une charge réfléchive identique est placée successivement dans les plans de référence  $P_1$  et  $P_2$ , et enfin une ligne de transmission de longueur  $L_2$  est placée entre les deux plans de référence [14]. Comme précédemment, à chaque étalon placé, l'analyseur de réseau fait l'acquisition des paramètres et constitue une base de donnée. Lorsque tous les étalons sont mesurés, l'analyseur compile toutes les données recueillies pour en extraire les paramètres d'erreurs des quadripôles situés en amont et en aval du composant à mesurer. Les plans de mesure de l'analyseur de réseaux se trouvent désormais dans les plans de référence  $P_1$  et  $P_2$ . Cette méthode implique, seulement, la connaissance des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  des deux lignes et leurs longueurs électriques. Les longueurs des lignes  $L_1$  et  $L_2$  doivent être choisies de manière à produire une variation de phase comprise entre 20 et 160 degrés pour tous les points de fréquences. Dès lors cette méthode a ses limites à très basse fréquence car elle nécessite des longueurs de lignes importantes. En revanche, elle est couramment utilisée jusque 110 GHz.

La méthode LRM (Line, Reflect, Match) consiste à placer entre les deux plans de référence du composant à mesurer une ligne de transmission de longueur  $L$ , puis une charge réfléchive identique est placée successivement dans les plans de référence  $P_1$  et  $P_2$ , et enfin une charge adaptée identique est placée successivement dans les plans de référence  $P_1$  et  $P_2$ . Lorsque tous les étalons ont été mesurés, l'analyseur compile les données pour en extraire les paramètres d'erreurs des quadripôles situés en amont et en aval du composant à mesurer. Les plans de mesure de l'analyseur de réseaux se trouvent désormais dans les plans de référence  $P_1$  et  $P_2$ . Cette méthode implique la connaissance des paramètres  $S_{11}$  et  $S_{22}$  de la ligne de longueur  $L$ , sa longueur électrique et la valeur de la charge adaptée. Elle permet de réaliser un calibrage à très basse fréquence contrairement à la TRL. En revanche aux très hautes fréquences, cette méthode a ses limites car la charge adaptée devient fortement selfique.

Tous les étalons utilisés pour les différentes méthodes d'étalonnage (lignes, charges réfléchives, charges adaptées) sont conçus par les fabricants de pointes hyperfréquences sur substrat d'alumine en technologie coplanaire.

Durant ces travaux, tous les calibrages ont été réalisés sous pointes hyperfréquences par la méthode LRM dans la bande de fréquence 100 MHz – 40 GHz.

### III.2 Schéma équivalent petit signal et définitions des différents gains extrinsèques

La mesure des composants en régime hyperfréquence grand signal, impose de connaître leurs limites fréquentielles de fonctionnement. Pour cette raison, l'évolution du gain en courant, du gain maximum disponible ainsi que celle du gain unilatéral ( $S_{12} = 0$ ) permet de déterminer les performances hyperfréquences des composants. L'étude en régime petit signal a été essentiellement basée sur l'extraction des gains extrinsèques. Tous les gains sont déterminés à partir de la mesure des paramètres  $S_{ij}$  extrinsèques des transistors.

#### III.2.1 Le gain en courant à sortie court-circuitée

Le gain en courant à sortie court-circuitée  $|H_{21}|$  est obtenu par conversion des paramètres  $S_{ij}$  mesurés en paramètres hybrides  $H_{ij}$  [7], [14].

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

En traçant l'évolution de  $|H_{21}|$  (dB) en fonction de la fréquence (en coordonnées logarithmiques), on obtient une droite dont l'extrapolation sur l'axe des fréquences pour  $|H_{21}| = 0$  dB donne la fréquence de coupure du gain en courant extrinsèques.

#### III.2.2 Le gain maximum disponible (MAG)

Le gain maximum disponible (MAG) appelé aussi le gain de transducteur maximum correspond au maximum de transfert de puissance entrée sortie réalisé dans les conditions d'adaptations optimales en entrée et sortie [7].

Ces conditions sont réalisables si le coefficient de stabilité  $K$  est supérieur à 1. Cette quantité est donnée par la relation III.3.

$$K = \frac{1 + |\Delta|^2 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2}{2|S_{12}S_{21}|} \quad (\text{III.3})$$

avec  $\Delta = S_{22}S_{11} - S_{12}S_{21}$

Le MAG est donné par la relation III.4 soit

$$MAG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \left( K \pm \sqrt{K^2 - 1} \right) \quad (\text{III.4})$$

Le choix du signe de l'expression du gain maximum disponible est déterminé par le signe de la quantité  $B_l$  donnée par

$$B_1 = 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta|^2 \quad (\text{III.5})$$

Si

$B_1 > 0$  alors le signe choisit dans l'expression du MAG est le -

$B_1 < 0$  alors le signe choisit dans l'expression du MAG est le +

En traçant le gain maximum disponible mesuré en décibel en fonction de la fréquence sur une échelle logarithmique, on obtient approximativement une droite dont l'extrapolation sur l'axe des fréquences pour MAG = 0 dB donne la fréquence de coupure du MAG

Si le coefficient de stabilité  $K$  est inférieur à 1, c'est à dire lorsque le transistor est instable, le MAG ne peut être calculé. Dans ce cas, on définit le gain stable maximum soit

$$MSG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} \quad (\text{III.6})$$

### III.2.3 Le gain unilatéral en puissance

Ce gain correspond aux mêmes conditions d'adaptation entrée-sortie que précédemment auxquelles il faut ajouter une adaptation en contre-réaction  $S_{12} = 0$  [14].

Le gain unilatéral ( $U$ ) est défini par l'expression suivante :

$$U = \frac{1}{2} \frac{|S_{21}/S_{12} - 1|^2}{K|S_{21}/S_{12}| - \text{Re}(S_{21}/S_{12})} \quad (\text{III.7})$$

Ce gain est le plus élevé que l'on puisse obtenir avec un quadripôle actif. La fréquence de coupure de ce gain ( $f_{max}$ ) est obtenue de la même manière que celle des autres gains.

## III.3 Les résultats expérimentaux obtenus

### III.3.1 Le banc de mesure petit signal

Les caractérisations hyperfréquences en régime petit signal ont été réalisées par l'intermédiaire d'un analyseur de réseaux vectoriel de type HP 8510 dans la bande de fréquence 100 MHz - 40 GHz. La polarisation de la grille et du drain a été réalisée avec une alimentation continue HP 4142B. Comme nous l'avons déjà évoqué les transistors ont été mesurés directement sur tranche. Les contacts ont été effectués à l'aide de pointes coplanaires 40 GHz (masse, signal, masse) montées sur micromanipulateurs. Les mesures ont été réalisées en automatiques grâce au

logiciel HP ICCAP qui permet de piloter via un bus IEEE l'analyseur de réseaux vectoriel ainsi que l'alimentation continue. Le synoptique du système de mesure est présenté ci-après.

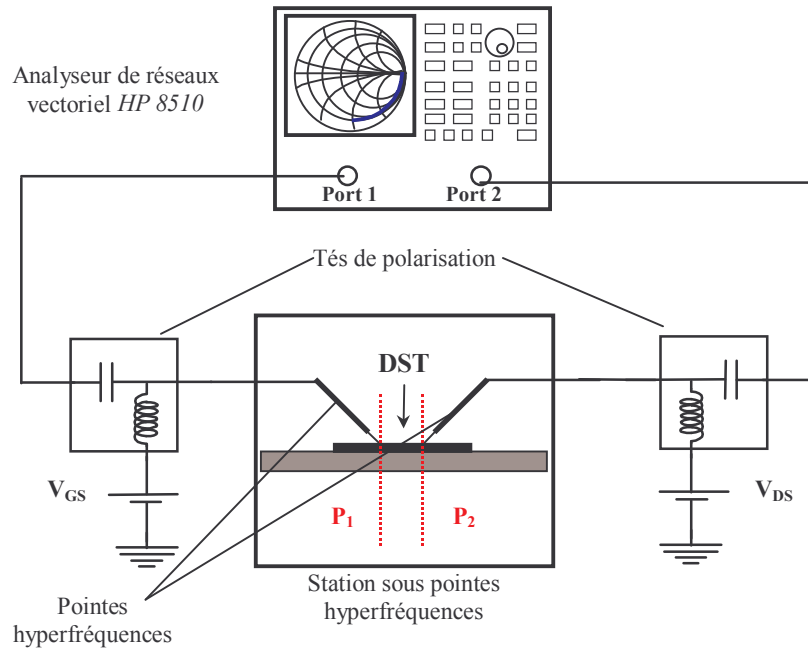


Figure III.4 : Système de mesure des paramètres  $S_{ij}$  des transistors

### III.3.2 Résultats expérimentaux des différents gains

Les mesures ont été réalisées sur les transistors de toutes les structures (I, II, III et IV) sur différentes géométries et à différentes polarisations.

#### III.3.2.1 Les gains obtenus sur les transistors de la structure I

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de géométrie de  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  et  $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  à  $V_{DSext} = 15 \text{ V}$  et ce pour différentes valeurs de  $V_{GSext}$ . Les deux géométries de transistors présentent des écarts grille-source et grille-drain de longueurs respectives 1 et 1.5  $\mu\text{m}$ .



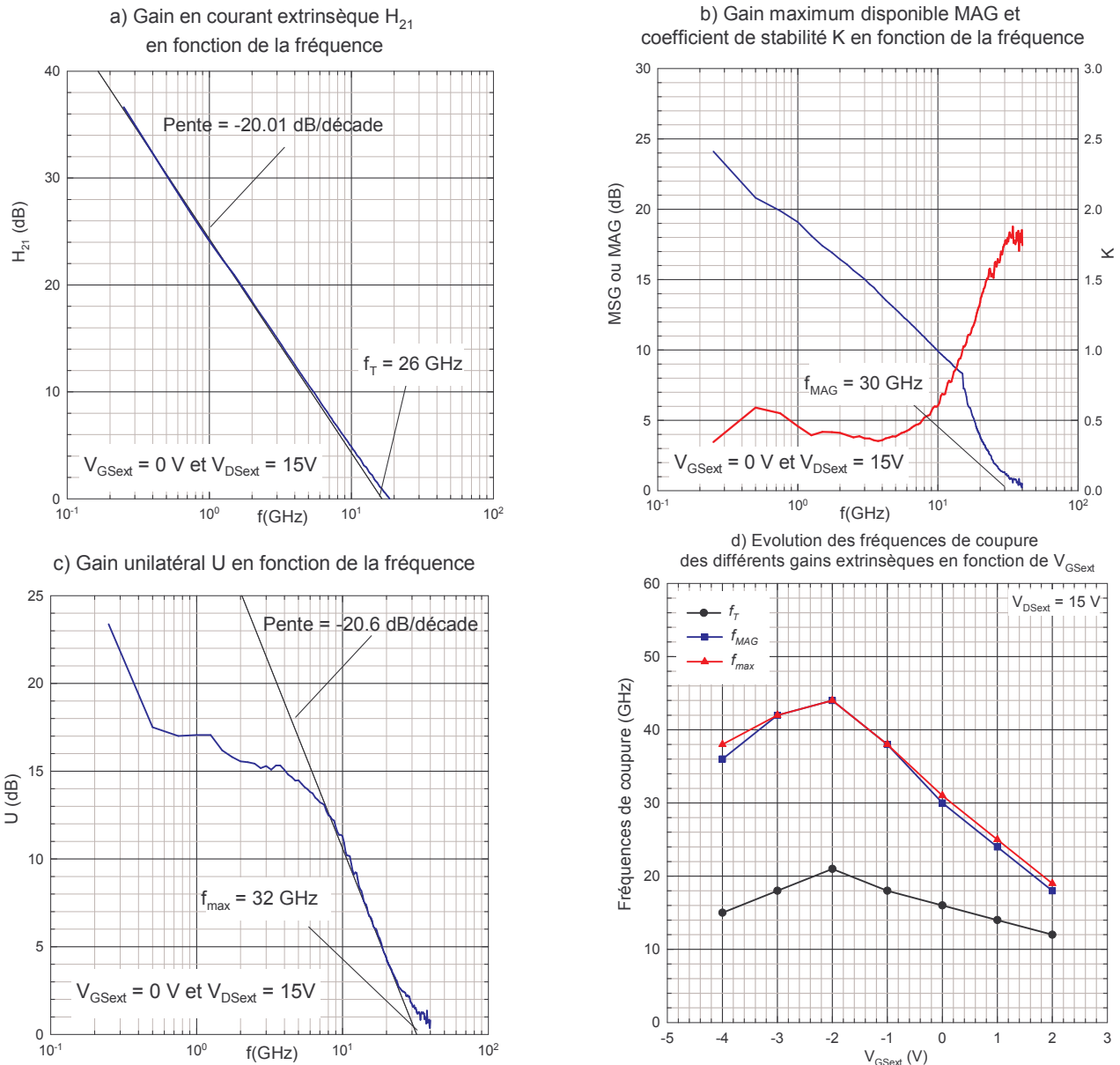


Figure III.5 : a) Evolution du gain en courant en fonction de la fréquence, b) Evolution du gain maximum disponible et du coefficient de stabilité en fonction de la fréquence, c) Evolution du gain unilatéral en fonction de la fréquence, d) Evolution des fréquences de coupure des différents gains mesurés à  $V_{DSext} = 15\text{ V}$  en fonction de  $V_{GSext}$ . Les évolutions des trois gains en fonction de la fréquence sont données pour  $V_{GSext} = 0\text{ V}$ ,  $V_{DSext} = 15\text{ V}$ . (Transistor  $2x50x0.5\ \mu\text{m}^2$ , structure I)

Les figures III.5.a à III.5.c illustrent à titre indicatif l'évolution en fonction de la fréquence du gain en courant extrinsèque, du gain maximum disponible, du coefficient de stabilité et du gain unilatéral pour le point de polarisation  $V_{GSext} = 0\text{ V}$  et  $V_{DSext} = 15\text{ V}$ . L'extrapolation des caractéristiques sur l'axe des abscisses donne les fréquences de coupures au point de polarisation soit 26, 30, 32 GHz pour le gain en courant, le gain maximum disponible et le gain unilatéral respectivement. L'évolution du coefficient de stabilité montre que le transistor sera stable à cette polarisation dans les conditions d'adaptation optimales en entrée et en sortie à partir de 15 GHz environ.

La figure III.5.d montre l'évolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de la polarisation grille-source et pour  $V_{DSext} = 15$  V. On constate que les fréquences de coupure du gain maximum disponible et du gain unilatéral sont quasiment identiques. Ceci montre que le transistor est quasiment unilatéral, ainsi dans les conditions d'adaptation optimales en entrée et en sortie, le gain en puissance sera maximum. La fréquence de coupure maximum du gain en courant est directement corrélée avec le maximum de transconductance (cf. figure III.6), apparaissant à  $V_{GSext} = -2$  V comme celle du gain maximum disponible.

Entre  $V_{GSext} = -4$  V et  $V_{GSext} = -2$  V, l'évolution des fréquences de coupure des trois gains présente une pente quasiment identique. Dès lors il semble que le gain en tension soit constant dans cette gamme de polarisation. En revanche au-delà de  $V_{GSext} = -2$  V, les fréquences de coupure du gain maximum disponible et du gain unilatéral chutent plus rapidement que le gain en courant. Cet effet est imputable à la chute du gain en courant mais aussi du gain en tension avec la polarisation grille-source.

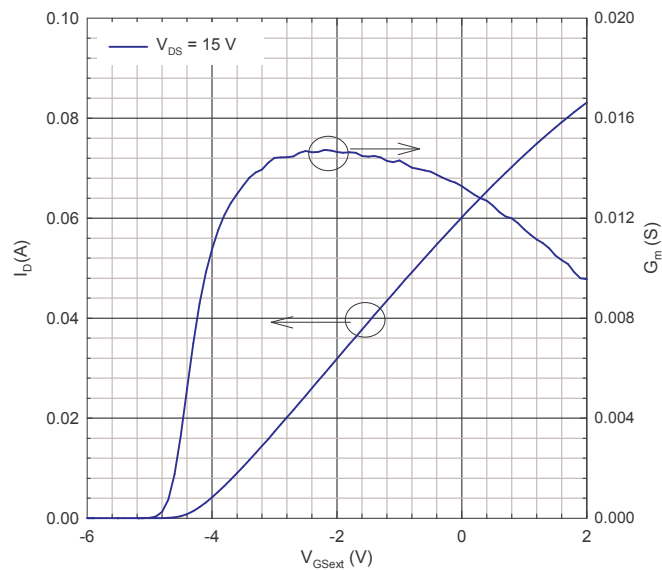


Figure III.6 : Caractéristiques  $I_D(V_{GSext})$  et  $G_m(V_{GSext})$  mesurées à  $V_{DSext} = 15$  V. (transistor  $2x50x0.5 \mu m^2$ , structure I)

Les résultats obtenus sur le transistor  $2x150x0.3 \mu m^2$  sont présentés figure III.7. Nous présentons seulement l'évolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de la polarisation, sachant que les évolutions des trois gains en fonction de la fréquence ont donné, comme précédemment, une pente de  $-20$  dB par décade.

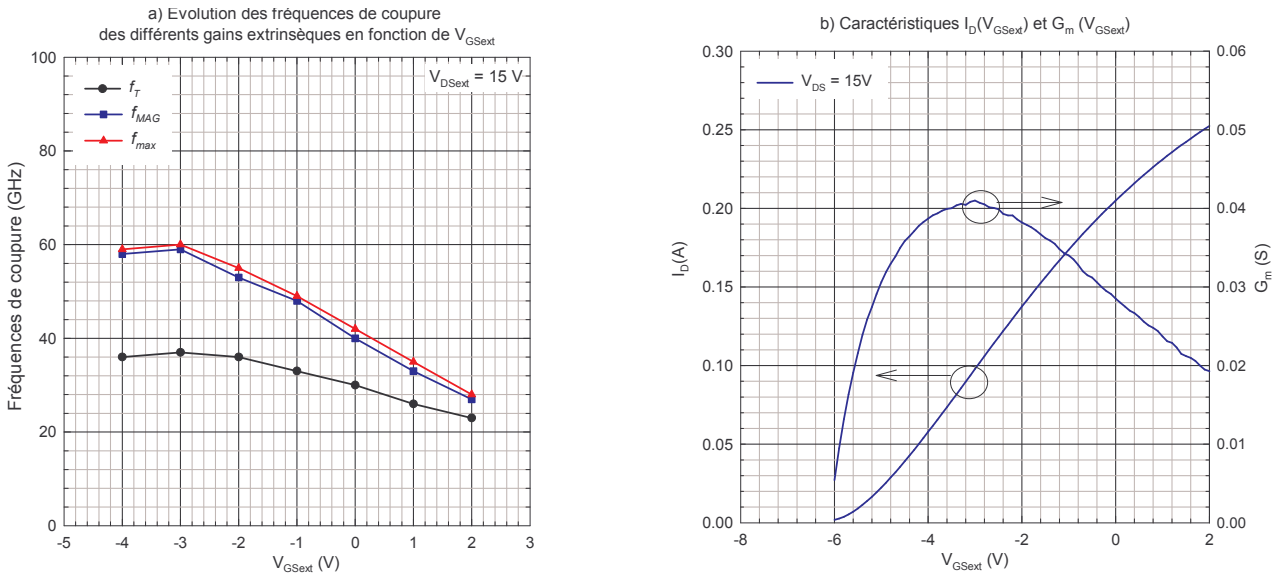


Figure III.7 : a) Evolutions des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{GSext}$ , b) Caractéristiques  $I_D(V_{GSext})$  et  $G_m(V_{GSext})$  mesurées à  $V_{DSext} = 15$  V. (transistor  $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  structure I)

La figure III.7.a montre l'évolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de la polarisation grille-source. La fréquence de coupure du gain maximum disponible et celle du gain unilatéral sont très proches comme pour le cas précédent. Pour  $V_{GSext}$  compris entre  $-4$  et  $-3$  V, l'évolution des fréquences de coupure des trois gains présentent la même pente ce qui laisse penser que le gain en tension est constant. Au-delà de  $V_{GSext} = -3$  V, les fréquences de coupure du gain maximum disponible et du gain unilatéral chutent plus fortement que celle du gain en courant. Cet effet est lié à la chute du gain en tension qui s'associe à celle du gain en courant. La figure III.7.b montre que la fréquence de coupure du gain en courant apparaît au maximum de transconductance comme nous avons pu le voir pour l'autre transistor. Lorsque l'on compare les fréquences de coupure des deux transistors nous constatons l'intérêt de la faible longueur de grille, car celles-ci sont passées de 60 à 44 GHz pour  $f_{max}$  et de 36 à 20 GHz pour  $f_t$ .

En résumé, l'étude des transistors en régime petit signal a permis de montrer que les transistors de la structure I sont unilatéraux, c'est à dire qu'ils présentent naturellement un paramètre  $S_{12}$  proche de zéro.

### III.3.2.2 Les gains obtenus sur les transistors de la structure II

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de doigts de grille de  $50 \mu\text{m}$  de largeur et de longueurs différentes 0.3, 0.5, 1, 1.5 et  $2 \mu\text{m}$ . Tous ces transistors présentent des distances grille-source et grille-drain identiques de  $1 \mu\text{m}$ . Nous ne présentons pas l'évolution des différents gains en fonction de la fréquence afin de ne pas alourdir la présentation sachant que l'évolution de ces derniers présentaient une pente de  $-20$  dB par décade conforme à la théorie.

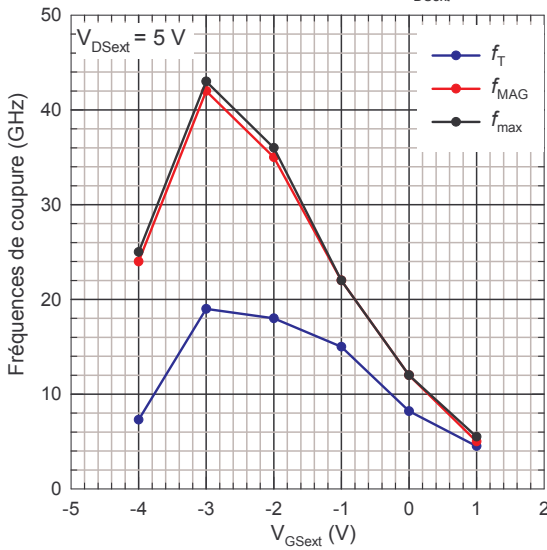
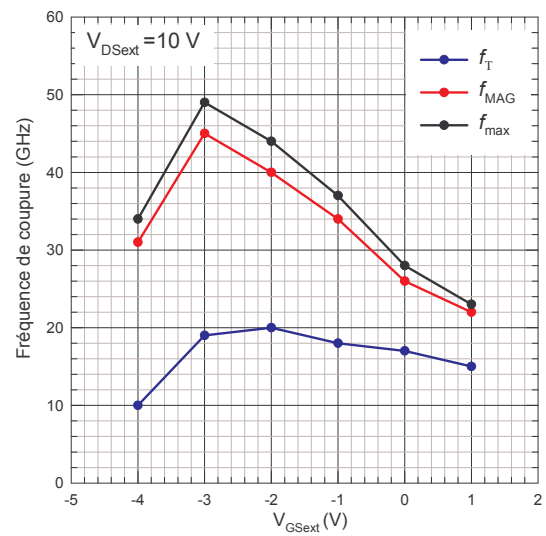
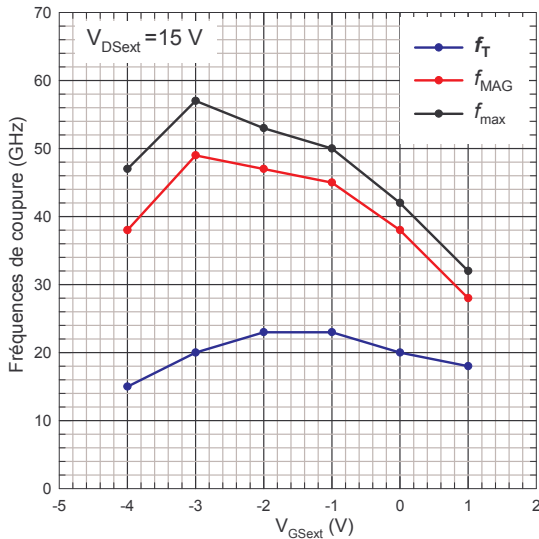
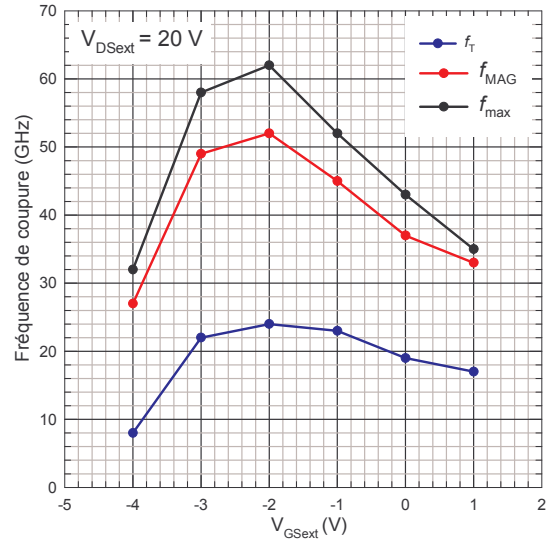
a) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  pour un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$  à  $V_{DSext} = 5 V$ 

 b) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  pour un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$  à  $V_{DSext} = 10 V$ 

 c) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  pour un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$  à  $V_{DSext} = 15 V$ 

 d) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  pour un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$  à  $V_{DSext} = 20 V$ 


Figure III.8 : a) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 5 V$ , b) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 10 V$ , c) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 15 V$ , d) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 20 V$ . (Transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$ , structure II)

La figure III.8 présente l'évolution des fréquences de coupure des différents gains d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$  en fonction de la polarisation grille-source et ce pour quatre polarisations drain-source 5, 10, 15 et 20 V. Les évolutions des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{GSext}$  présentent quasiment le même profil. On note que les maximums des fréquences de coupure sont visibles entre  $V_{GSext} = -3 V$  et  $V_{GSext} = -2 V$  pour les quatre polarisations drain-source. Les valeurs maximales sont obtenues à  $V_{DSext} = 20 V$  et  $V_{GSext} = -2 V$  et sont égales à 24, 52, 62 GHz pour  $f_T$ ,  $f_{MAG}$  et  $f_{max}$  respectivement. Pour toutes les polarisations drain-source et au-delà de  $V_{GSext} = -2 V$ , les fréquences de coupure du gain unilatéral et du gain maximum disponible décroissent plus rapidement que celle de la fréquence de coupure du gain en courant en fonction de

$V_{GS_{ext}}$ . Cet effet est lié à un écroulement du gain en tension qui se répercute sur le gain en puissance. En revanche, on constate de façon très approximative que pour toutes les polarisations drain-source et pour  $V_{GS_{ext}} < -3$  V, les évolutions des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{GS_{ext}}$  présentent quasiment la même pente. Cet effet, comme nous l'avons déjà remarqué sur les transistors de la structure I, est lié à un gain en tension presque constant dans cette gamme de polarisation grille-source.

De plus, à  $V_{DS_{ext}} = 5$  V, les fréquences de coupure du gain maximum disponible et du gain unilatéral sont très proches, ce qui implique que le transistor peut être considéré comme unilatéral pour cette polarisation. En revanche, plus la polarisation drain-source augmente plus la fréquence de coupure du gain unilatéral devient importante et s'éloigne de celle du gain maximum disponible. Ceci implique que le transistor « s'éloigne » d'un comportement unilatéral au fur et à mesure que la polarisation drain-source augmente. Ceci peut être relié à une augmentation de la capacité  $C_{GD}$  lorsque la tension  $V_{DS}$  augmente, pour cela nous avons présenté l'évolution des fréquences de coupure des trois gains relevées à  $V_{GS_{ext}} = -2$  V en fonction de  $V_{DS_{ext}}$  (figure III.9). Dès lors, le paramètre  $S_{12}$  devient non nul et rend le transistor non unilatéral.

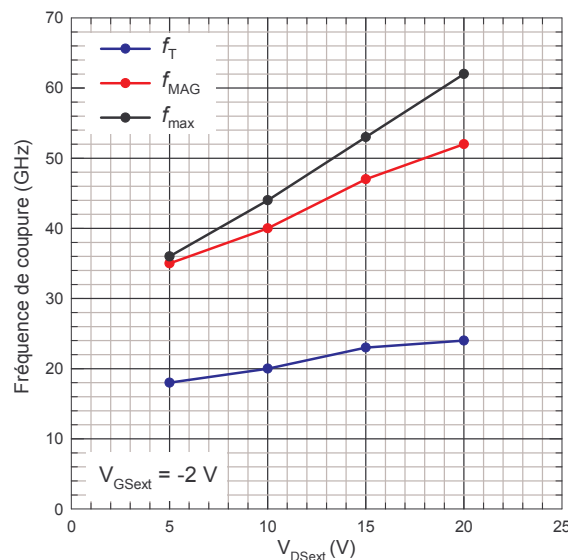


Figure III.9 : Evolutions des fréquences de coupures des différents gains relevées à  $V_{GS_{ext}} = -2$  V en fonction de  $V_{DS_{ext}}$ . (Transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu m^2$ , structure II)

De manière générale, on constate que les fréquences de coupure du gain unilatéral et du gain maximum disponible augmentent plus fortement que celle du gain en courant avec  $V_{DS_{ext}}$ . Cet effet est lié à l'augmentation du gain en tension. Dès lors en régime grand signal, le gain en puissance sera plus important à fort  $V_{DS_{ext}}$ . Ceci est très important car en puissance c'est cette quantité qui traduit la puissance absorbée par la charge en fonction de la puissance absorbée par le transistor.

Ces comportements sont caractéristiques des composants grand gap. En effet, sur les composants GaAs et InP, lorsque la tension  $V_{DS}$  augmente pour une tension  $V_{GS}$  donnée, une chute de la fréquence de coupure du gain en courant est observée. Ceci est principalement relié à une diminution de la transconductance et à une augmentation de la capacité  $C_{GS}$ . Cela revient à dire que lorsque  $V_{DS}$  augmente, le temps de transit augmente pour les substrats GaAs et InP alors qu'il diminue pour les composants sur substrat GaN. Par contre pour la fréquence de coupure du gain unilatéral  $f_{max}$  sur substrats GaAs ou InP, une légère augmentation est constatée lorsque  $V_{DS}$  augmente, ceci est relié principalement aux rapports  $\frac{C_{GS}}{C_{GD}}$  et  $\frac{gm}{gd}$ . Ces évolutions sont vérifiées sur les composants à base de GaN mais de façon beaucoup plus marquée que sur les transistors réalisés sur les autres substrats.

Les mêmes études ont été réalisées sur des transistors de longueurs de grille plus importantes (0.5, 1, 1.5 et 2  $\mu\text{m}$ ), des évolutions similaires des différentes fréquences de coupure avec les polarisations drain-source et grille-source ont été constatées. Dès lors, afin d'éviter des redondances ces résultats ne seront pas présentés. En revanche, les évolutions des fréquences de coupure des trois gains en fonction de la longueur de grille pour  $V_{DSext} = 20$  V et pour trois polarisations grille-source ( $V_{GSext} = -3, -1$  et 1 V) sont présentées figure III.10.

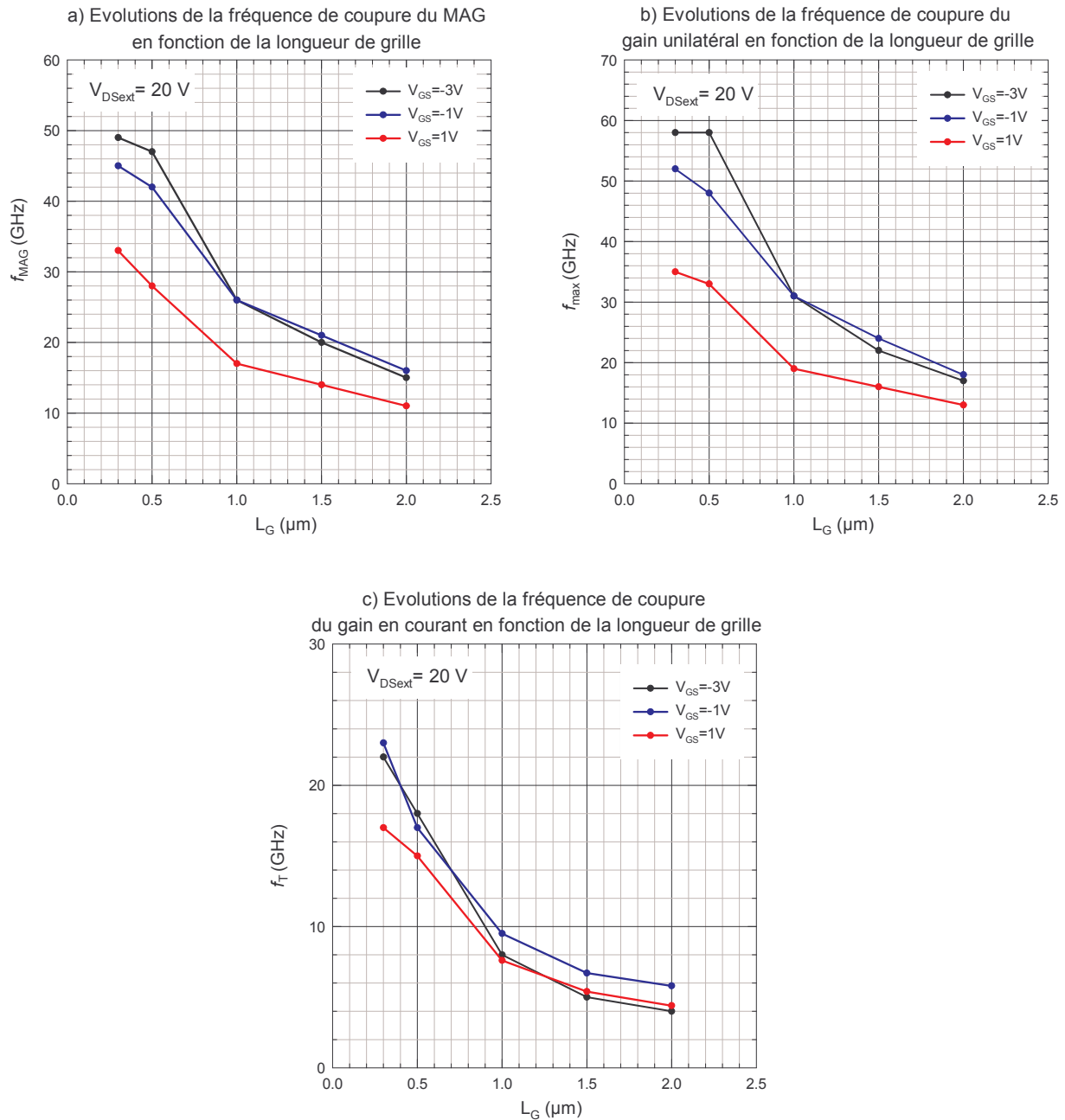


Figure III.10 : a) Evolutions de la fréquence de coupure du gain maximum disponible, b) Evolutions de la fréquence de coupure du gain unilatéral, c) Evolutions de la fréquence de coupure du gain en courant. Les valeurs ont été relevées à  $V_{D_{Sext}} = 20\text{ V}$  (Transistor  $2 \times 50\ \mu\text{m}$ , structure II).

De ces mesures nous pouvons retenir de manière générale que les fréquences de coupure augmentent avec la diminution de la longueur de grille, ce qui est cohérent. En théorie les évolutions de la fréquence de coupure du gain en courant devraient être inversement proportionnelles à la longueur de grille sachant que ceci traduit le temps de transit des porteurs sous la grille additionné au temps de transit dans les zones d'accès. Comme cette loi n'est pas vérifiée, nous pouvons supposer que :

- les zones d'accès prennent de plus en plus d'importance quand  $L_g$  diminue,

- les champs électriques sont différents et que cela engendre une modification de la vitesse des porteurs.

Les transistors de cette structure présentent des fréquences de coupure légèrement inférieures à celles des transistors de la structure I à géométrie identique ( $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ ).

### III.3.2.3 Les gains obtenus sur les transistors de la structure III

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de géométries  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  et  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  à  $V_{D\text{Sext}} = 15 \text{ V}$  pour différentes polarisations grille-source. Les écarts grille-source et grille-drain de ces transistors sont de  $1 \mu\text{m}$ . Les résultats obtenus sont présentés figure III.11.

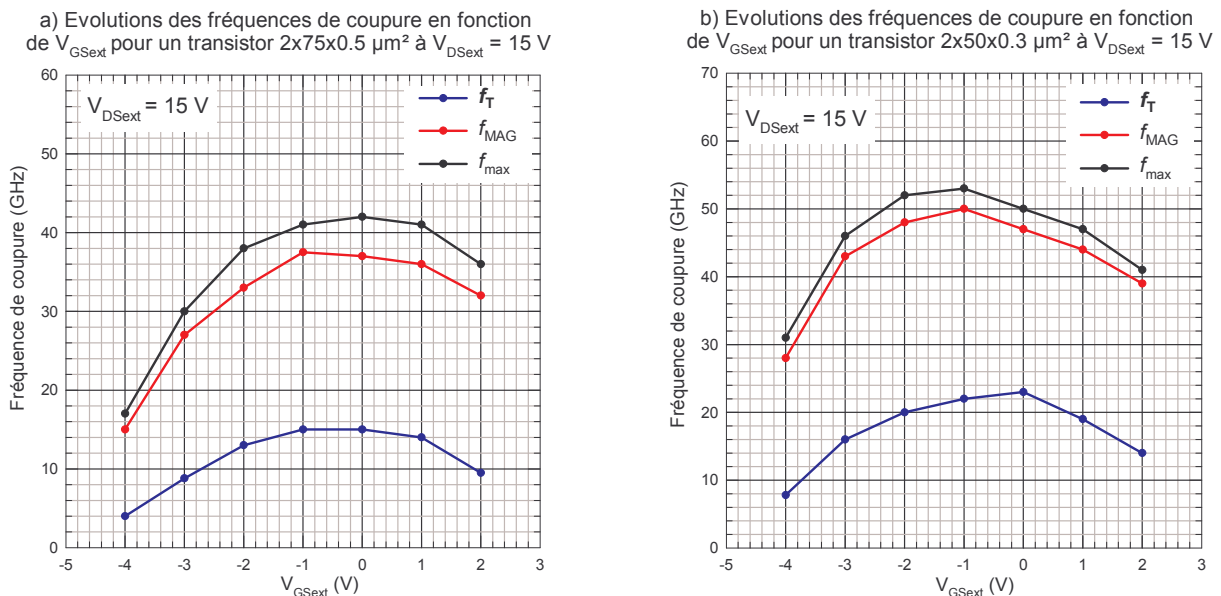


Figure III.11 : a) Evolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{G\text{Sext}}$  d'un transistor  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , b) Evolution des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{G\text{Sext}}$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ . Les mesures ont été réalisées à  $V_{D\text{Sext}} = 15 \text{ V}$ . (Structure III)

De manière générale, les évolutions des fréquences de coupures des deux transistors présentent un profil de variation similaire de type parabolique. Le transistor de plus petite longueur de grille et de plus petit développement a des fréquences de coupures supérieures, ce qui est conforme aux interprétations précédentes. Pour les deux transistors, la fréquence de coupure maximum du gain en courant apparaît à  $V_{G\text{Sext}} = 0 \text{ V}$ , c'est à dire au maximum de transconductance. Ceci est tout à fait cohérent avec la théorie car la fréquence de coupure du gain en courant est directement proportionnelle à la transconductance. Au-delà de cette polarisation la fréquence de coupure du gain en courant chute avec la même pente que les fréquences de coupure des deux autres gains ce qui implique que le gain en tension est presque constant. Par contre, entre  $V_{G\text{Sext}} = -4 \text{ V}$  et  $V_{G\text{Sext}} = -1 \text{ V}$ , l'augmentation des fréquences de coupure du gain maximum disponible et du gain unilatéral est plus importante que celle de la fréquence de coupure du gain en courant. Ainsi,



dans cette gamme de polarisation, le gain en tension n'est pas constant mais augmente légèrement, ce qui n'avait jamais été observé sur les deux autres structures dans cette gamme de tension.

#### III.3.2.4 Les gains obtenus sur les transistors de la structure IV

Les mesures ont été réalisées sur des transistors  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  et  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  dont les écarts grille-source et grille-drain sont de  $1 \mu\text{m}$ . Nous ne présentons pas l'évolution des différents gains en fonction de la fréquence sachant que l'évolution de ces derniers présentait une pente de  $-20 \text{ dB}$  par décade conforme à la théorie. La figure III.12 présente l'évolution des fréquences de coupure des différents gains d'un transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  en fonction de la polarisation grille-source pour trois polarisations drain-source 6, 10 et 15 V. Les évolutions des fréquences de coupure des trois gains en fonction de  $V_{\text{GSext}}$  présentent quasiment le même profil. On note que les maximums des fréquences de coupure sont visibles à  $V_{\text{GSext}} = -4 \text{ V}$  environ pour les trois polarisations drain-source. Les valeurs maximales sont obtenues à  $V_{\text{DSext}} = 10 \text{ V}$  et  $V_{\text{GSext}} = -4 \text{ V}$  et sont égales à 17, 39, 45 GHz pour  $f_T$ ,  $f_{\text{MAG}}$  et  $f_{\text{max}}$  respectivement. Pour toutes les polarisations drain-source et au-delà de  $V_{\text{GSext}} = -3 \text{ V}$ , les fréquences de coupure du gain unilatéral et du gain maximum disponible décroissent plus fortement que la fréquence de coupure du gain en courant en fonction de  $V_{\text{GSext}}$ . Cet effet est lié à un écroulement du gain en tension qui se répercute sur le gain en puissance. En revanche, on constate de façon très approximative que pour toutes les polarisations drain-source et pour  $V_{\text{GSext}} < -4 \text{ V}$ , les fréquences de coupure du gain unilatéral et du gain maximum disponible croissent plus fortement avec l'augmentation de  $V_{\text{GSext}}$  que celle du gain en courant. Il semble alors que le gain en tension augmente légèrement dans cette gamme de polarisation.

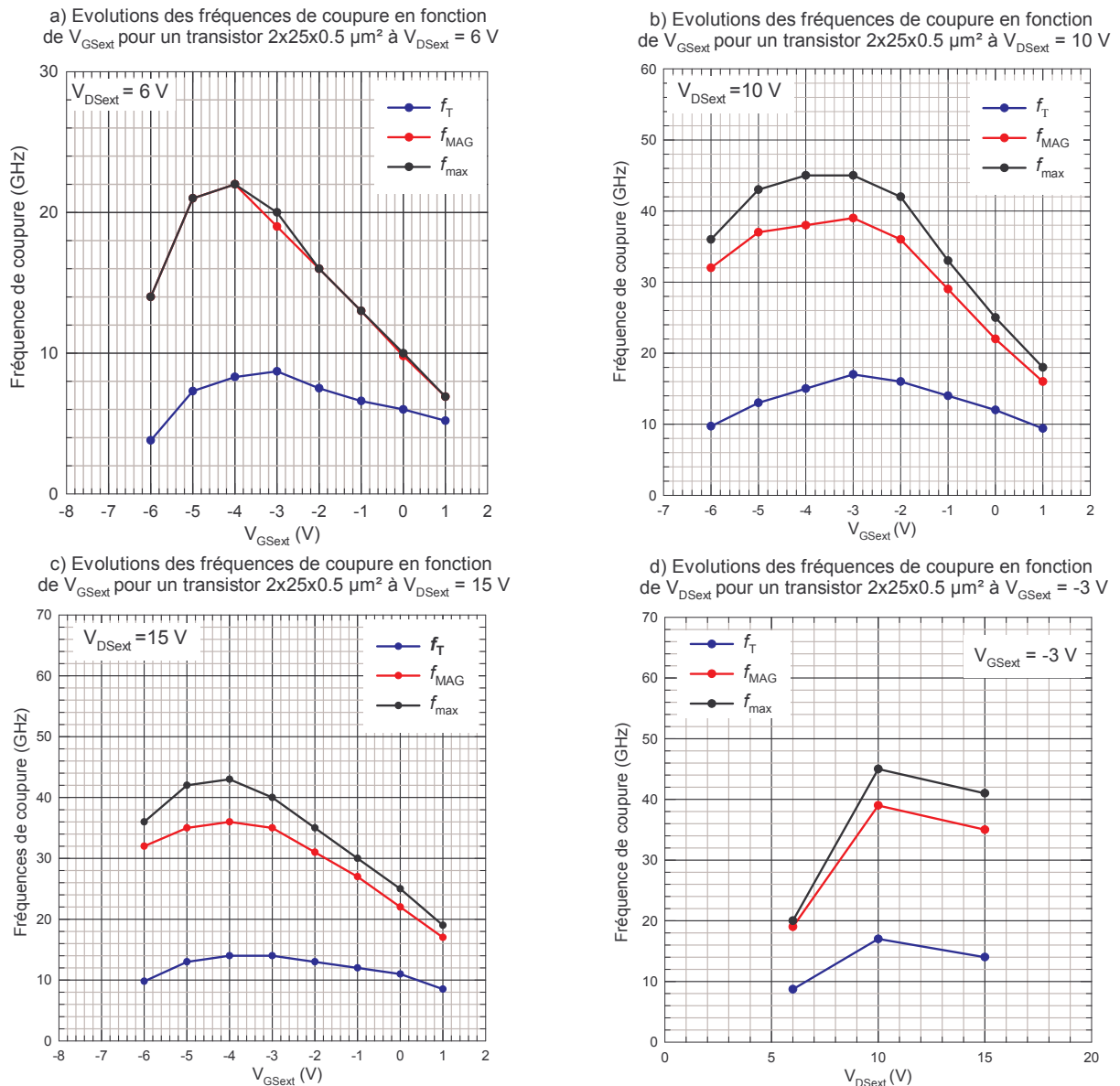


Figure III.12 : a) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 6 V$ , b) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 10 V$ , c) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{GSext}$  à  $V_{DSext} = 15 V$ , d) Evolutions des fréquences de coupure en fonction de  $V_{DSext}$  à  $V_{GSext} = -3 V$ . (Transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ , structure IV)

Nous avons représenté figure III.12.d, l'évolution des fréquences de coupure des trois gains relevées à  $V_{GSext} = -3 V$  en fonction de  $V_{DSext}$ .

Conformément à ce que nous avons déjà évoqué, la fréquence de coupure du gain unilatéral diverge de la fréquence de coupure du gain maximum disponible lorsque la polarisation drain-source augmente rendant le transistor de moins en moins unilatéral. Cet effet, également observé sur les transistors de la structure II, a déjà été détaillé.

Les mêmes études ont été effectuées sur les transistors  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , des évolutions des fréquences de coupure avec les polarisations drain-source et grille-source similaires ont été constatées.

## IV Conclusion

L'étude de la transconductance des transistors HEMT GaN en régime statique continu a montré le fort potentiel de ces composants en terme de linéarité vis à vis des transistors HFET en technologie GaAs. Nous avons pu voir l'impact des résistances d'accès sur la densité du courant de drain et la transconductance en comparant les densités de courant obtenues sur les transistors des structures I et III. L'étude des transistors des échantillons II et III, a montré que les pièges sensibles à la lumière, aux sens et aux temps de polarisation ne sont pas les mêmes que ceux dont les effets sont visibles en régime pulsé.

L'étude en régime statique des transistors de l'échantillon IV a montré également l'existence d'une conductance négative pour des valeurs de courant de drain élevées comprises entre 50 et 60 mA. L'étude des transistors de l'échantillon II avait montré que la conductance négative était visible pour des courants de drain cinq fois moins importants alors que les deux échantillons présentent, tous les deux, un substrat de saphir de même épaisseur. Les mesures statiques à l'obscurité et à l'éclairement des transistors de l'échantillon II, ont montré que la conductance négative n'apparaissait pas pour les mêmes valeurs de courant de drain. Nous en avons conclu que ces effets étaient liés à des effets de pièges qui pourraient évoluer avec la température.

Nous avons également montré que les transistors de l'échantillon I présentaient sur leur caractéristique  $I_D(V_{DS})$  une conductance négative pour des courants de drain beaucoup plus élevés que ceux des transistors de la structure IV. Le substrat utilisé sur la structure I étant le carbure de silicium, la dissipation thermique est sept fois plus importante. De plus le désaccord de maille entre le GaN et le SiC est moins important ce qui devrait générer moins de défauts comparativement à une structure épitaxié sur un substrat de saphir ou le désaccord de maille est plus grand. La meilleure dissipation thermique associée à une densité de défauts plus faible devrait limiter fortement les effets thermiques.

Afin d'expliquer les phénomènes rencontrés lors des études statiques en régimes continu et pulsé, nous avons émis les hypothèses de l'injection de porteurs chauds dans le buffer, de la présence d'une grille virtuelle en surface et de la présence de centres profonds dans la barrière. Dans l'hypothèse de la grille virtuelle, son effet peut être atténué voire éliminé par un procédé de passivation précédé d'un traitement de surface performant. Il semble que les traitements de surface

par plasma d'argon créent des lacunes d'azote et génèrent l'apparition d'une forte concentration d'oxygène qui favoriserait un dopage de type n. Dès lors ce traitement a toutes les chances de générer des défauts favorisant une conduction en surface. Ainsi une étude de traitement de surface par voie chimique semble nécessaire.

Enfin l'étude des transistors en régime petit signal, a permis de déterminer les fréquences de coupures des différents gains extrinsèques (le gain en courant, le gain maximum disponible et le gain unilatéral). L'analyse des résultats a permis de cibler les polarisations drain-source et grille-source pour lesquelles les composants devraient fournir des performances maximales en régime grand signal hyperfréquence. L'étude des transistors de la structure II a montré que les performances, en terme de fréquence de coupure, n'évoluent pas linéairement avec la géométrie. L'étude des fréquences de coupure en fonction de la polarisation a montré que les transistors de l'échantillon I sont unilatéraux à  $V_{D\text{Sext}} = 15 \text{ V}$  alors que les transistors des autres structures ne le sont pas. De plus, les études en fonction de la tension drain-source ont montré l'intérêt de ces composants pour lesquels les fréquences de coupure du gain en courant et du gain maximum disponible augmentent lorsque la tension drain-source augmente.



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] **A. T. PING** et Al, « *DC and Microwave Performance of High-Current AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> Heterostructure Field Effect Transistors Grown on p-Type SiC Substrates* », IEEE Electron Device Letters, February 1998, volume 19, number 2, pp 54 - 56
- [2] **N. VELLAS** et Al, « *Premiers resultats de puissance à 4 GHz obtenus sur HEMT AlGa<sub>N</sub>/Ga<sub>N</sub> en technologie planar* », Journées Nationales Microondes, Mai 2003, pp 454 - 455
- [3] **C. T. LEE** et Al, « *Schottky barrier height and surface state density of Ni/Au contacts to (NH<sub>4</sub>)<sub>2</sub>Sx-treated n-type Ga<sub>N</sub>* », Applied physics letters, 15 October 2001, volume 79, number 16, pp 2573 - 2575
- [4] **Y. GUHEL**, « *Réalisation de transistors à effet de champ à base de Ga<sub>N</sub> pour l'amplification de puissance en gamme d'ondes millimétriques et à haute température* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 16 Décembre 2002
- [5] **F. BUE**, « *Réalisation d'un banc de mesure d'intermodulation biton en bande Ka: Application à l'analyse des causes technologiques de non-linéarité des HEMTs de puissance* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 1 Avril 2003
- [6] **C. GAQUIÈRE** et Al, « *Pulsed Bias/Pulsed RF Characterization Measurement System of FET at Constant Intrinsic Voltages* », Microwave and optical technologies letters, 5 March 1999, volume 20, number 5, pp 349 - 352
- [7] **C. GAQUIERE**, « *Analyse et Optimisation de Transistors à Effet de Champ à Hétérojonction pour l'Amplification de puissance dans la bande Ka* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 13 Novembre 1995
- [8] **H. C. CHIU** et Al, « *Improved Device Linearity of AlGaAs/InGaAs HFETs by a Second Mesa Etching* », IEEE Electron Device Letters, 1 January 2002, volume 23, number 1, pp 1 - 3

- [9] **H. M. CHUANG** et Al, « *Study of InGaP/InGaAs double doped channel heterostructure field-effect transistor (DDCHFETs)* », *Semicond. Sci. Technol.*, 2003, volume 19, pp 87 - 92
  
- [10] **S. C. BINARI** et Al, « *Trapping Effects and Microwave Power Performance in AlGaIn/GaN HEMTs* », *IEEE Transaction on electron devices*, March 2001, volume 48, number 3, pp 465 - 471
  
- [11] **P. B. KLEIN** et Al, « *Current collapse and the role of carbon in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors grown by metalorganic vapor-phase epitaxy* », *Applied physics letters*, 19 November 2001, volume 79, number 21, pp 3527 - 3529
  
- [12] **R. VETURY**, « *Polarization Induced 2DEG in AlGaIn/GaN HEMTs: On the origin, DC and transient characterization* », Thèse de doctorat de l'université de Californie - Santa Barbara, December 2000
  
- [13] **M. WERQUIN**, « *Caractérisation de transistors HEMTs de la filière GaN pour les applications de puissance hyperfréquences* », Rapport de DEA de l'université des sciences et technologies de Lille, Juillet 2001
  
- [14] **G. DAMBRINE**, « *Caractérisation des transistors à effet de champ : mesure précise de la matrice de répartition et détermination directe du schéma équivalent* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 1989

---

**CHAPITRE 4**

**CARACTERISATION DE HFETs ALGAN/GAN**

**EN REGIME GRAND SIGNAL**





## TABLE DES MATIERES

<b>Chapitre 4 Caractérisation de HFET AlGaN/GaN en Régime Grand Signal</b>	<b>251</b>
I Introduction.....	259
II Mesures en régime grand signal en mode monoporteuse à 4 GHz .....	260
II.1 Le banc de mesure grand signal en régime monoton 2-18 GHz. ....	260
II.1.1 Description du système de mesure .....	260
II.1.1.1 Description de la chaîne d'entrée .....	261
II.1.1.2 Adaptation en entrée ? .....	262
II.1.1.3 Description de la chaîne de sortie du banc de mesure.....	265
II.1.1.4 Principe du tuner double slugs .....	266
II.1.2 Calibrage du banc en entrée .....	269
II.1.2.1 La méthode scalaire.....	269
II.1.2.2 Méthode quasi vectorielle .....	272
II.1.3 Calibrage du banc en sortie .....	280
II.1.3.1 La méthode de calibrage scalaire de la chaîne de sortie.....	280
II.1.3.2 La méthode de calibrage vectorielle de la chaîne de sortie .....	281
II.2 Résultats expérimentaux en régime grand signal .....	282
II.2.1 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure I.....	282
II.2.1.1 Modification des lignes d'accès coplanaire côté drain.....	282
II.2.1.2 Réalisation des impédances de charge et méthode de mesure .....	283
II.2.1.3 Méthode de calcul de la puissance escomptée à partir de la caractéristique statique $I_D(V_{DS})$ des transistors.....	284
II.2.1.4 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ .....	285
II.2.1.5 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 250 \times 0.8 \mu\text{m}^2$ .....	286
II.2.2 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure II .....	288
II.2.2.1 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ .....	289
II.2.2.2 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 50 \times 1 \mu\text{m}^2$ .....	290
II.2.3 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure III .....	292
II.2.4 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure IV .....	294
III Système de mesure permettant de reconstituer l'enveloppe du courant de drain en régime grand signal hyperfréquence .....	297

III.1 Présentations du banc de mesure, de la méthode de calibrage et de la méthode de mesure.	297
.....	297
III.1.1 Présentation du banc de mesure .....	297
III.1.2 Calibrage du banc de mesure .....	298
III.1.3 Méthode de mesure .....	300
III.1.4 Les résultats expérimentaux obtenus .....	301
III.1.4.1 Résultats obtenus sur les transistors de la structure I.....	301
III.1.4.2 Résultats obtenus sur les transistors de la structure II .....	305
III.1.4.3 Résultats obtenus sur les transistors de la structure III.....	307
III.1.4.4 Résumé.....	308
IV Les mesures grand signal en mode biporteuse.....	309
IV.1 Le banc de mesure bi-porteuse 2-18 GHz .....	309
IV.1.1 Présentation générale du banc d’intermodulation.....	309
IV.1.2 Etalonnage du banc en entrée et en sortie.....	311
IV.1.2.1 Etalonnage de la chaîne d’entrée .....	311
IV.1.2.2 Etalonnage de la chaîne de sortie.....	311
Configuration de l’analyseur de spectre.....	311
Etalonnage de l’analyseur de spectre .....	312
IV.2 Résultats d’intermodulation obtenus sur les transistors de la structure IV.....	313
V Conclusion .....	316

## TABLE DES FIGURES

Figure II.1 : Synoptique complet du banc de mesure de puissance monotone (2-18 GHz) .....	261
Figure II.2 : Evolution en fonction de la fréquence du paramètre $S_{11}$ d'un transistor HEMT GaN $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ mesuré à $V_{D\text{Sext}} = 20 \text{ V}$ en classe A. Le paramètre $S_{11}$ est donné pour $f = 4 \text{ GHz}$ . .....	262
Figure II.3 : Synoptique de l'entrée de la chaîne de mesure avec adaptation d'impédance en entrée .....	263
Figure II.4 : a) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz avec l'adaptateur Maury directement à sa sortie (point <b>A</b> de la figure II.3) et mise en évidence de sa zone morte, b) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz avec l'adaptateur Maury dans le plan de la pointe d'entrée (point <b>B</b> de la figure II.3) et mise en évidence de la zone morte .....	263
Figure II.5 : a) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz directement à la sortie de l'adaptateur développé au laboratoire (point <b>A</b> de la figure II.3) et mise en évidence de sa zone morte, b) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz dans le plan de la pointe d'entrée (point <b>B</b> de la figure II.3) avec l'adaptateur développé au laboratoire et mise en évidence de la zone morte .....	265
Figure II.6 : Synoptique de la sortie de la chaîne de mesure .....	266
Figure II.7 : Schéma simplifié d'un tuner double slugs 2-18 GHz .....	267
Figure II.8 : Photo du tuner automatique développé.....	268
Figure II.9 : Impédances réalisées dans le plan de la pointe de sortie à 4 GHz pour différentes positions des slugs.....	269
Figure II.10 : Chaîne d'entrée du banc de mesure sans adaptateur d'impédance.....	270
Figure II.11 : Méthode de détermination des pertes entre les points C et A.....	270
Figure II.12 : Synoptique de la chaîne d'entrée du banc de mesure sans adaptateur d'impédance où le port 2 de l'analyseur de réseau est connecté à la pointe de sortie pour réaliser le calibrage.....	272
Figure II.13 : Graphe de fluence de la chaîne de mesure en entre les points B et D .....	273
Figure II.14 : Mesure des quatre paramètres Scattering de l'atténuateur .....	276
Figure II.15 : Mesure des quatre paramètres Scattering de l'ensemble pointe + atténuateur par la méthode trois étalons .....	276
Figure II.16 : Mesure des quatre paramètres $e_{ijCD}$ du quadripôle défini du point C au point E.....	277

Figure II.17 : Mesure des quatre paramètres $e_{ijEA}$ du quadripôle défini du point E au point A (mesure du couplage).....	278
Figure II.18 : Cascade des quadripôles DC et CE.....	278
Figure II.19 : Synoptique de la sortie de la chaîne de mesure en configuration calibrage vectoriel.....	281
Figure II.20 : Méthode de mesure de l'impédance de charge présentée à la sortie du transistor ....	283
Figure II.21 : Représentation de l'excursion maximale du courant de drain et de l'excursion maximale en tension autour d'un point de polarisation en classe A lorsque le transistor est chargé par une impédance réelle optimale.....	284
Figure II.22 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à $V_{DSext} = 35$ V et $V_{GSext} = -1$ V avec $Z_{charge} (\Omega) = 494-j19$ (transistor $2x50x0.5 \mu m^2$ , structure I).....	285
Figure II.23 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à $V_{DSext} = 35$ V et $V_{GSext} = -2$ V avec $Z_{charge} (\Omega) = 177-j1.5$ (transistor $2x250x0.8 \mu m^2$ , structure I).....	287
Figure II.24 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à $V_{DSext} = 30$ V et $V_{GSext} = -1$ V avec $Z_{charge} (\Omega) = 835+j135$ . (transistor $2x25x0.5 \mu m^2$ , structure II).....	289
Figure II.25 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à $V_{DSext} = 30$ V et $V_{GSext} = -2$ V avec $Z_{charge} (\Omega) = 835+j129$ . (transistor $2x50x0.5 \mu m^2$ , structure II).....	291
Figure II.26 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à $V_{DSext} = 30$ V et $V_{GSext} = 0$ V avec $Z_{charge} (\Omega) = 1200+j220$ . (Transistor $2x50x0.3 \mu m^2$ , structure III).....	293

Figure II.27 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{DSext} = 27$  V et  $V_{GSext} = -2.9$  V avec  $Z_{charge} (\Omega) = 1200+j200$ . (Transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ , structure IV).....295

Figure III.1 : Synoptique du banc de reconstitution d’enveloppe du courant de drain à 4GHz en régime grand signal.....298

Figure III.2 : Schéma explicatif de la reconstitution en hyperfréquence de l’enveloppe des courants de drain maximum et minimum à partir d’une impédance réelle  $R_{charge}$  et de cinq tensions drain-source ( $V_{GS}$  et  $R_{charge} = \text{constante}$ ).....301

Figure III.3 : Comparaison des deux enveloppes du courant de drain maximum, obtenues pour les deux impédances de charges, à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  statique mesurée en régime continu. Les mesures en régime grand signal ont été effectuées à 4 GHz pour  $V_{GSext} = -3$  V.....302

Figure III.4 : Représentation de l’excursion du courant de drain pour un point de polarisation donné et deux impédances de charge (50 et 500  $\Omega$ ). .....303

Figure III.5 : Comparaison des trois enveloppes du courant de drain maximum, obtenues pour les trois impédances de charges, à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  statique mesurée en régime continu. Les mesures en régime grand signal ont été effectuées à 4 GHz pour  $V_{GSext} = -1$  V.....305

Figure III.6 : Comparaison des deux enveloppes du courant de drain maximum, obtenues pour les deux impédances de charges, à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  statique mesurée en régime continu. Les mesures en régime grand signal ont été effectuées à 4 GHz pour  $V_{GSext} = 0$  V.....307

Figure IV.1 : Synoptique du banc de mesure d’intermodulation bi-porteuse 2-18 GHz.....310

Figure IV.2 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des puissances des raies en fonction de la puissance absorbée par le transistor. Les mesures ont été réalisées à  $V_{DSext} = 21$  V et  $V_{GSext} = -3$  V pour une impédance de charge optimale  $Z_{charge}(\Omega) = 555+j225$  .....313

## TABLE DES TABLEAUX

Tableau IV.1 : Comparaison des taux d'intermodulation d'ordre 3 du HEMT GaN de la structure IV avec les taux d'intermodulation d'ordre 3 de quatre transistors à effet de champ à base de GaAs.....	315
Tableau IV.2 : Comparaison des taux d'intermodulation d'ordre 3 relevés à 1 dB de compression du transistor HEMT GaN et du transistor HFET GaAs.....	316

## I Introduction

Les propriétés piézoélectriques du nitrure de gallium associées au grand gap et à la possibilité de réaliser des hétérojonctions (alliages ternaires type AlGaN) permettent de réaliser des transistors HFET de forte puissance fonctionnant à très hautes fréquences. Ces transistors présentent des densités de courant très élevées ( $> 1$  A/mm) [1] et peuvent être polarisés à des tensions drain-source très importantes pouvant atteindre 100 V [2]. Aujourd'hui, grâce à ces caractéristiques, les performances des composants HEMT GaN atteignent, des densités de puissance de, 11.2 W/mm à 10 GHz sur des échantillons épitaxiés sur substrat SiC [3], 6.5 W/mm à 8 GHz sur substrat saphir [4] et de 6.6 W/mm à 2 GHz sur substrat Si [5]. Cependant, les fortes tensions drain-source impliquent, pour des transistors de faible développement de grille, d'être capable de présenter à leur sortie des impédances de charge optimales présentant de très forts coefficients de réflexion malgré des densités de courant très élevées.

Dans ce chapitre, le système de mesure passif que nous avons développé pour répondre à la caractérisation en régime grand signal des transistors à base de nitrure de gallium de différentes géométries est présenté. Les différentes étapes de calibrage du banc de mesure ainsi que la phase de conception d'un adaptateur passif à double « slug » permettant de contourner les limitations des tuners commerciaux seront décrites. Tous les résultats de puissance obtenus à 4 GHz dans les conditions d'adaptation optimales sont présentés pour les transistors de l'ensemble des quatre structures HEMT étudiées. Comme nous le verrons, les performances obtenues sur les transistors de la plupart des structures, sont loin d'être celles escomptées. Il est important de noter que toutes les études ont été réalisées sur des transistors non passivés.

Dans ce cadre, un second système de mesure a été mis en œuvre afin d'expliquer les écarts observés entre les résultats de puissance expérimentaux et ceux escomptés. Ce système de mesure permet de reconstituer en régime hyperfréquence grand signal dans une gamme de fréquence comprise entre 2 et 10 GHz, les courants de drain maximum et minimum pour différentes impédances de charge réelles présentées à la sortie des transistors. L'analyse des résultats montrera l'impact de la tension grille-drain instantanée sur le courant de drain.

Enfin, dans le but de confirmer le fort potentiel des transistors GaN pour des applications de très haute linéarité évoqué au troisième chapitre, des mesures d'intermodulation ont été réalisées. Dans ce cadre, le système de mesure d'intermodulation biton et la méthode d'étalonnage développés dans la gamme de fréquence 2-18 GHz seront présentés. Ce banc permet, comme en mesure monoton, d'adapter les composants en sortie de façon optimale pour qu'ils fournissent un



maximum de puissance. L'étude a été réalisée sur les transistors de la structure IV. Les résultats obtenus sont ensuite comparés à l'état de l'art des transistors en technologie GaAs et confirment l'excellent comportement des transistors GaN en terme de linéarité.

## **II Mesures en régime grand signal en mode monoporteuse à 4 GHz**

L'étude des transistors en régime grand signal est une étape préalable essentielle pour la conception d'amplificateur de puissance. Effectivement cette étape permet de quantifier les performances des composants utilisés pour la conception mais également de déterminer les impédances optimales à présenter en entrée et en sortie des transistors afin d'obtenir les performances désirées. Ces études peuvent être réalisées par des systèmes de mesure actifs (« load pull à charge active ») [6] ou par des systèmes de mesure passifs. Etant donné la complexité d'utilisation et d'étalonnage des systèmes actifs, nous avons opté pour le développement d'un banc de mesure passif adapté à la caractérisation des composants GaN.

Dans cette partie, nous présentons le banc de mesure dans sa globalité, les étapes d'étalonnage et les différentes phases d'optimisation de ce banc. Dans un deuxième temps l'ensemble des résultats de puissance obtenus sur les quatre structures sera présenté. Le but de cette étude est de déterminer la puissance maximale que peuvent fournir les composants à leur charge pour une polarisation donnée.

### **II.1 Le banc de mesure grand signal en régime monoton 2-18 GHz.**

#### **II.1.1 Description du système de mesure**

Le synoptique du système de mesure que nous avons développé est décrit figure II.1. Ce banc est prévu pour fonctionner dans la bande 2-18 GHz. Cependant, certains éléments tels que les isolateurs ou l'amplificateur ont des bandes passantes plus étroites limitant ainsi la fréquence d'utilisation à 4 GHz. Afin de faciliter la compréhension du banc de mesure présenté figure II.1, nous allons d'abord décrire la chaîne d'entrée puis la chaîne de sortie.

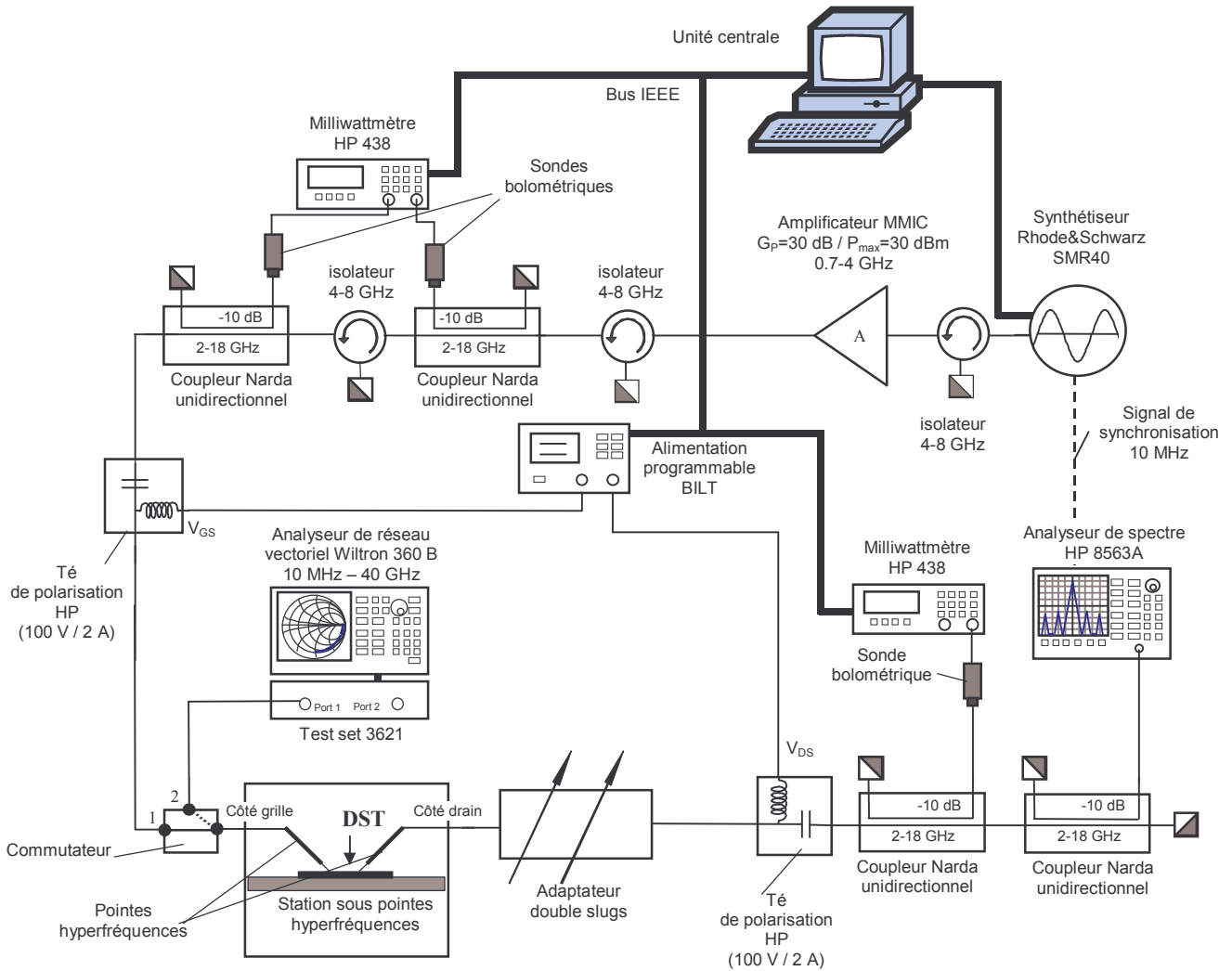


Figure II.1 : Synoptique complet du banc de mesure de puissance monotone (2-18 GHz)

### II.1.1.1 Description de la chaîne d'entrée

Le système de mesure est constitué d'un synthétiseur SMR40 délivrant le signal d'excitation sinusoïdal. Ce signal est ensuite amplifié par un amplificateur état solide de bande passante 0.7 - 4 GHz qui délivre une puissance de sortie maximale de 30 dBm avec un gain associé de 30 dB. Le signal d'excitation se doit d'être amplifié car nous avons choisi de ne pas adapter les transistors en entrée. Dans ces conditions, ceux-ci réfléchissent plus de 90 % de la puissance de l'onde incidente ( $f = 4$  GHz). Pour illustrer cela, l'évolution du paramètre  $S_{11}$  d'un transistor  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  mesuré à  $V_{DSext} = 20$  V en classe A est présentée en fonction de la fréquence figure II.2. Le transfert de puissance entre la source et le transistor aurait pu être optimisé par une adaptation en entrée. Les raisons qui nous poussées à ne pas adapter les transistors en entrée seront présentées paragraphe II.1.1.2.

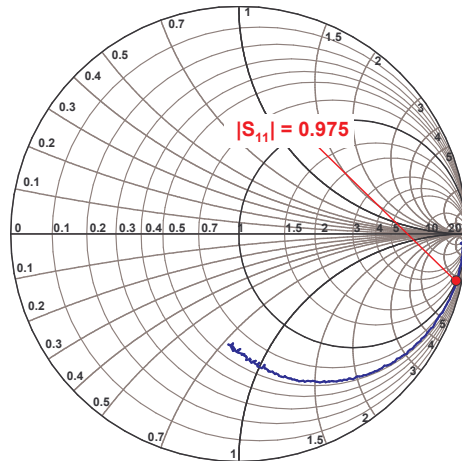


Figure II.2 : Evolution en fonction de la fréquence du paramètre  $S_{11}$  d'un transistor HEMT GaN  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$  mesuré à  $V_{D\text{Sext}} = 20 \text{ V}$  en classe A. Le paramètre  $S_{11}$  est donné pour  $f = 4 \text{ GHz}$ .

Les deux coupleurs unidirectionnels Narda permettent de prélever une partie des puissances des ondes incidentes et réfléchies dans le plan d'entrée du transistor sous test. Ces puissances sont alors mesurées par l'intermédiaire de deux sondes bolométriques associées à un milliwattmètre numérique HP 438 à deux voies. Afin d'améliorer la directivité du coupleur situé le plus en amont du composant, nous avons intercalé un isolateur à ferrite entre les deux coupleurs. Cet isolateur absorbe la puissance de l'onde réfléchie par l'entrée du composant et évite ainsi sa progression dans le coupleur utilisé pour mesurer la puissance de l'onde incidente. Deux autres isolateurs à ferrite ont été utilisés. Le premier placé entre le synthétiseur et l'amplificateur protège le synthétiseur des ondes réfléchies éventuellement par l'entrée de l'amplificateur et le deuxième placé à la sortie de l'amplificateur protège ce dernier des ondes réfléchies par toute la chaîne de mesure située en aval.

La polarisation grille-source et la mesure du courant de grille sont assurées par une alimentation programmable BILT à travers un Té de polarisation HP11612A-001. Le commutateur situé en amont de la station sous pointes permet d'utiliser l'analyseur de réseaux vectoriel sans avoir à déconnecter la chaîne de mesure de puissance. L'analyseur est utilisé lorsque le commutateur est sur la position 2, et permet de déterminer, lorsqu'une ligne directe est placée entre les deux pointes hyperfréquences, l'impédance de charge qui est présentée en sortie du transistor. Dans cette configuration l'analyseur de réseaux est utilisé pour calibrer le banc en sortie. Nous reviendrons ultérieurement sur les différentes méthodes de calibrages.

### II.1.1.2 Adaptation en entrée ?

Nous avons tenté d'adapter les composants en entrée en utilisant un tuner manuel de type Maury à deux plongeurs que nous avons placé entre le commutateur d'entrée et la pointe hyperfréquence côté grille (cf. figure II.3). Afin de limiter au maximum l'impact des pertes entre le

plan de sortie du tuner et le plan dans lequel l'adaptation doit être réalisée (pertes entre les points A et B, cf. figure II.3), nous avons placé l'adaptateur d'impédance au plus près de la pointe hyperfréquence côté grille.

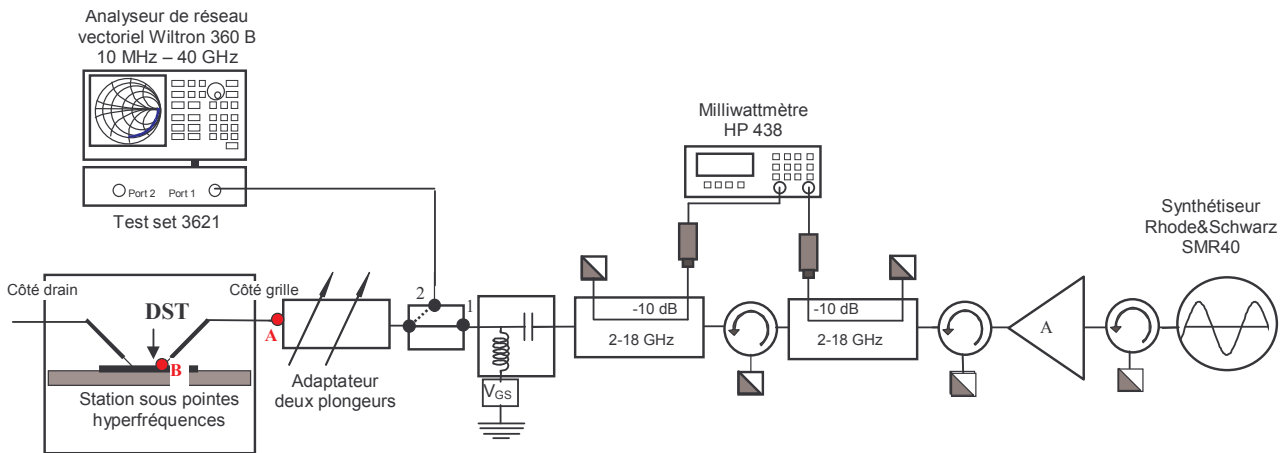


Figure II.3 : Synoptique de l'entrée de la chaîne de mesure avec adaptation d'impédance en entrée

Cependant, l'adaptateur utilisé ne permettait pas de réaliser des impédances dont le module du coefficient de réflexion était supérieur à 0.85. Ainsi il présentait une zone morte très importante comme le montre la figure II.4.a qui était accentuée par les pertes de la pointe hyperfréquence et des différents connecteurs coaxiaux utilisés (figure II.4.b). Pour que l'adaptation soit parfaite en entrée, c'est à dire pour que le transfert de puissance entre la source et le composant soit maximum, l'impédance optimale à réaliser dans le plan d'entrée du transistor doit présenter un coefficient de réflexion correspondant au complexe conjugué du paramètre  $S_{11}$  du composant ce qui est impossible dans ces conditions.

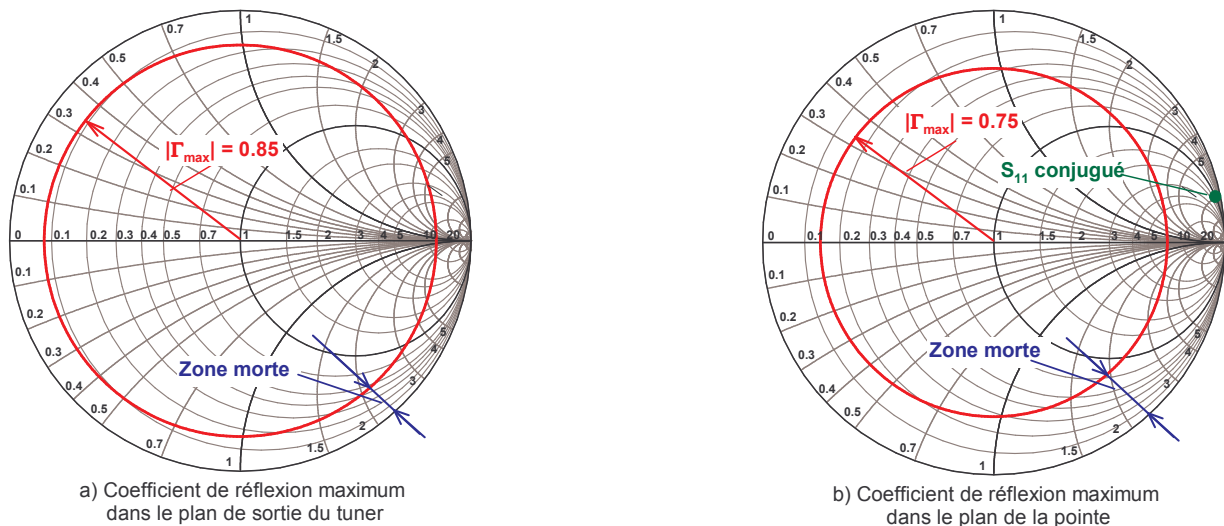


Figure II.4 : a) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz avec l'adaptateur Maury directement à sa sortie (point A de la figure II.3) et mise en évidence de sa zone morte, b) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz avec l'adaptateur Maury dans le plan de la pointe d'entrée (point B de la figure II.3) et mise en évidence de la zone morte

La figure II.4.b montre que le complexe conjugué du paramètre  $S_{11}$  à 4 GHz du transistor se situe dans la zone morte de l'abaque. Ce tuner s'est révélé inefficace car il ne permettait pas d'adapter suffisamment le transistor en entrée. Dès lors l'emploi d'un amplificateur pour injecter suffisamment de puissance sur le composant s'est avéré nécessaire.

De plus, l'adaptation du transistor en entrée permettant de maximiser le transfert de puissance de la source vers le transistor dépend de la polarisation du composant mais également des conditions d'adaptation en sortie. En conséquence, pour chaque polarisation, l'adaptation en entrée doit être réajustée impliquant ainsi un déplacement des plongeurs du tuner. Cependant les pertes d'insertion de ce type d'adaptateur varient en fonction de la position des plongeurs. La conséquence de ceci est de devoir étalonner la chaîne d'entrée pour chaque position des plongeurs (*cf.* § calibrage de la chaîne d'entrée).

De plus, pour déterminer la qualité de l'adaptation d'entrée nous mesurons la puissance de l'onde réfléchi par l'entrée du transistor afin de la minimiser. Cette mesure étant effectuée en amont du tuner, la relation entre la puissance mesurée et la puissance réfléchi par l'entrée du composant est sensible aux pertes du tuner. Par conséquent lorsque la position des plongeurs changeait, nous ne pouvions pas déterminer si la puissance de l'onde réfléchi diminuait dans le plan d'entrée du composant ou si c'était les pertes du tuner qui augmentaient. Afin d'éviter ceci, nous avons également tenté de mesurer la puissance de l'onde réfléchi en aval du tuner en plaçant le coupleur unidirectionnel entre la pointe et le tuner. Malheureusement les pertes du coupleur ont encore augmenté la zone morte de la figure II.4.b, et l'adaptation devenait totalement inefficace.

Nous avons essayé d'adapter le composant en entrée avec un deuxième tuner manuel à double « slugs », que nous avons développé à partir des travaux réalisés initialement au laboratoire par H. Gérard. L'aspect théorique de ce tuner sera abordé lors de l'étude de l'adaptation des transistors en sortie. Cet adaptateur d'impédance permettait de réaliser des impédances dont le module du coefficient de réflexion était largement plus important qu'avec le tuner Maury du commerce (figure II.5).

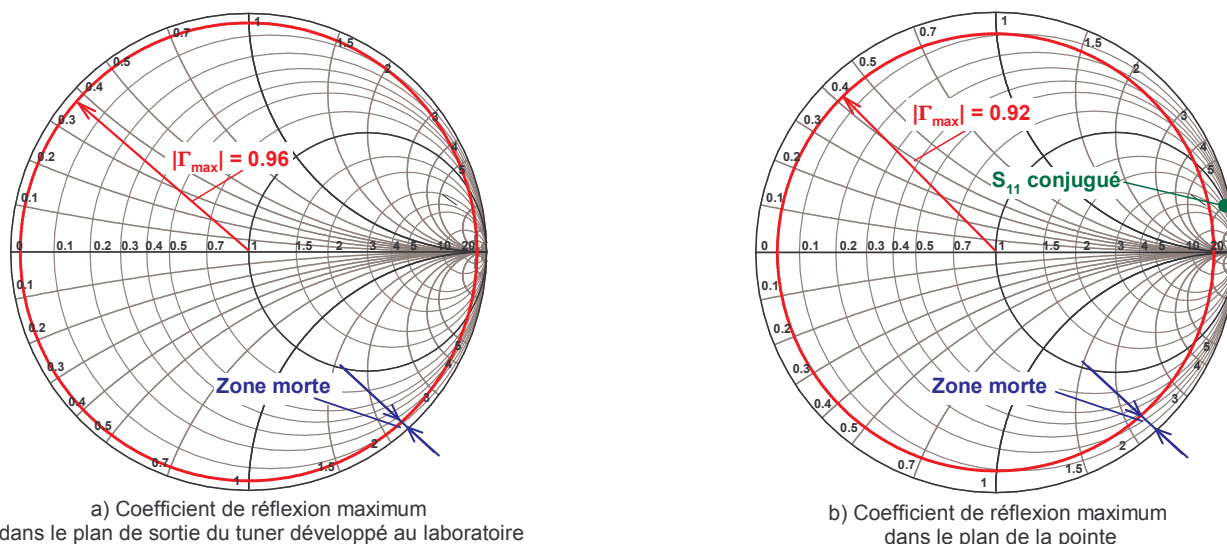


Figure II.5 : a) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz directement à la sortie de l'adaptateur développé au laboratoire (point A de la figure II.3) et mise en évidence de sa zone morte, b) Coefficient de réflexion maximum réalisable à 4 GHz dans le plan de la pointe d'entrée (point B de la figure II.3) avec l'adaptateur développé au laboratoire et mise en évidence de la zone morte

La figure II.5 montre que le tuner que nous avons développé présente une zone morte sur l'abaque de Smith beaucoup plus faible que celle observée avec le tuner Maury. Nous avons pu par conséquent réaliser une adaptation des transistors en entrée correcte. En revanche l'existence de perte entre le synthétiseur et le plan d'entrée du composant impliquait l'utilisation d'un amplificateur. De plus, nous étions confrontés, comme précédemment, à l'évolution des pertes en fonction de la position des slugs.

En raison de la complexité de l'adaptation en entrée liée aux performances des tuners et à l'évolution des pertes en fonction de la position des plongeurs, nous avons choisi de ne pas adapter les transistors en entrée. Ce type d'adaptation nécessite l'utilisation d'un tuner automatisé préalablement calibré et très performant. A l'heure actuelle des systèmes commerciaux sont disponibles chez les fabricants Maury et Focus où une pré-adaptation est réalisée dans une zone de l'abaque de Smith. Le laboratoire s'est octroyé récemment ce type de tuner.

### II.1.1.3 Description de la chaîne de sortie du banc de mesure

La chaîne de sortie du banc de mesure est décrite figure II.6.

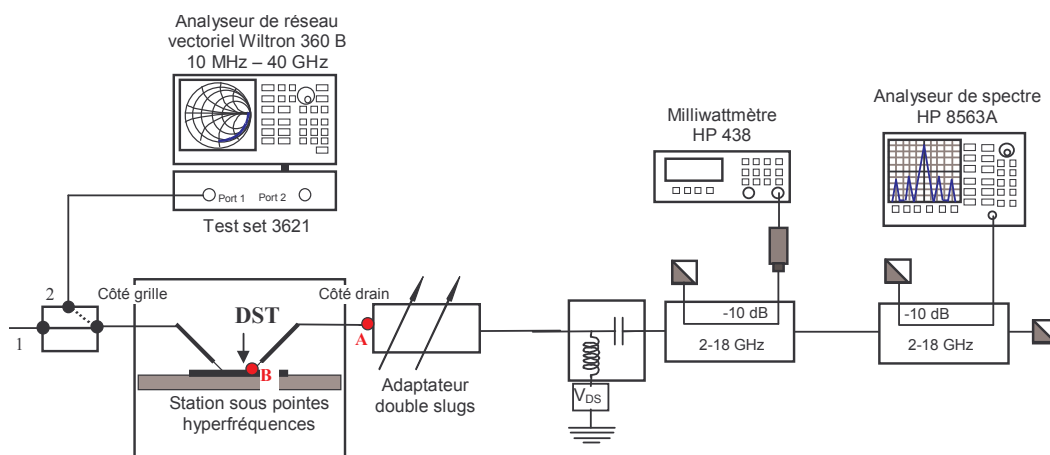


Figure II.6 : Synoptique de la sortie de la chaîne de mesure

L'adaptation des transistors en sortie est réalisée par l'intermédiaire du tuner passif double slugs développé au laboratoire et dont les performances en terme de coefficient de réflexion ont été exposées au paragraphe précédent. Nous reviendrons au prochain paragraphe sur la phase de conception de ce tuner. Afin de minimiser la taille de la zone morte en terme d'adaptation, nous avons utilisé des pointes hyperfréquences Picoprobes en béryllium – cuivre type 40A-GSG-125-DP qui présentent moins de perte que leurs homologues de type 40A-GSG-125-C.

La polarisation drain – source ainsi que la mesure du courant de drain sont assurées par la deuxième voie de l'alimentation programmable BILT à travers un té de polarisation HP11612A-001 haute tension et fort courant (100 V / 2 A). Le coupleur unidirectionnel Narda permet de prélever une partie du signal de sortie du transistor qui est alors mesurée par l'intermédiaire d'une sonde bolométrique associée à un milliwattmètre numérique HP 438. Le deuxième coupleur permet, lui aussi, de prélever une partie du signal de sortie du transistor mais est associé à un analyseur de spectre HP 8564A. Ce dernier offre la possibilité de vérifier si le transistor oscille lorsque l'impédance de charge varie. L'analyseur de réseaux Wiltron est utilisé pour déterminer l'impédance de charge présentée en sortie du transistor et pour calibrer la chaîne de mesure en sortie.

#### II.1.1.4 Principe du tuner double slugs

Le principe du tuner double slugs est basé sur le déplacement de deux bouts de ligne d'impédance caractéristique différente de  $50 \Omega$  à l'intérieur d'un cylindre fermé de part et d'autre par des connecteurs SMA femelles. Ce cylindre associé à un conducteur central n'est autre qu'une ligne coaxiale d'impédance caractéristique égale à  $50 \Omega$ . L'impédance caractéristique d'une ligne coaxiale est définie par la relation II.1 [7].



$$Z_c = \frac{138}{\sqrt{\epsilon_r}} \log\left(\frac{d_2}{d_1}\right) \quad (\text{II.1})$$

où  $\epsilon_r$  est la constante diélectrique du matériau dans lequel baigne le conducteur central c'est à dire pour notre cas l'air ( $\epsilon_r = 1$ ),  $d_2$  est le diamètre intérieur du cylindre et  $d_1$  le diamètre du conducteur central.

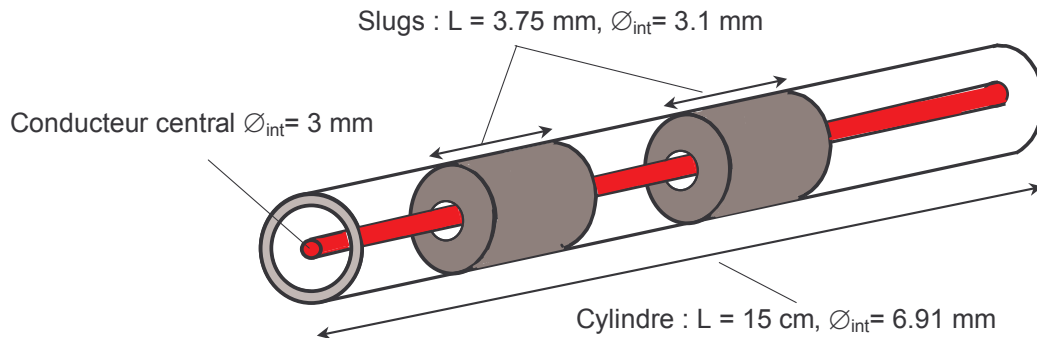


Figure II.7 : Schéma simplifié d'un tuner double slugs 2-18 GHz

Nous avons choisi un conducteur central de diamètre assez important 3 mm de façon à limiter les pertes dans la bande de fréquence d'utilisation. Ce diamètre nous a alors donné à partir de la relation II.1, le diamètre intérieur du cylindre soit 6.91 mm afin d'obtenir  $Z_C = 50 \Omega$ .

Afin de limiter au maximum la zone morte en terme d'adaptation, les bouts de ligne coaxiale coulissant à l'intérieur du cylindre d'impédance caractéristique  $50 \Omega$  doivent présenter des impédances caractéristiques proches de l'impédance d'un court-circuit. En effet, plus leur impédance est faible et plus la zone morte sur l'abaque de Smith est étroite. De multiples slugs de diamètres intérieurs différents et de longueurs différentes ont été réalisés afin de déterminer les dimensions des slugs les plus appropriées pour notre application. Ces slugs ont été placés par groupe de deux dans le cylindre et l'impédance ramenée dans le plan de la pointe a été mesurée à l'analyseur de réseaux vectoriel. Pour effectuer ces mesures, le montage de la figure II.6 a été utilisé. Préalablement un calibrage un port de type SOL (*cf. § étude petit signal chapitre III*) a été effectué sur le port 1 de l'analyseur de réseau et ensuite les impédances réalisées par l'intermédiaire du tuner avec les différents slugs ont été mesurées dans le plan de la pointe de sortie au point B. Les résultats ont permis de sélectionner le couple de slugs de longueur 3.75 mm et de diamètre intérieur 3.1 mm (*cf. figure II.7*). Ces dimensions correspondent à une impédance caractéristique  $Z_c = 1.97 \Omega$ . Cette valeur d'impédance est très faible, et il est mécaniquement impossible d'en diminuer sa valeur car la précision mécanique ne serait pas suffisante. En effet, les slugs pourraient contacter le conducteur central.



Lorsque l'on déplace un ou deux slugs, l'impédance vue de la sortie ou de l'entrée du tuner varie. Cependant comme nous l'avons évoqué, le déplacement des slugs implique une forte variation des pertes du tuner. Lorsque l'on cherche manuellement l'impédance de charge optimale à présenter à la sortie du composant, il est impossible de déterminer si la puissance fournie par le transistor augmente ou diminue car les pertes du tuner varient en fonction de la position des slugs.

Pour palier à ce problème, nous avons décidé d'automatiser l'adaptateur réalisé au laboratoire en utilisant deux moteurs pas à pas de très grande précision associés à un système d'encodage pour réaliser le déplacement des slugs. Les moteurs font tourner, chacun, une vis rectifiée de précision qui entraîne un chariot. Chaque chariot monté sur une vis entraîne le déplacement d'un slug. Pour ne pas alourdir le manuscrit, les plans mécaniques ne sont pas présentés, seule une photo du prototype est exposée (figure II.8).

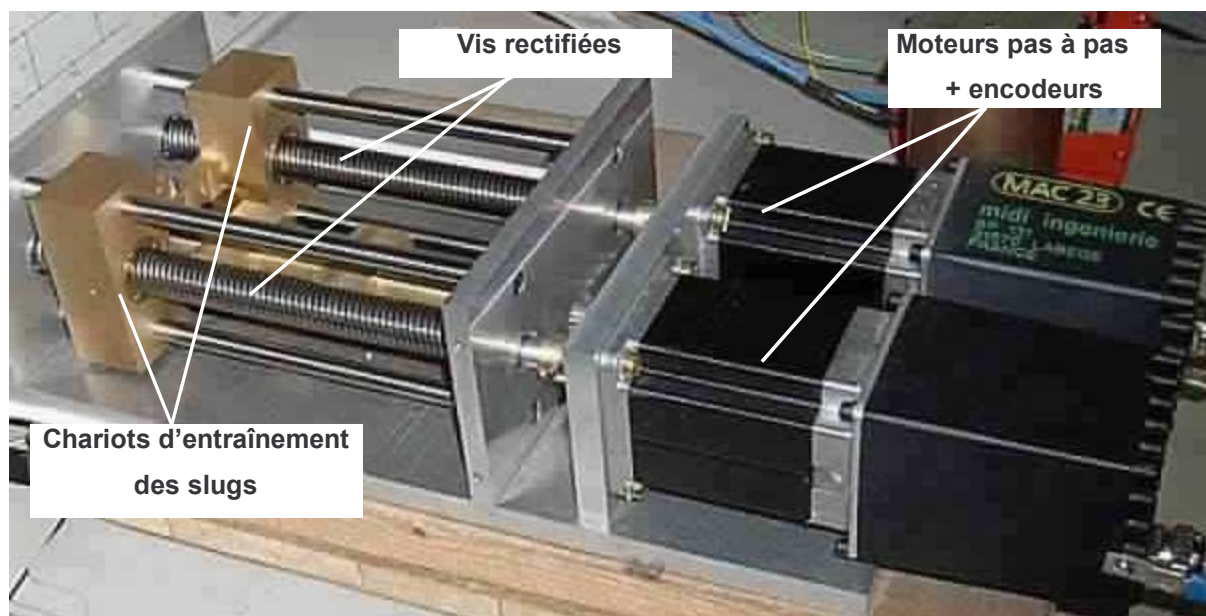


Figure II.8 : Photo du tuner automatique développé

L'algorithme et le programme destinés à l'automatisation du tuner ont été développés par Messieurs Damien Ducatteau et Mathieu Trichet. La première phase de l'automatisation était de créer une base de données contenant pour chaque position des slugs les quatre paramètres  $S_{ij}$  du tuner à une fréquence donnée. Une première base de données en prenant un grand pas de variation des slugs de 2 mm a été renseignée. Les résultats obtenus à 4 GHz sont présentés figure II.9. On constate tout d'abord que la zone morte est très étroite à 4 GHz, sachant que ces mesures sont effectuées dans le plan de la pointe de sortie.

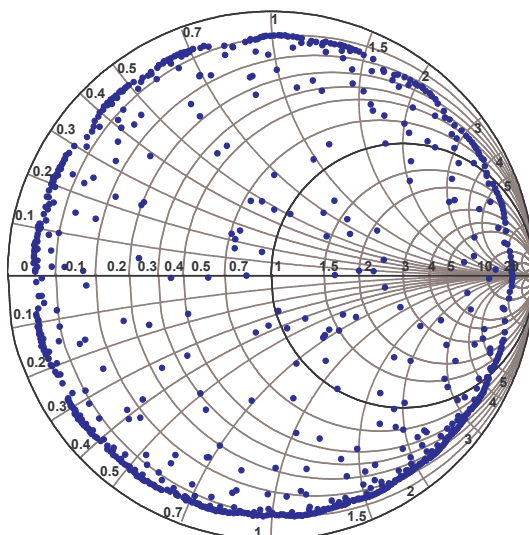


Figure II.9 : Impédances réalisées dans le plan de la pointe de sortie à 4 GHz pour différentes positions des slugs

Une étude de « répétabilité » a été entreprise afin de vérifier la précision du tuner en terme d'impédance. Nous avons constaté au bout de quelques mesures que celle-ci se dégradait fortement liée à un jeu mécanique. A l'heure actuelle des optimisations mécaniques sont en cours afin de remplacer les éléments responsables de ce jeu.

Dans ces conditions le tuner n'a pas été utilisé en mode automatique et nous avons limité l'étude des transistors en puissance à la recherche de l'impédance de charge optimale donnant un maximum de puissance pour un point de polarisation donné. Ce travail a été très long car à chaque position des slugs une étape de calibrage était nécessaire.

### II.1.2 Calibrage du banc en entrée

Le calibrage d'un tel banc peut être réalisé soit de manière quasi vectorielle soit de manière purement scalaire. Le but du calibrage en entrée est de ramener le plan de mesure des puissances des ondes incidente et réfléchié dans le plan d'entrée du transistor. Pour cela, les pertes de la chaîne de mesure comprises entre le plan de mesure de la tête bolométrique et le plan d'entrée du transistor doivent être déterminées précisément. Le but est de connaître la puissance absorbée réellement par le transistor afin que l'on puisse en déduire son gain en puissance et son rendement en puissance ajoutée. Tous les calibrages présentés sont réalisés à 4 GHz.

#### II.1.2.1 La méthode scalaire

Cette méthode, comme son nom l'indique, ne nécessite pas l'utilisation d'un analyseur de réseaux vectoriel. Afin de faciliter la compréhension de cette méthode de calibrage, nous avons

représenté figure II.10, la chaîne d'entrée du banc de mesure auquel nous avons ajouté des repères nommés par une lettre de l'alphabet.

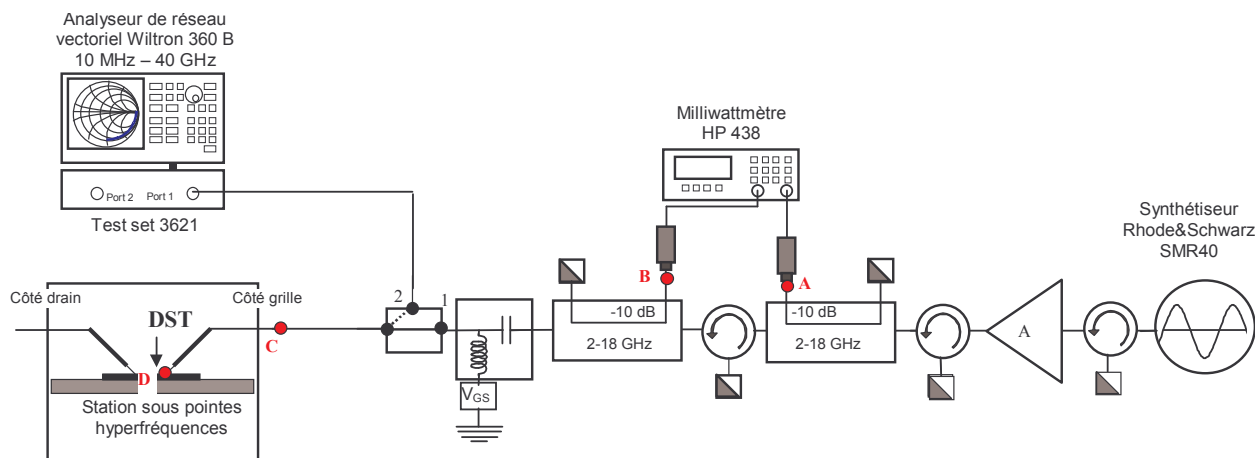


Figure II.10 : Chaîne d'entrée du banc de mesure sans adaptateur d'impédance

Le calibrage consiste à déterminer les pertes entre les points A et D et entre les points B et D.

- Détermination des pertes entre les points A et D :

La méthode consiste à placer une troisième tête bolométrique au bout du câble coaxial connecté directement à la pointe, c'est à dire au point C (figure II.11). Cependant le câble coaxial connecté à la pointe est de type K mâle comme le connecteur de la tête bolométrique. Par conséquent, une transition femelle - femelle doit être utilisée pour relier le câble coaxial à la tête bolométrique. Cette transition présente 0.15 dB de perte à 4 GHz dont il faudra tenir compte.

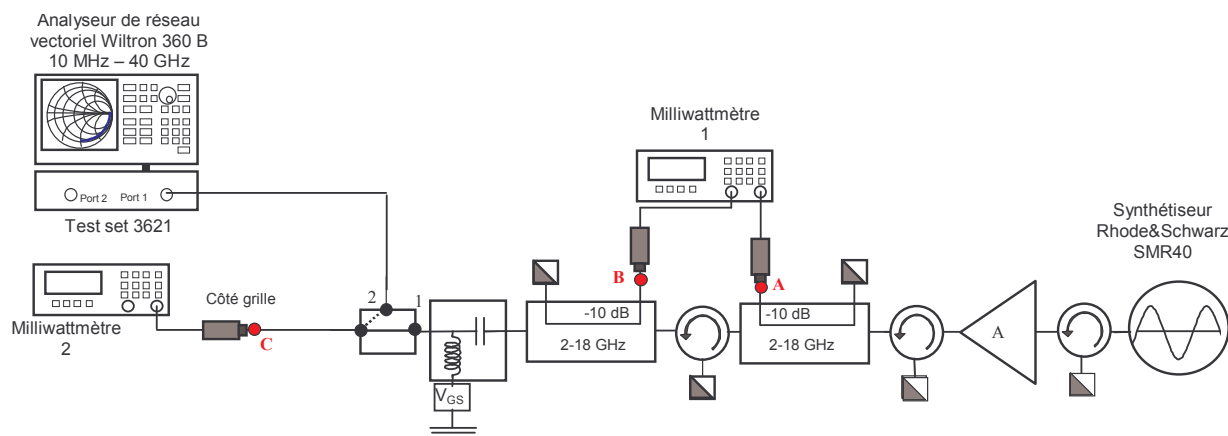


Figure II.11 : Méthode de détermination des pertes entre les points C et A

Un signal sinusoïdal à la fréquence à laquelle seront réalisées les mesures de puissance est alors émis par le synthétiseur et arrive au point C après amplification. Si l'on considère la tête bolométrique parfaitement adaptée alors tout le signal arrivant au point C est absorbé par celle-ci. Dès lors, en faisant la différence entre la puissance mesurée au point C et celle mesurée au point A

$P_{inc}$  et en retranchant également les 0.15 dB de perte de la transition, on obtient directement le facteur «  $offset_{AC}$  » à rajouter à la puissance lue au milliwattmètre 1 voie A pour connaître la puissance incidente au point C. Cependant, nous cherchons à connaître la puissance incidente au point D lorsqu'une puissance s'affiche sur le milliwattmètre 1 voie A. D'après les données du fabricant des pointes hyperfréquences, les pointes Picoprobes 40A-GSG-125-DP présentent 0.2 dB de pertes environs à 4 GHz soit 0.2 dB de perte entre C et D. La puissance incidente au point D sera alors moins importante de 0.2 dB de celle incidente au point C.

Ainsi pour connaître la puissance incidente au point D, il faut rajouter à la puissance lue au milliwattmètre 1 voie A  $P_{inc}$  un facteur

$$offset_{AD} = offset_{AC} - 0.2 \text{ dB} \quad (II.2)$$

- Détermination des pertes entre les points B et D :

Désormais, nous connaissons la puissance de l'onde incidente au point D, c'est à dire dans le plan de la pointe d'entrée. En mettant un court-circuit parfait ou un circuit-ouvert dans le plan de la pointe, toute la puissance de l'onde incidente au point D est théoriquement réfléchiée. Dès lors une simple différence entre la puissance lue au milliwattmètre 1 voie B  $P_{ref}$  avec la puissance incidente au point D donne le facteur correctif  $offset_{BD}$ . En ajoutant  $offset_{BD}$  à  $P_{ref}$ , nous sommes en mesure de connaître la puissance réfléchiée au point D quel que soit le coefficient de réflexion de l'impédance dans le plan de la pointe.

$$offset_{BD} = P_{inc} + offset_{AD} - P_{ref} \quad (II.3)$$

Un court-circuit et un circuit ouvert ont été utilisés successivement dans le plan de la pointe hyperfréquence afin de déterminer l' $offset_{BD}$ . Un écart de 0.8 dB sur cet offset a été constaté entre les deux mesures. Cet écart est principalement lié au déphasage de  $180^\circ$  du coefficient de réflexion des deux étalons. Afin de déterminer plus précisément le facteur correctif entre les points B et D, la valeur moyenne des deux facteurs correctifs doit être réalisée. Cependant, les étalons court-circuit et circuit-ouvert sur substrat d'alumine n'étant pas parfaits, le facteur correctif obtenu peut être entaché d'erreurs.

Pour cette raison nous n'avons jamais utilisé cette méthode de calibrage jugée trop imprécise. A cette imprécision se rajoute celle liée à l'emploi d'une transition femelle – femelle et l'utilisation d'une troisième tête bolométrique, supposée parfaitement adaptée, pour déterminer le facteur  $offset_{AC}$ .

## II.1.2.2 Méthode quasi vectorielle

Cette méthode est plus longue et plus lourde à mettre en œuvre que la précédente, par contre elle permet de réaliser un calibrage en entrée plus précis. Afin de faciliter la compréhension de la méthode, nous avons représenté figure II.12, la chaîne d'entrée du banc de mesure auquel nous avons ajouté des repères marqués par une lettre de l'alphabet.

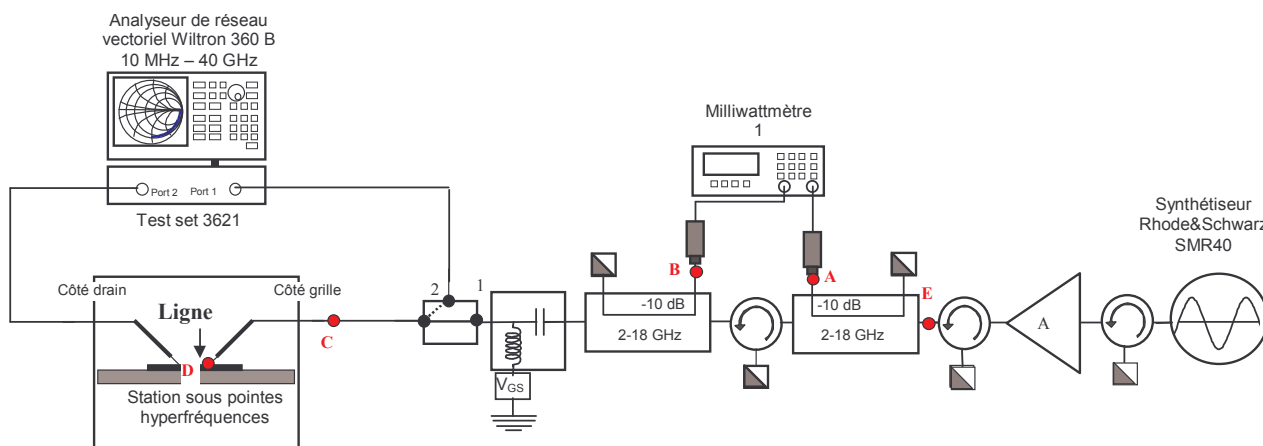


Figure II.12 : Synoptique de la chaîne d'entrée du banc de mesure sans adaptateur d'impédance où le port 2 de l'analyseur de réseau est connecté à la pointe de sortie pour réaliser le calibrage

Le but de cette méthode est d'utiliser le port 2 de l'analyseur de réseau pour extraire les deux facteurs correctifs  $offset_{AD}$  et  $offset_{BD}$ . Avant de débiter l'étalonnage de la chaîne de mesure, l'analyseur de réseaux vectoriel doit être calibré. Pour cela, le commutateur est sur la position 2 afin que le port 1 de l'analyseur de réseaux se trouve connecté à la pointe d'entrée du banc.

Nous avons opté pour un calibrage deux ports LRM de l'analyseur plus précis que le calibrage SOL un port. Le calibrage LRM de l'analyseur est effectué dans le plan des pointes hyperfréquences par l'intermédiaire d'étalons (une ligne, un court-circuit et une charge adaptée) issus d'un kit standard de calibrage sur substrat d'alumine (cf. étude petit signal *chapitre III*). Après calibrage, le commutateur revient en position 1 car seul le port 2 de l'analyseur est utilisé. Une ligne directe sans perte est placée entre la pointe d'entrée et celle de sortie. Le port 2 de l'analyseur voit ainsi l'impédance de la chaîne d'entrée du banc de mesure ramenée dans le plan des pointes (electrical delay).

- Détermination du facteur correctif  $offset_{BD}$  à ajouter à la puissance réfléchie au milliwattmètre 1 voie B par la méthode trois étalons.

La chaîne de mesure entre les points D et B peut être représentée par un quadripôle dont le graphe de fluence est présenté figure II.13.

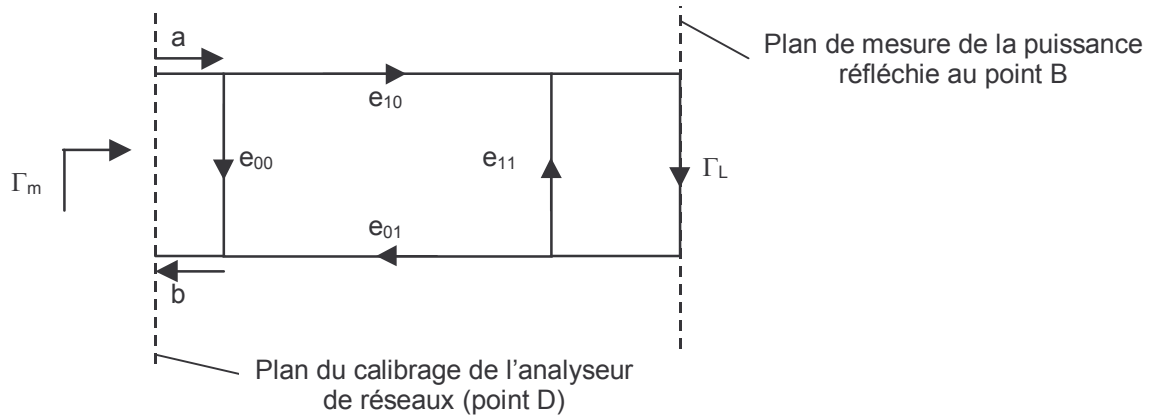


Figure II.13 : Graphe de fluence de la chaîne de mesure en entre les points B et D

Le coefficient de réflexion mesuré  $\Gamma_m$  de l'impédance de la chaîne de mesure ramenée au point D, équivaut au rapport de l'onde entrante sur l'onde sortante soit

$$\Gamma_m = \frac{b}{a} = e_{00} + \frac{e_{01}e_{10}}{1 - e_{11}\Gamma_L} \Gamma_L \quad (\text{II.4})$$

Si l'on place successivement une charge adaptée, un court-circuit et un circuit-ouvert parfaitement connus au point B ( $\Gamma_L$ ) alors la relation II.4 donne trois relations

$$- \Gamma_L = \Gamma_{50} \quad \Gamma_{m_{50}} = \frac{b}{a} = e_{00} + \frac{e_{01}e_{10}}{1 - e_{11}\Gamma_{50}} \Gamma_{50} \quad (\text{II.5})$$

$$- \Gamma_L = \Gamma_{cc} \quad \Gamma_{m_{cc}} = \frac{b}{a} = e_{00} + \frac{e_{01}e_{10}}{1 - e_{11}\Gamma_{cc}} \Gamma_{cc} \quad (\text{II.6})$$

$$- \Gamma_L = \Gamma_{co} \quad \Gamma_{m_{co}} = \frac{b}{a} = e_{00} + \frac{e_{01}e_{10}}{1 - e_{11}\Gamma_{co}} \Gamma_{co} \quad (\text{II.7})$$

Ce système de trois équations à trois inconnues  $e_{00}$ ,  $e_{11}$  et  $e_{01}e_{10}$  peut être résolu. Pour les étalons, nous avons choisi ceux du kit de calibrage Wiltron 3652 en connecteur K dont les caractéristiques sont données avec précision par le constructeur et permettent d'aboutir à un calibrage du banc précis. Parmi les trois inconnus, il y a le terme croisé  $e_{01}e_{10}$  qui nous intéresse particulièrement car ce dernier contient le facteur correctif  $offset_{BD}$ . Si l'on considère que les pertes entre les points B et D sont identiques dans le sens direct et dans le sens inverse alors  $e_{01}$  et  $e_{10}$  sont identiques. Dans ce cas  $e_{01}$  ou  $e_{10}$  sont équivalents au facteur correctif  $offset_{BD}$  qui s'obtient par la racine carrée du terme croisé  $e_{01}e_{10}$ . Nous n'avons pas étudié le signe de la racine carrée car seul le module des termes  $e_{10}$  ou  $e_{01}$ , nous intéressait dans ce cas précis.

En résumé, les mesures successives des trois coefficients de réflexion  $\Gamma_m$  dans le plan des pointes ont permis d'extraire les quatre paramètres  $e_{ij}$  du quadripôle équivalent à la chaîne d'entrée

entre les points B et D. La détermination de ces paramètres a ensuite permis d'en extraire le facteur correctif  $offset_{BD}$  à ajouter à la puissance réfléchie lue milliwattmètre 1 voie B.

➤ *Détermination du facteur correctif  $offset_{AD}$  à ajouter à la puissance réfléchie au milliwattmètre 1 voie A.*

La méthode d'extraction du facteur correctif  $offset_{AD}$  est plus longue que celle utilisée pour extraire le facteur correctif  $offset_{BD}$  car il est impossible de déterminer directement les quatre paramètres  $e_{ij}$  du quadripôle défini entre les points D et A. Effectivement, le coupleur permettant de relever une partie de l'onde incidente n'est pas « orienté » dans la direction de l'analyseur de réseau et l'isolateur, entre les deux coupleurs, destiné à améliorer la directivité du coupleur le plus en amont, ne permet pas d'admettre  $e_{10}$  égal à  $e_{01}$ . Dès lors, la méthode d'extraction se déroule en cinq étapes que nous développons ci-après.

- *Détermination des quatre paramètres  $e_{ijDC}$  de la pointe entre les points D et C par la méthode trois étalons*

L'analyseur de réseaux vectoriel a été calibré comme précédemment dans le plan des pointes par la méthode deux ports LRM. La chaîne de mesure étant déconnectée de la station sous pointes au point C, les quatre paramètres  $e_{ijDC}$  de la pointe entre les points D et C peuvent être déterminés, en se servant de la méthode des trois étalons précédemment décrite. Cette dernière fournit un système de trois équations à trois inconnues dont la résolution a permis d'aboutir aux termes  $e_{00DC}$ ,  $e_{11DC}$  et au terme croisé  $e_{01DC}e_{10DC}$ . En supposant les pertes entre les points D et C identiques dans le sens direct et dans le sens inverse entraîne l'égalité des termes  $e_{01DC}$  et  $e_{10DC}$ . Dès lors la racine carrée du terme croisé donne  $e_{01DC}$  et  $e_{10DC}$ . Cependant il se pose le problème du signe de la racine car ce quadripôle doit être cascadié avec le quadripôle défini entre les points C et E. Il faut alors déterminer obligatoirement le signe de cette racine carrée pour ne pas générer d'erreurs.

- *Détermination expérimentale du signe de la racine carrée du terme croisé  $e_{01DC}e_{10DC}$*

Lorsque deux quadripôles A et B de matrices de transfert  $T_A$  et  $T_B$  sont cascadiés, on obtient la matrice de transfert globale G.

$$(II.8) \quad [G] = [T_A][T_B] = \begin{bmatrix} t_{11a} & t_{12a} \\ t_{21a} & t_{22a} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} t_{11b} & t_{12b} \\ t_{21b} & t_{22b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11a}t_{11b} + t_{12a}t_{21b} & t_{11a}t_{12b} + t_{12a}t_{22b} \\ t_{21a}t_{11b} + t_{22a}t_{21b} & t_{21a}t_{12b} + t_{22a}t_{22b} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} t_{11g} & t_{12g} \\ t_{21g} & t_{22g} \end{bmatrix}$$



avec

$$[T_A] = \frac{1}{e_{10a}} \begin{bmatrix} -\Delta e_a & e_{00a} \\ -e_{11a} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.9})$$

$$[T_B] = \frac{1}{e_{10b}} \begin{bmatrix} -\Delta e_b & e_{00b} \\ -e_{11b} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.10})$$

où  $\Delta e_a = e_{00a}e_{11a} - e_{10a}e_{01a}$  et  $\Delta e_b = e_{00b}e_{11b} - e_{10b}e_{01b}$ , les termes  $e_{ija}$  et  $e_{ijb}$  sont les paramètres Scattering des quadripôles A et B respectivement.

A partir de la relation II.8, nous en déduisons la matrice des paramètres  $S_{ijG}$  de l'ensemble par la conversion de la matrice de transfert G en matrice Scattering S.

$$[S_G] = \frac{1}{t_{22g}} \begin{bmatrix} t_{12g} & t_{11g}t_{22g} - t_{12g}t_{21g} \\ 1 & -t_{21g} \end{bmatrix} \quad (\text{II.11})$$

d'où

$$S_{11g} = \frac{t_{11a}t_{12b} + t_{12a}t_{22b}}{t_{21a}t_{12b} + t_{22a}t_{22b}} = \frac{e_{00a} - e_{00b}\Delta e_a}{1 - e_{11a}e_{00b}} \quad (\text{II.12})$$

$$S_{12g} = \frac{(t_{11a}t_{11b} + t_{12a}t_{21b})(t_{21a}t_{12b} + t_{22a}t_{22b}) - (t_{11a}t_{12b} + t_{12a}t_{22b})(t_{21a}t_{11b} + t_{22a}t_{21b})}{(t_{21a}t_{12b} + t_{22a}t_{22b})} \quad (\text{II.13})$$

$$= \frac{1}{e_{10a}e_{10b}} \frac{(\Delta e_a \Delta e_b - e_{00a}e_{11b})(1 - e_{11a}e_{00b}) - (e_{00a} - e_{00b}\Delta e_a)(e_{11a}\Delta e_b - e_{11b})}{1 - e_{11a}e_{00b}}$$

$$S_{21g} = \frac{1}{t_{21a}t_{12b} + t_{22a}t_{22b}} = \frac{e_{10a}e_{10b}}{1 - e_{11a}e_{00b}} \quad (\text{II.14})$$

$$S_{22g} = \frac{-(t_{21a}t_{11b} + t_{22a}t_{21b})}{(t_{21a}t_{12b} + t_{22a}t_{22b})} = \frac{e_{11b} - e_{11a}\Delta e_b}{1 - e_{11a}e_{00b}} \quad (\text{II.15})$$

Si l'on considère que les paramètres Scattering du quadripôle A ont été déterminés par la méthode trois étalons alors il y a une incertitude sur le signe des paramètres de transmission. En revanche, si les paramètres Scattering du quadripôle B ont été déterminés par des mesures deux ports à l'analyseur de réseaux, aucune incertitude n'est à déplorer. Par conséquent, les erreurs sur la matrice globale proviennent essentiellement des termes de transmission  $e_{10a}$  et  $e_{01a}$  du quadripôle A.

Les relations II.12 et II.15 montrent que les termes  $e_{10a}$  et  $e_{01a}$  apparaissent dans les paramètres  $S_{11g}$  et  $S_{22g}$ , mais toujours en terme croisé. Par conséquent, le signe des termes de transmission n'a pas d'impact sur les paramètres  $S_{11g}$  et  $S_{22g}$ .



Les relations II.13 et II.14 montrent que les termes  $e_{10a}$  et  $e_{01a}$  n'apparaissent pas uniquement en terme croisé dans les paramètres  $S_{12g}$  et  $S_{21g}$ . Dès lors, le signe des termes de transmission du quadripôle A a un impact sur les paramètres  $S_{12g}$  et  $S_{21g}$ .

Dès lors pour vérifier le signe des paramètres de transmission de la pointe  $e_{01DC}$  et  $e_{10DC}$ , nous avons mesuré les quatre paramètres Scattering d'un atténuateur 10 dB par l'intermédiaire de l'analyseur de réseaux vectoriel préalablement calibré par la méthode SOLT en mode deux ports en utilisant les étalons du kit de calibrage Wiltron 3652 (figure II.14).

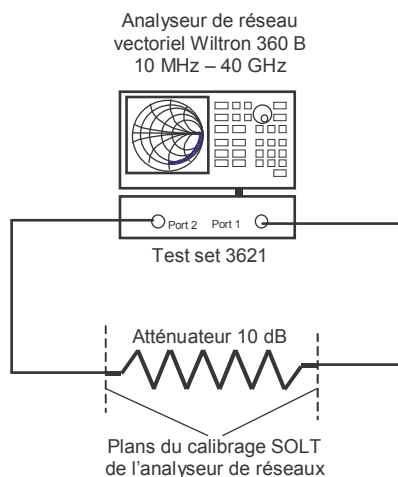


Figure II.14 : Mesure des quatre paramètres Scattering de l'atténuateur

L'atténuateur a ensuite été connecté à la pointe d'entrée au point C. Nous avons alors déterminé les quatre paramètres Scattering de l'ensemble pointe + tuner par la méthode trois étalons en plaçant ces derniers au niveau de l'atténuateur et en mesurant avec le port 2 de l'analyseur le coefficient de réflexion ramené dans le plan de la pointe d'entrée (figure II.15).

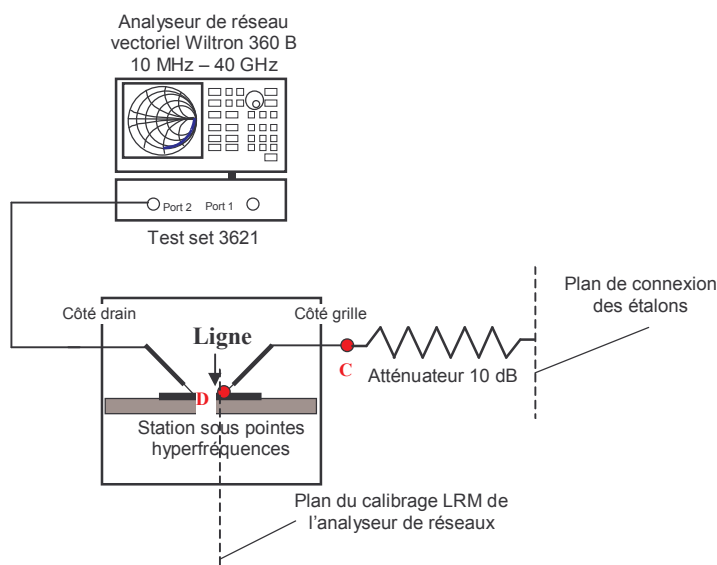


Figure II.15 : Mesure des quatre paramètres Scattering de l'ensemble pointe + atténuateur par la méthode trois étalons

Les paramètres de transmission de l'ensemble obtenus ont été comparés à ceux issus de la cascade de la matrice de transfert de la pointe (obtenue par la méthode trois étalons) avec celle de l'atténuateur (issue des mesures deux ports). Après comparaison, nous avons déterminé le signe positif de la racine carrée comme étant celui donnant des paramètres de transmission identiques par les deux méthodes.

- *Détermination des quatre paramètres  $e_{ijCE}$  du quadripôle défini du point C au point E*

La mesure de ces paramètres s'effectue directement avec l'analyseur de réseau en mode deux ports (figure II.16).

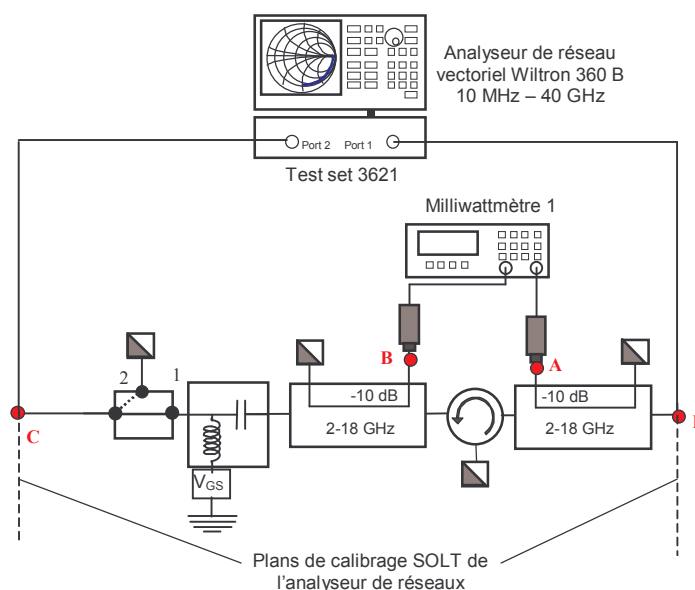


Figure II.16 : Mesure des quatre paramètres  $e_{ijCD}$  du quadripôle défini du point C au point E

Comme pour la mesure des quatre paramètres  $S_{ij}$  de l'atténuateur, un calibrage de type SOLT a été réalisé préalablement en utilisant les étalons coaxiaux du kit de calibrage Wiltron 3652. La mesure deux ports donne directement les quatre paramètres  $e_{ijCE}$  du quadripôle.

- *Détermination des quatre paramètres  $e_{ijEA}$  du coupleur défini du point E au point A*

La mesure de ces paramètres s'effectue directement avec l'analyseur de réseau en mode deux ports (figure II.17) préalablement calibré par la méthode SOLT avec les étalons coaxiaux du kit Wiltron.

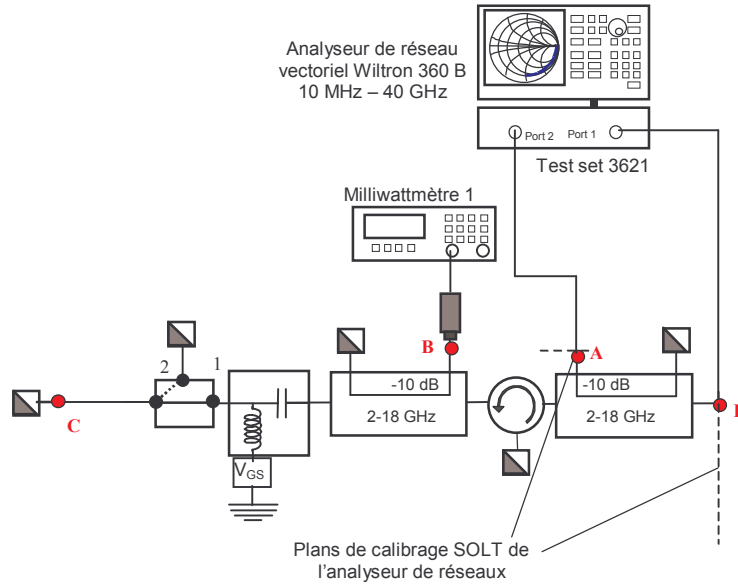


Figure II.17 : Mesure des quatre paramètres  $e_{ijEA}$  du quadripôle défini du point E au point A (mesure du couplage)

La mesure deux ports donne directement les quatre paramètres  $e_{ijEA}$  du quadripôle. Nous définissons les paramètres de transmission  $e_{10EA}$  et  $e_{01EA}$  comme étant le couplage du coupleur.

- Détermination des quatre paramètres  $e_{ijDE}$ ,

La détermination des quatre paramètres  $e_{ijDE}$  consiste à cascader la matrice de transfert du quadripôle défini du point D au point C avec celle du quadripôle défini du point C au point E (figure II.18).

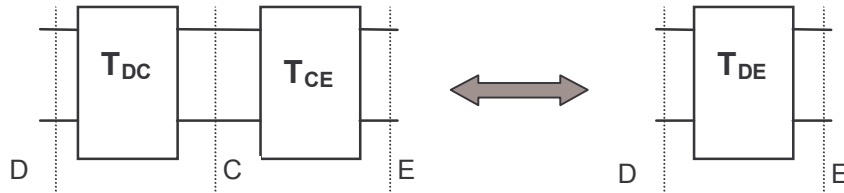


Figure II.18 : Cascade des quadripôles DC et CE

Sous forme matricielle, les matrices de transfert des quadripôles DC, CE et DE s'écrivent :

$$[T_{DC}] = \frac{1}{e_{10DC}} \begin{bmatrix} -\Delta e_{DC} & e_{00DC} \\ -e_{11DC} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.16})$$

$$[T_{CE}] = \frac{1}{e_{10CE}} \begin{bmatrix} -\Delta e_{CE} & e_{00CE} \\ -e_{11CE} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.17})$$

$$[T_{DE}] = [T_{DC}] [T_{CE}] = \frac{1}{e_{10CE} e_{10DC}} \begin{bmatrix} -\Delta e_{DC} & e_{00DC} \\ -e_{11DC} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} -\Delta e_{CE} & e_{00CE} \\ -e_{11CE} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.18})$$

$$[T_{DE}] = \frac{1}{e_{10CE}e_{10DC}} \begin{bmatrix} \Delta e_{DC}\Delta e_{CE} - e_{00DC}e_{11CE} & -\Delta e_{DC}e_{00CE} + e_{00DC} \\ e_{11DC}\Delta e_{CE} - e_{11CE} & -e_{11DC}e_{00CE} + 1 \end{bmatrix} \quad (\text{II.19})$$

Pour obtenir les pertes entre les points D et E, il suffit de convertir simplement la matrice de transfert  $T_{DE}$  en matrice Scattering

$$[S_{11DE}] = \frac{e_{00DC} - \Delta e_{DC}e_{00CE}}{(1 - e_{11DC}e_{00CE})} \quad (\text{II.20})$$

$$[S_{12DE}] = \frac{(\Delta e_{DC}\Delta e_{CE} - e_{00DC}e_{11CE})(1 - e_{11DC}e_{00CE}) - (e_{00DC} - \Delta e_{DC}e_{00CE})(e_{11DC}\Delta e_{CE} - e_{11CE})}{e_{10CE}e_{10DC}(1 - e_{11DC}e_{00CE})} \quad (\text{II.21})$$

$$[S_{21DE}] = \frac{e_{10CE}e_{10DC}}{(1 - e_{11DC}e_{00CE})} \quad (\text{II.22})$$

$$[S_{22DE}] = \frac{-(e_{11DC}\Delta e_{CE} - e_{11CE})}{(1 - e_{11DC}e_{00CE})} \quad (\text{II.23})$$

Etant donné le sens choisi pour cascader les deux quadripôles, les pertes entre les points E et D que voit l'onde incidente émise par le synthétiseur correspond au paramètre de transmission  $S_{12DE}$  (relation II.21). Désormais, lorsqu'une onde incidente arrive au point E nous connaissons sa puissance dans le plan de la pointe d'entrée au point D. Mais connaissant également le couplage du coupleur  $e_{10EA}$  ou  $e_{01EA}$ , lorsqu'une puissance est lue en voie A du milliwattmètre 1, alors la puissance au point D dans le plan de la pointe d'entrée est connue.

Ainsi le facteur correctif  $offset_{AD}$  à ajouter à la puissance lue au milliwattmètre 1 voie A s'écrit

$$offset_{AD} = e_{10EA} \cdot S_{12DE} \quad (\text{II.24})$$

En conclusion, cette méthode de calibrage quasi vectorielle est certes assez lourde, mais elle permet de déterminer très précisément les facteurs correctifs  $offset_{BD}$  et  $offset_{AD}$  à ajouter aux puissances lues au milliwattmètre 1 voie B et voie A respectivement. Etant donné que l'entrée du transistor n'est pas adaptée, le calibrage est réalisé une seule fois.

Nous avons utilisé cette méthode de calibrage pendant toute la durée de nos travaux.

### II.1.3 Calibrage du banc en sortie

Le calibrage en sortie peut être réalisé de manière purement scalaire ou purement vectorielle. Le but du calibrage en sortie est de ramener le plan de mesure de la puissance dans le plan de sortie du transistor. Pour cela, les pertes de la chaîne de mesure comprises entre le plan de mesure de la tête bolométrique et le plan de sortie du transistor doivent être déterminées précisément. Le but est de connaître la puissance délivrée réellement par le transistor à la charge dans les conditions d'adaptation optimale en sortie. Tous les calibrages présentés sont réalisés à 4 GHz.

#### II.1.3.1 La méthode de calibrage scalaire de la chaîne de sortie

Cette méthode s'appuie sur le même concept que le calibrage réalisé en entrée. Pour une impédance réalisée en sortie du composant, c'est à dire pour une position des slugs, les pertes entre le plan de sortie du composant et la tête bolométrique doivent être quantifiées.

Pour cela une ligne directe sans perte est placée entre les deux pointes hyperfréquences. Un signal sinusoïdal de fréquence identique à celle utilisée pour la mesure est injecté sur la pointe d'entrée. Lorsque l'onde arrive sur la pointe de sortie ce qui correspond au plan de sortie du composant, une partie de l'onde est absorbée par la charge et l'autre partie est réfléchiée. Cependant le calibrage en entrée ayant été réalisé, nous connaissons grâce à la lecture des puissances des ondes incidente et réfléchiée au milliwattmètre 1, la puissance qui est absorbée par la charge. Cette puissance est tout simplement la différence en linéaire entre les puissances des ondes incidente et réfléchiée dans le plan des pointes.

$$P_{ab} = P_{inc} - P_{ref} \quad (II.25)$$

L'onde absorbée par la charge se propage jusqu'à la tête bolométrique de sortie en subissant des pertes. Ces pertes, contiennent les pertes de la pointe, du tuner, du té de polarisation, des câbles et le terme de couplage du coupleur de sortie. Elles correspondent à la différence entre la puissance absorbée par la charge et la puissance lue au milliwattmètre de sortie. Ce facteur correctif *offset<sub>sortie</sub>* doit être ajouté à la puissance lue au milliwattmètre 2 pour connaître exactement la puissance qui sera délivrée par le composant sous test.

Cette méthode est simple et rapide, mais elle sollicite les calibrages réalisés en entrée. La moindre erreur réalisée sur les deux phases de calibrage en entrée se répercute automatiquement sur le calibrage de la sortie.

### II.1.3.2 La méthode de calibration vectorielle de la chaîne de sortie

Contrairement à la méthode précédente, celle-ci ne sollicite pas les étapes de calibration réalisées en entrée.

Une ligne directe sans perte est placée entre les deux pointes hyperfréquences. Le commutateur à l'entrée de la chaîne de mesure est sur la position 2 (cf. figure II.19) afin que l'analyseur de réseaux soit connecté à la pointe d'entrée. L'analyseur de réseaux a été calibré en mode deux ports par un calibration LRM dans le plan des pointes lors du calibration en entrée mais, seul, le port 1 est utilisé.

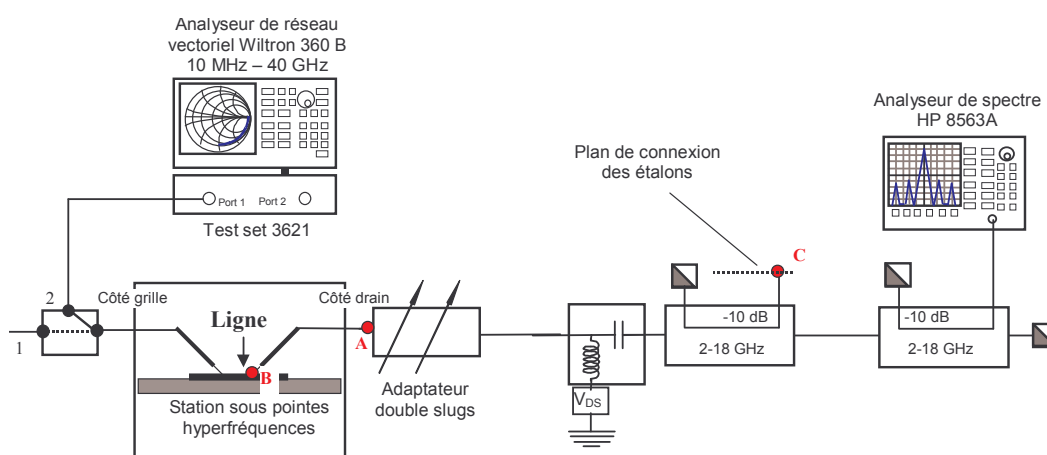


Figure II.19 : Synoptique de la sortie de la chaîne de mesure en configuration calibration vectorielle

Pour une impédance réalisée, c'est à dire pour une position des slugs donnée, la puissance lue au milliwattmètre de sortie doit être ramenée dans le plan de sortie du transistor. Le facteur correctif  $offset_{sortie}$  à ajouter à la puissance lue en sortie doit être déterminé. Pour cela la méthode trois étalons exposée lors du calibration en entrée est utilisée. Ainsi un court-circuit, un circuit-ouvert et une charge adaptée sont placés dans le plan où se trouve la tête bolométrique (point C, figure II.19). Le système de trois équations à trois inconnues peut être résolu. En prenant la racine carrée du terme croisé, nous obtenons le facteur correctif  $offset_{sortie}$  à ajouter à la puissance lue au milliwattmètre en sortie. Le signe de la racine importe peu car aucune mise en cascade du quadripôle n'est nécessaire.

Cette méthode est plus longue à réaliser, mais elle est très précise car elle ne dépend pas du calibration de l'entrée. La comparaison des deux méthodes de calibration en sortie a montré des résultats similaires à  $\pm 0.2$  dB ce qui démontre la précision de la méthode de calibration semi-vectorielle d'entrée. Afin de gagner du temps, nous avons opté pour la méthode scalaire.

## II.2 Résultats expérimentaux en régime grand signal

Les mesures ont été effectuées sur l'ensemble des structures HEMT que nous avons présentées dans les chapitres précédents. Les résultats obtenus ont été comparés à ceux escomptés à partir des caractéristiques  $I_D(V_{DS})$  statiques des transistors.

### II.2.1 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure I

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de deux doigts de grille de longueur 0.5  $\mu\text{m}$  et de largeur 50 et 250  $\mu\text{m}$ .

#### II.2.1.1 Modification des lignes d'accès coplanaires côté drain

Lors des premières mesures de puissance, nous nous sommes confrontés à des problèmes de destruction des composants, lié à une immaturité de la technologie, engendrant une destruction des pointes hyperfréquences côté drain à cause des tensions drain-source élevées. Dans ces conditions, le masque a été modifié en augmentant la longueur des lignes d'accès du transistor coté drain de manière à éloigner suffisamment la pointe hyperfréquence de la zone active du transistor. La longueur des lignes d'accès côté drain a été rallongée de 150  $\mu\text{m}$  pour atteindre 250  $\mu\text{m}$  et la longueur des lignes d'accès côté grille de 100  $\mu\text{m}$  n'a pas été modifiée. Cette modification nous a alors permis de limiter fortement le nombre de pointes hyperfréquences détruites lors de la caractérisation grand signal des composants de ces structures.

De plus, pour cette structure, les lignes d'accès des transistors présentent des pertes en hyperfréquence assez importantes. Ces dernières étant déposées au fond de la gravure MESA du GaN semi-isolant, il semble que le GaN, sur lequel sont déposées les lignes, ne soit pas isolant ou qu'une couche conductrice située sous les lignes d'accès se soit formée lors de l'étape de gravure. Il est difficile d'envisager que le *buffer* GaN ne soit pas suffisamment isolant car dans ce cas le canal des transistors serait impossible à pincer ce qui n'est pas le cas. Des phénomènes similaires liés aux lignes d'accès avaient déjà été rencontrés lors des mesures  $C(V)$  présentés au *chapitre II*. Des travaux réalisés par M. Werquin sont actuellement en cours afin d'identifier l'origine du problème.

Ces lignes à pertes augmentent fortement la zone morte en terme d'adaptation sur l'abaque de Smith. Le coefficient de réflexion maximum des impédances réalisables était limité à 0.85 dans le plan de sortie du composant.

### II.2.1.2 Réalisation des impédances de charge et méthode de mesure

La longueur et les pertes des lignes d'accès coplanaires côté drain ont dû être prises en considération lors de la phase de réalisation des impédances de charge des transistors pour cette structure. Afin de permettre un calibrage dans le plan de sortie du composant, des lignes de longueur  $L = 250 \mu\text{m}$  équivalente à celle des lignes d'accès côté drain ont été réalisées sur l'échantillon.

La première phase consiste à réaliser un calibrage LRM deux ports de l'analyseur de réseaux dans le plan des pointes en utilisant un kit de calibrage standard sur substrat d'alumine (commutateur de l'entrée en position 2). Le port 2 de l'analyseur est ensuite déconnecté du banc et toute la chaîne de sortie du banc de puissance est reconnectée.

La deuxième phase consiste à placer entre les deux pointes hyperfréquences une ligne à perte de  $250 \mu\text{m}$  présente sur l'échantillon (figure II.20).

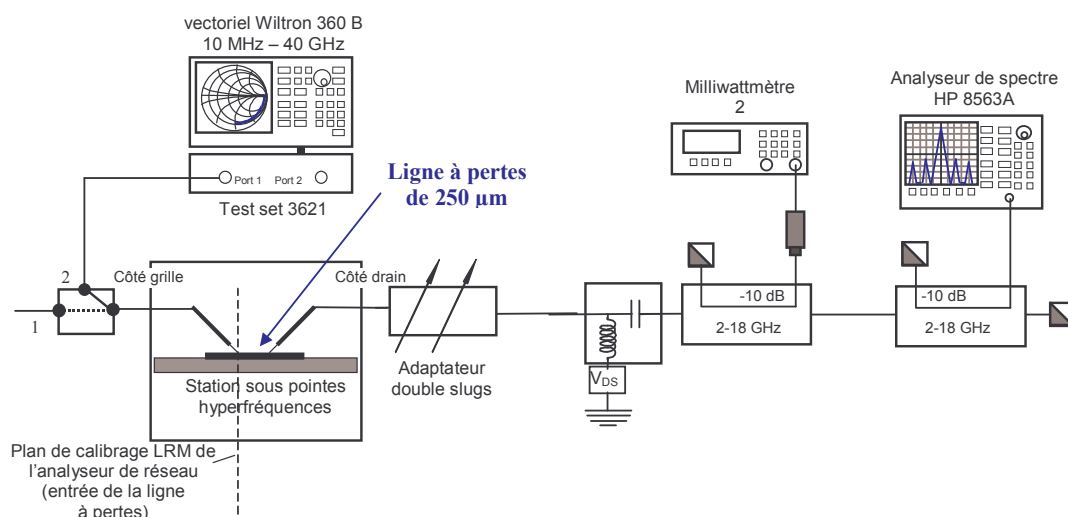


Figure II.20 : Méthode de mesure de l'impédance de charge présentée à la sortie du transistor

Le calibrage LRM étant réalisé dans le plan de la pointe d'entrée, le coefficient de réflexion de l'impédance de sortie réalisé par l'intermédiaire du tuner est mesuré à l'entrée de la ligne ce qui correspond finalement au plan de sortie du transistor. Pour une position donnée des slugs de l'adaptateur, une impédance est réalisée dans le plan de la pointe d'entrée. Dès lors, la position des slugs est modifiée jusqu'à ce que l'impédance de charge souhaitée soit réalisée dans le plan du calibrage LRM. Après avoir réalisé l'impédance de charge, la chaîne de sortie du banc de mesure est calibrée soit par la méthode vectorielle soit par la méthode scalaire. Il est évident que pour tenir compte des pertes des lignes d'accès, le calibrage de la sortie doit se faire en utilisant la ligne à pertes entre les deux pointes.



### II.2.1.3 Méthode de calcul de la puissance escomptée à partir de la caractéristique statique $I_D(V_{DS})$ des transistors

La figure II.21 représente l'excursion maximale du courant de drain ( $\Delta I$ ) et l'excursion maximale de la tension drain-source ( $\Delta V$ ) autour d'un point de polarisation situé en classe A lorsque le transistor est chargé par une impédance de charge réelle. C'est la droite de charge dynamique imposée par l'impédance de charge qui détermine l'excursion en tension et en courant.

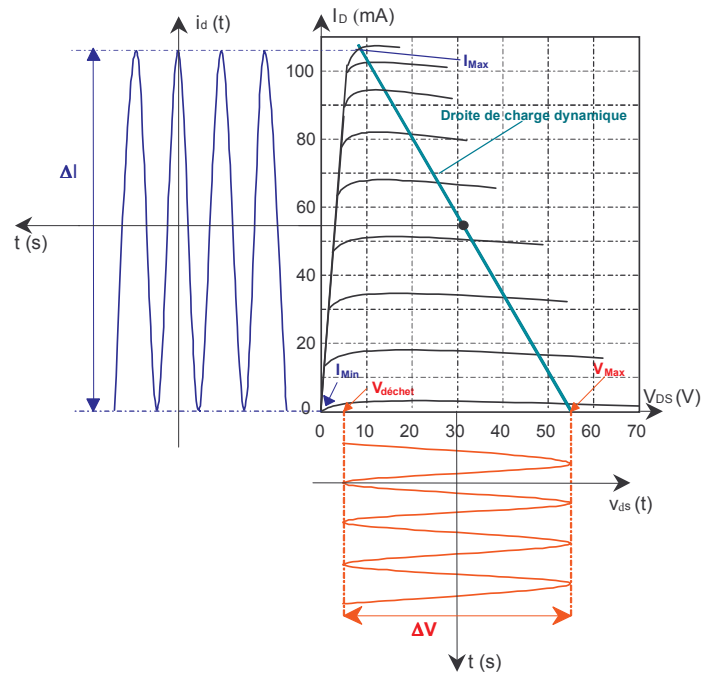


Figure II.21 : Représentation de l'excursion maximale du courant de drain et de l'excursion maximale en tension autour d'un point de polarisation en classe A lorsque le transistor est chargé par une impédance réelle optimale

La droite de charge dynamique imposée par l'impédance de charge fixe l'excursion en tension et en courant. La puissance en sortie délivrée par le composant à sa charge est donnée par la relation II.26

$$P_S = \frac{\Delta I \Delta V}{8} = \frac{I_{\max} (V_{\max} - V_{\text{déchet}})}{8} \quad (\text{II.26})$$

La relation II.26 montre que l'on a tout intérêt à présenter une impédance à la sortie du composant qui présente une partie réelle donnant une droite de charge dynamique qui couvre la totalité de la caractéristique  $I_D(V_{DS})$ . Cette droite de charge doit alors passer par les points définis par les coordonnées  $(I_{\max}, V_{\text{déchet}})$  et  $(I_{\min}, V_{\max})$ . La tension  $V_{\max}$  peut être définie comme étant la tension de claquage du transistor au pincement.

II.2.1.4 Résultats de puissance obtenus sur le transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ 

Les mesures ont été réalisées pour une polarisation drain-source  $V_{\text{DSext}} = 35 \text{ V}$  car le claquage du composant en classe A intervenait à  $V_{\text{DSext}} = 40 \text{ V}$  environ en régime statique. Une marge de  $5 \text{ V}$  a été définie afin de ne pas risquer la destruction du composant. Nous avons recherché l'impédance de charge optimale à présenter à la sortie du composant ainsi que la polarisation grille-source donnant la puissance de sortie la plus élevée. Pour un point de polarisation donné, la partie réelle de l'impédance donnant un maximum de puissance est tout d'abord déterminée puis la partie imaginaire de l'impédance est ajustée jusqu'à l'obtention d'un maximum de puissance.

Le maximum de puissance a été obtenu au point de polarisation  $V_{\text{DSext}} = 35 \text{ V}$ ,  $V_{\text{GSext}} = -1 \text{ V}$  et pour une impédance de charge en sortie  $Z_{\text{charge}} (\Omega) = 494 - j19$ .

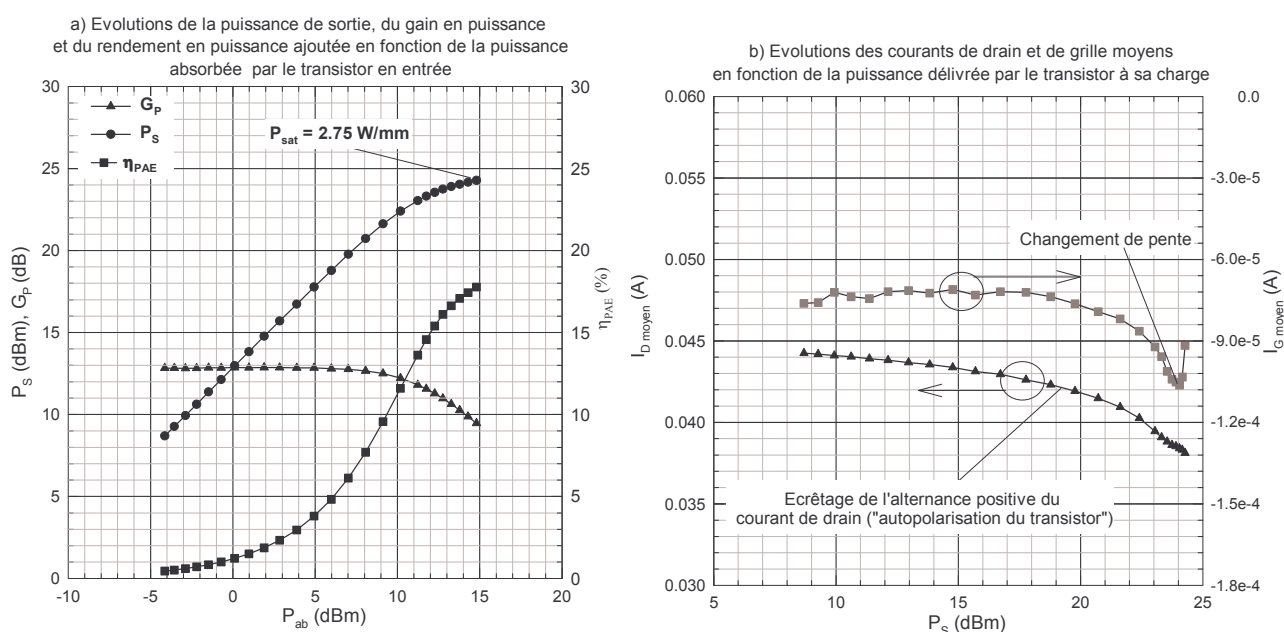


Figure II.22 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{\text{DSext}} = 35 \text{ V}$  et  $V_{\text{GSext}} = -1 \text{ V}$  avec  $Z_{\text{charge}} (\Omega) = 494 - j19$  (transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure I)

Les évolutions de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure II.22.a.

Le gain en puissance est parfaitement linéaire jusqu'à ce que le transistor absorbe une puissance de  $6 \text{ dBm}$  et atteint environ  $G_p = 13 \text{ dB}$ . Le niveau de compression à un dB est atteint pour  $P_{\text{ab}} = 11 \text{ dBm}$  ce qui correspond à une densité de puissance en sortie du transistor de  $1 \text{ W/mm}$ . La densité de puissance de sortie maximale atteint  $2.75 \text{ W/mm}$  pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de  $9.5 \text{ dB}$  et  $18 \%$  respectivement.

Ce transistor présentait un courant de drain statique de 900 mA/mm à  $V_{GSext} = 2$  V et  $V_{DSext} = 5$  V. La tension de déchet pour cette polarisation grille-source était de  $V_{déchet} = 5$  V. A partir de ces données et sachant que le transistor a été polarisé à  $V_{DSext} = 35$  V lors des mesures de puissance, la puissance de sortie escomptée était de 6.75 W/mm pour une impédance de charge réelle de  $Z_{charge} = 666 \Omega$ . Cependant, à cause des pertes des lignes d'accès côté drain, nous n'avons pu atteindre cette valeur d'impédance expliquant éventuellement une partie de l'écart obtenu entre la puissance escomptée et la puissance mesurée.

En prenant  $Z_{charge} = 494 \Omega$  et  $I_{max} = 900$  mA/mm, la densité de puissance de sortie que devrait délivrer le transistor à la charge est de 5 W/mm. Dès lors il y a un facteur deux entre la puissance escomptée avec  $Z_{charge} = 494 \Omega$  et celle mesurée. Cette faible puissance de sortie mesurée explique le faible rendement en puissance ajoutée associé.

Les évolutions des courants de grille et de drain moyens associés en fonction de la puissance délivrée à la charge sont présentées figure II.22.b.

Le courant de drain moyen décroît continuellement lorsque la puissance de sortie augmente ce qui s'apparente fortement à un effet d'auto-polarisation. Cet effet montre qu'il y a en principe un écrêtage de l'alternance positive du courant de drain. Dans ce cas là, le transistor étant polarisé en classe A à  $I_{Dmax}/2$ , la densité de puissance de sortie du transistor devrait être égale à 5 W/mm dès le début de l'auto-polarisation. Cependant à l'apparition du phénomène d'auto-polarisation, la densité de puissance de sortie n'est que de 100 mW/mm, ce qui montre que la baisse continue du courant de drain moyen n'est pas due à un écrêtage de l'alternance positive. Nous reviendrons dans la troisième partie de ce chapitre sur les causes responsables de ces faibles puissances.

Le courant de grille pour sa part reste constant à  $-72 \mu A$  en fonction de la puissance de sortie jusqu'à la compression, puis augmente en valeur absolue jusqu'à atteindre une valeur de  $-110 \mu A$  pour  $P_S = 24$  dBm. Au-delà de cette puissance, la pente de la courbe du courant de grille change de signe signifiant une mise en direct de la diode Schottky.

#### II.2.1.5 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 250 \times 0.8 \mu m^2$

Les mesures ont été réalisées pour la même polarisation drain-source  $V_{DSext} = 35$  V que le composant précédent. La recherche de l'impédance de charge optimale à présenter à la sortie du composant pour une polarisation grille-source donnée a été effectuée par la même méthode que précédemment.

Le maximum de puissance a été obtenu au point de polarisation  $V_{DSext} = 35 \text{ V}$ ,  $V_{GSext} = -2 \text{ V}$  et pour une impédance de charge en sortie  $Z_{charge} (\Omega) = 177-j1.5$ . Les évolutions de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure II.23.a. Les évolutions des courants de grille et de drain moyens associés sont présentées figure II.23.b en fonction de la puissance délivrée à la charge.

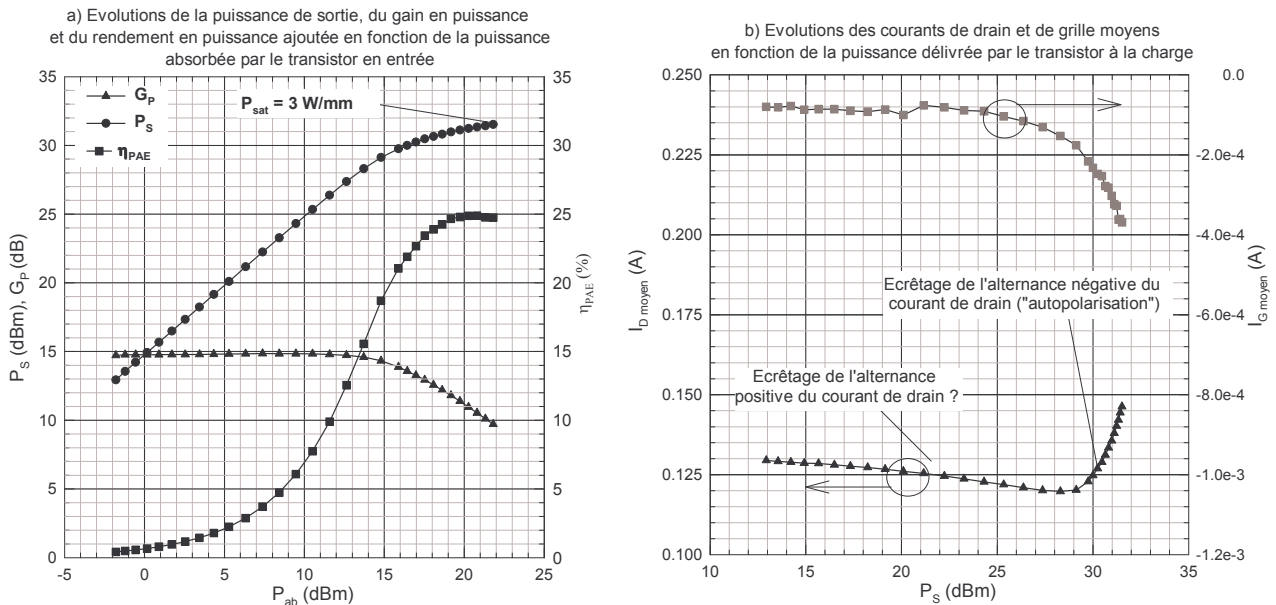


Figure II.23 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{DSext} = 35 \text{ V}$  et  $V_{GSext} = -2 \text{ V}$  avec  $Z_{charge} (\Omega) = 177-j1.5$  (transistor  $2 \times 250 \times 0.8 \mu\text{m}^2$ , structure I)

Le gain en puissance ( $G_p = 15 \text{ dB}$ ) est parfaitement linéaire jusqu'à ce que le transistor absorbe une puissance de 13 dBm. Le niveau de compression à un dB est atteint pour  $P_{ab} = 16 \text{ dBm}$  ce qui correspond à une densité de puissance en sortie du transistor de  $2 \text{ W/mm}$ . La densité de puissance de sortie maximale atteint  $3 \text{ W/mm}$  pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de 10 dB et 25 % respectivement. Les performances de ce transistor sont plus importantes que celles du transistor précédent. Son développement étant cinq fois plus grand, il devrait présenter des effets thermiques beaucoup plus importants comme nous avons pu le constater lors des mesures statiques en régime continu *chapitre III*. Ces meilleures performances sont essentiellement dues à une adaptation quasiment optimale alors que cela était beaucoup plus difficile pour le transistor de faible développement.

Ce transistor présentait un courant de drain statique de  $700 \text{ mA/mm}$  à  $V_{GSext} = 2 \text{ V}$  et  $V_{DSext} = 5 \text{ V}$ . La tension de déchet pour cette polarisation grille-source était, comme précédemment, égale à  $5 \text{ V}$ . A partir de ces données et sachant que le transistor a été polarisé à  $V_{DSext} = 35 \text{ V}$  lors

des mesures de puissance, la puissance de sortie escomptée était de 5.25 W/mm pour une impédance de charge réelle de  $Z_{\text{charge}} = 171 \Omega$ . Nous avons obtenu 3 W/mm pour une impédance de charge quasiment identique soit  $Z_{\text{charge}} = 177-j1.5 \Omega$ . Par conséquent, il y a comme précédemment un gap important entre la puissance mesurée et celle escomptée.

La figure II.23.b montre une décroissance du courant de drain moyen jusqu'à ce que la puissance de sortie atteigne 29 dBm. On retrouve le même effet que précédemment. Cependant, au-delà de  $P_S = 29$  dBm, le courant de drain augmente brusquement. Cet effet semble être dû à un écrêtage de l'alternance négative.

Le courant de grille reste constant à  $-80 \mu\text{A}$  en fonction de la puissance de sortie jusqu'à  $P_S = 24$  dBm, puis augmente en valeur absolue. La mesure a été arrêtée avant la mise en direct du courant de grille afin d'éviter le claquage.

Les mesures de puissance sur les transistors de cette structure ont montré qu'il y avait un écart important entre les puissances escomptées et celles mesurées. La baisse continue du courant de drain moyen avec l'augmentation de la puissance de sortie même à bas niveau (ou de la puissance d'entrée) montre qu'il y a un effet anormal d'auto-polarisation des composants. L'origine de cet effet est étudiée dans la troisième partie de ce chapitre (effets de pièges). En revanche, tous les transistors mesurés sur cet échantillon ont montré des résultats de puissance similaires mettant en avant une bonne homogénéité.

## II.2.2 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure II

Les mesures ont été réalisées sur des transistors dont les géométries sont  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  et  $2 \times 50 \times 1 \mu\text{m}^2$ . Contrairement aux transistors de la structure précédente, les lignes d'accès coplanaires n'avaient pas encore été rallongées. Ces dernières sont sans pertes et mesurent 100  $\mu\text{m}$  de longueur. Par conséquent, nous avons négligé l'influence de ces lignes d'accès. La recherche de l'impédance de charge optimale a été effectuée comme pour les transistors de la structure précédente, à l'exception près que nous avons placé une ligne sans perte du kit de calibrage standard entre les deux pointes. Les puissances de sortie escomptées ont été calculées à partir de la méthode citée au paragraphe II.2.1.3. Lorsque nous avons réalisé les mesures de puissance sur les transistors de cette structure, le banc de mesure grand signal n'était pas encore optimisé. Nous utilisons encore des pointes hyperfréquences Picoprobe 40A-GSG-125-C qui présentent plus de pertes que les pointes 40A-GSG-125-DP. Dès lors, les pertes des pointes augmentaient fortement la zone morte en terme d'adaptation sur l'abaque de Smith. Le coefficient de réflexion maximum des impédances réalisables était limité à 0.89 dans le plan de sortie du composant. Nous avons montré que les

transistors de cette structure étaient sensibles à la lumière, afin de limiter au maximum les effets de pièges, les mesures de puissance ont été réalisées sous éclairage.

### II.2.2.1 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$

Les tensions de claquage de ce composant en classe A intervenant à  $V_{\text{DSext}} = 35 \text{ V}$  environ en régime statique, les mesures de puissance ont été réalisées pour une polarisation drain-source  $V_{\text{DSext}} = 30 \text{ V}$ . Une marge de  $5 \text{ V}$  a été définie afin de ne pas risquer la destruction du composant et des pointes hyperfréquences étant donné la faible longueur des lignes d'accès côté drain. Nous avons recherché l'impédance de charge optimale à présenter à la sortie du composant ainsi que la polarisation grille-source donnant la puissance de sortie la plus élevée comme pour la structure précédente.

Le maximum de puissance a été obtenu au point de polarisation  $V_{\text{DSext}} = 30 \text{ V}$ ,  $V_{\text{GSext}} = -1 \text{ V}$  et pour une impédance de charge en sortie  $Z_{\text{charge}} (\Omega) = 835 + j135$ .

Les évolutions de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure II.24.a. Les évolutions des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée à la charge sont présentées figure II.24.b.

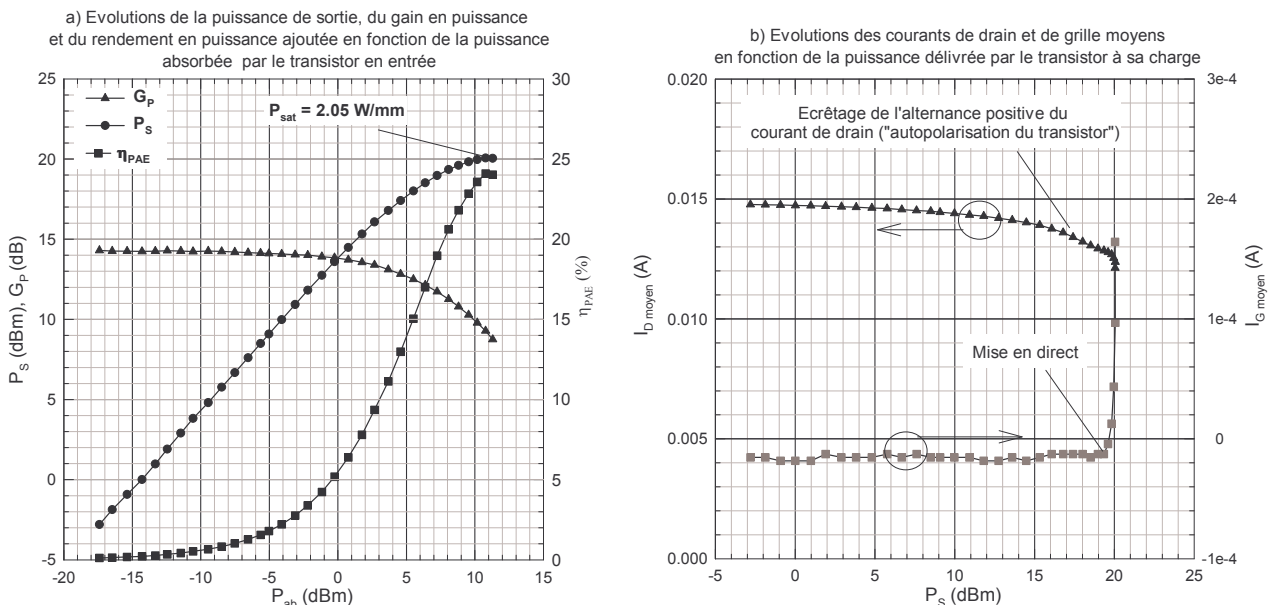


Figure II.24 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{\text{DSext}} = 30 \text{ V}$  et  $V_{\text{GSext}} = -1 \text{ V}$  avec  $Z_{\text{charge}} (\Omega) = 835 + j135$ . (transistor  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure II)

Le gain en puissance ( $G_p = 14 \text{ dB}$ ) est quasiment linéaire jusqu'à ce que le transistor absorbe une puissance de  $0 \text{ dBm}$ . Le niveau de compression à un dB est atteint pour  $P_{\text{ab}} = 4 \text{ dBm}$  ce qui

correspond à une densité de puissance en sortie du transistor de 1 W/mm. La densité de puissance de sortie maximale atteint 2 W/mm pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de 9 dB et 24 % respectivement.

Ce transistor présentait un courant de drain statique de 760 mA/mm à  $V_{GSext} = 2$  V et  $V_{DSext} = 5$  V. La tension de déchet pour cette polarisation grille-source était de 4.1 V. A partir de ces données et sachant que le transistor a été polarisé à  $V_{DSext} = 30$  V lors des mesures de puissance, la densité de puissance de sortie escomptée était de 4.9 W/mm pour une impédance de charge réelle de  $Z_{charge} = 1370 \Omega$ . Nous avons obtenu 2 W/mm pour une impédance de charge  $Z_{charge} = 835+j135 \Omega$ . L'impédance de charge optimale n'a pu être réalisée en raison des pertes de la pointe côté drain. Pour l'impédance de charge réalisée, la densité de puissance escomptée à partir des résultats issus des mesures statiques était de 3 W/mm.

Par conséquent il y a, comme pour les transistors de la structure I, un gap important entre la puissance mesurée et celle escomptée.

La figure II.24.b montre une décroissance continue du courant de drain moyen lorsque la puissance de sortie augmente ce qui s'apparente fortement à un effet d'auto-polarisation. On retrouve le même effet que précédemment. En effet, le transistor étant polarisé en classe A à  $I_{Dmax}/2$ , la densité de puissance de sortie du transistor devrait être égale à 3 W/mm dès le début de l'auto-polarisation. Cependant à l'apparition du phénomène d'auto-polarisation, la densité de puissance de sortie n'est que de 50 mW/mm, ce qui montre que la baisse continue du courant de drain moyen n'est pas due à un écrêtage de l'alternance positive.

Le courant de grille reste constant à  $-15 \mu A$  en fonction de la puissance de sortie jusqu'à  $P_S = 19.5$  dBm. Au-delà de cette valeur, le courant augmente brutalement et passe en direct. La mesure a été arrêtée afin d'éviter la détérioration du composant.

#### II.2.2.2 Résultats de puissance obtenus sur le transistor $2 \times 50 \times 1 \mu m^2$

Les mesures de puissance ont été réalisées à  $V_{DSext} = 30$  V sachant que le transistor présente une tension de claquage en classe A du même ordre de grandeur que celle du transistor précédent. La détermination de l'impédance de charge pour un point de polarisation donné a été réalisée par la méthode citée précédemment.

Le maximum de puissance a été obtenu au point de polarisation  $V_{DSext} = 30$  V,  $V_{GSext} = -2$  V et pour une impédance de charge en sortie  $Z_{charge} (\Omega) = 835+j129$ .



Les évolutions de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure II.25.a. Les évolutions des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée à la charge sont présentées figure II.25.b.

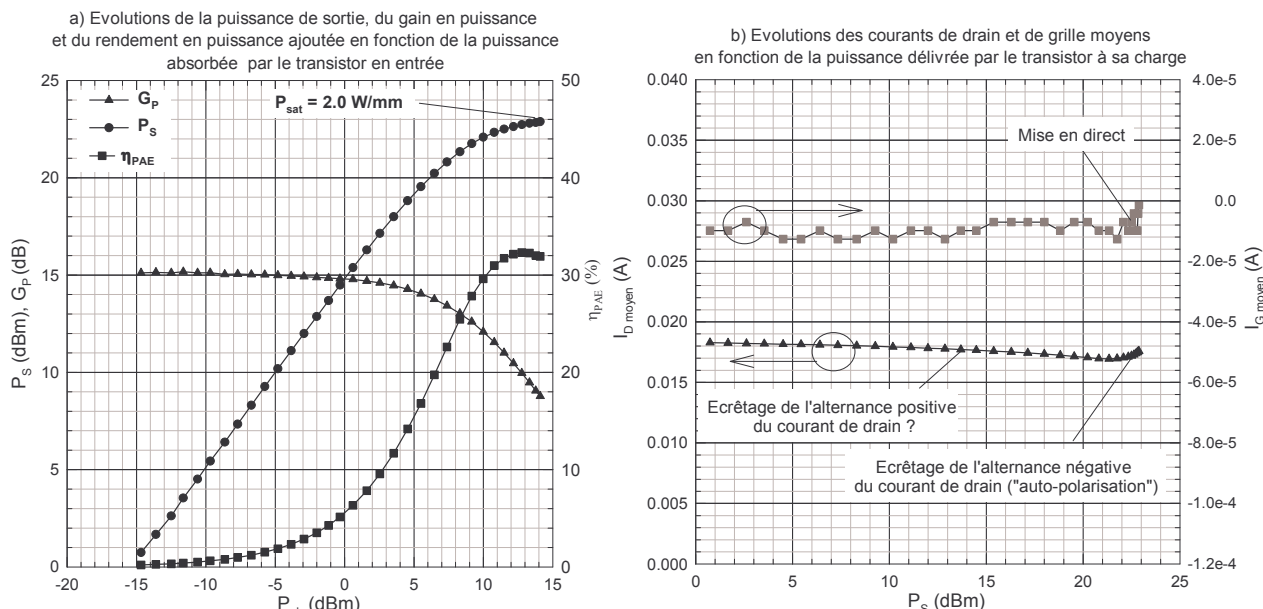


Figure II.25 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{D\text{Sext}} = 30$  V et  $V_{G\text{Sext}} = -2$  V avec  $Z_{\text{charge}} (\Omega) = 835 + j129$ . (transistor  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$ , structure II)

Le gain en puissance ( $G_p = 15$  dB) est quasiment linéaire jusqu'à ce que le transistor absorbe une puissance de -4 dBm. Le niveau de compression à un dB est atteint pour  $P_{ab} = 5.5$  dBm ce qui correspond à une densité de puissance en sortie du transistor de 900 mW/mm. La densité de puissance de sortie maximale atteint 2 W/mm pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de 8.7 dB et 32 % respectivement.

Ce transistor présentait un courant de drain statique de 660 mA/mm à  $V_{G\text{Sext}} = 2$  V et  $V_{D\text{Sext}} = 5$  V. La tension de déchet pour cette polarisation grille-source était de 3.6 V. A partir de ces données et sachant que le transistor a été polarisé à  $V_{D\text{Sext}} = 30$  V lors des mesures de puissance, la densité de puissance de sortie escomptée était de 4.4 W/mm pour une impédance de charge réelle de  $Z_{\text{charge}} = 800 \Omega$ . Nous avons obtenu 2 W/mm pour une impédance de charge très proche ( $Z_{\text{charge}} = 835 + j135 \Omega$ ).

Par conséquent, comme pour les transistors précédents un gap important entre la puissance mesurée et celle escomptée est constaté. Cet écart est certainement lié à des effets de pièges comme nous avons pu l'observer lors des mesures pulsées.



La figure II.25.b montre une décroissance continue du courant de drain moyen lorsque la puissance de sortie augmente, comme nous l'avons déjà remarqué sur les autres transistors.

Le courant de grille reste constant à  $-10 \mu\text{A}$  en fonction de la puissance de sortie jusqu'à  $P_S = 22.5 \text{ dBm}$ . Au-delà de cette valeur, le courant s'apprête à passer en direct. La mesure a été arrêtée afin d'éviter le claquage.

Les mesures de puissance ont montré qu'il y avait un écart important entre les puissances escomptées et celles mesurées, comme nous l'avons remarqué pour les transistors de la structure I. Ces écarts peuvent être liés à des effets thermiques et/ou des effets de pièges comme nous l'avons remarqué lors des mesures pulsées. La baisse continue du courant de drain moyen avec l'augmentation de la puissance de sortie (ou de la puissance d'entrée) montre qu'il y a un effet d'auto-polarisation anormal des composants. L'origine de cet effet est étudiée dans la troisième partie de ce chapitre. Tous les transistors mesurés sur cet échantillon ont montré des résultats de puissance similaires mettant en avant une bonne homogénéité.

### II.2.3 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure III

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de géométrie  $2 \times 50 \times 0.3 \mu\text{m}^2$ . Les lignes d'accès coplanaires sont identiques à celles des transistors de la structure II (pas de perte, même longueur). Par conséquent, la méthode de calibrage du banc en sortie et la recherche de l'impédance optimale pour une polarisation donnée sont identiques à celles utilisées pour les transistors de la structure II.

Les tensions de claquage de ces transistors à canal ouvert et à canal pincé étaient supérieures à  $V_{\text{DSext}} = 50 \text{ V}$ . Ces tensions de claquage élevées étaient liées en partie aux fortes valeurs des résistances d'accès aux bornes desquelles se retrouvait une grande partie des tensions drain-source et grille-source (*cf.* chapitre III). Comme nous l'avons évoqué, ces fortes valeurs des résistances d'accès ont provoqué également une limitation conséquente du courant de drain. La réalisation des mesures de puissance à  $V_{\text{DSext}} = 50 \text{ V}$  en classe A en adaptation optimale nécessitait, à cause du faible courant de drain ( $I_D = 30 \text{ mA}$  à  $V_{\text{GSext}} = 2 \text{ V}$ ), de présenter à la sortie du composant une impédance de charge gigantesque de  $2.9 \text{ k}\Omega$  soit un coefficient de réflexion de 0.97. Ces valeurs très élevées, malgré toutes les optimisations que nous avons effectuées sur le banc de mesure pour réduire la zone morte sur l'abaque de Smith, n'étaient pas réalisables. La configuration du banc permettait de réaliser des coefficients de réflexion maximums dans le plan de sortie du composant de 0.92. Par conséquent, nous avons limité la polarisation drain-source à  $V_{\text{DSext}} = 30 \text{ V}$  lors des mesures de puissance car au-delà la puissance de sortie n'augmentait plus et le rendement chutait. A

ceci s'ajoutait également la limite de tenue en tension des pointes hyperfréquences qui risquaient d'être détruites.

Le maximum de puissance a été obtenu au point de polarisation  $V_{DSext} = 30\text{ V}$ ,  $V_{GSext} = 0\text{ V}$  et pour une impédance de charge en sortie  $Z_{charge} (\Omega) = 1200+j220$ .

Les évolutions de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure II.26.a.

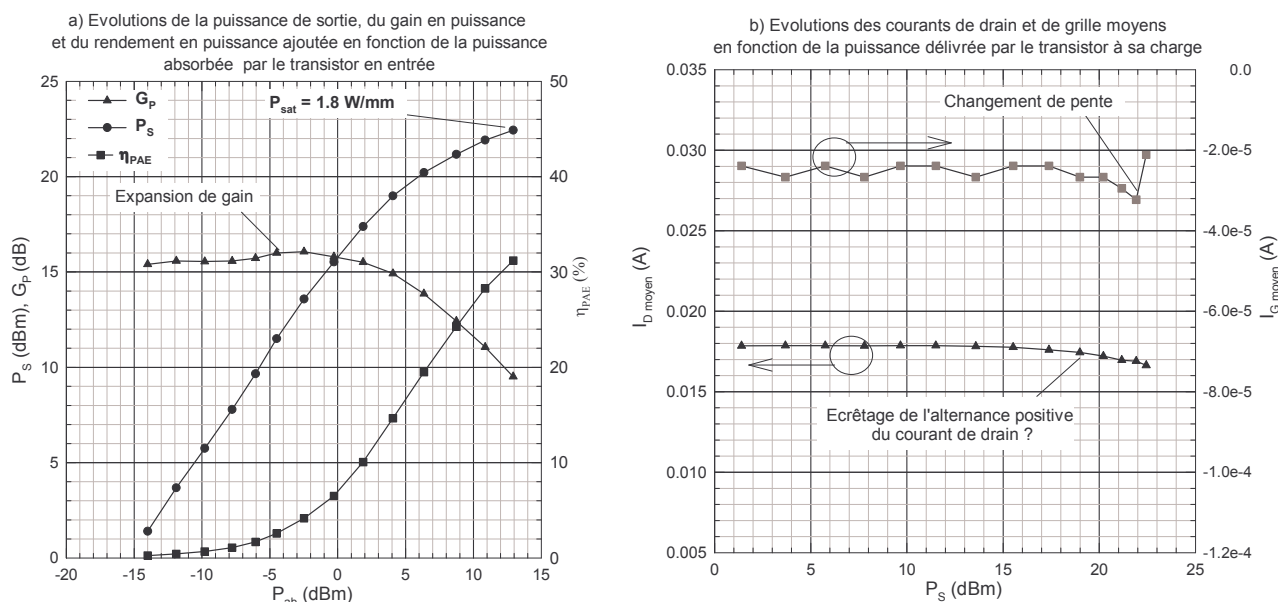


Figure II.26 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{DSext} = 30\text{ V}$  et  $V_{GSext} = 0\text{ V}$  avec  $Z_{charge} (\Omega) = 1200+j220$ . (Transistor  $2x50x0.3\ \mu\text{m}^2$ , structure III)

Le gain en puissance linéaire (15.5 dB) est constant pour une puissance absorbée par le composant comprise entre  $-14$  et  $-7.5$  dBm. On note ensuite une expansion du gain de +0.5 dB. Cet effet peut être lié à une modification du comportement du transistor (auto-polarisation) lorsqu'il est soumis à des puissances en entrée supérieures à  $-7$  dBm. Cette modification entraîne une amélioration du comportement provoquant une légère augmentation de la puissance de sortie et donc du gain en puissance. Le point au dB de compression par rapport au gain linéaire intervient à  $P_{ab} = 5$  dBm ce qui correspond à une densité de puissance de sortie de 900 mW/mm.

La densité de puissance maximale atteint 1.8 W/mm pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de 9.5 dB et 31 % respectivement.

Comme nous l'avons évoqué, les résistances d'accès de ces transistors étaient très importantes. Lorsque le transistor était polarisé à  $V_{GSext} = 2\text{ V}$  pour une polarisation drain-source donnant un courant de drain de 30 mA, la chute de tension aux bornes de la résistance d'accès de

source ( $R_S = 200 \Omega$  sur ce composant) avoisinait 6 V. Dès lors le transistor voyait une polarisation grille-source intrinsèque de -4V qui pinçait le canal. A partir de ces considérations, il est évident que la détermination du courant de drain maximum ne pouvait être effectuée à  $V_{GSext} = 2V$ . Afin de déduire grossièrement le courant de drain maximum, nous avons polarisé la grille du transistor en direct à  $V_{GSext} = 4 V$  jusqu'à ce que l'augmentation du courant de drain soit quasiment nulle. A cette polarisation, le courant de drain mesuré à  $V_{DSext} = 5 V$  atteignait péniblement 37 mA. A partir de cette valeur de courant de drain et de la tension de déchet de 7 V, nous en avons déduit une densité de puissance escomptée de 2.1 W/mm pour une impédance de charge réelle de 1240  $\Omega$  pour une polarisation drain-source de 30 V. Ces résultats théoriques (densité de puissance + impédance de charge) sont très proches des résultats expérimentaux, contrairement à ce que nous avons pu obtenir sur les transistors des structures I et II.

Les évolutions des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée à la charge sont présentées figure II.26.b. Le courant de drain reste constant tant que la puissance de sortie n'atteint pas 12 dBm. Cette puissance correspond à la valeur à laquelle apparaît l'expansion de gain. Au-delà, le courant de drain décroît progressivement mais de façon beaucoup moins marquée que pour les deux structures précédentes.

Le courant de grille moyen reste quasiment indépendant en fonction de la puissance de sortie jusqu'à  $P_S = 20$  dBm, puis augmente rapidement en valeur absolue pour atteindre un maximum de  $-24 \mu A$  à  $P_S = 22$  dBm. Au-delà de cette puissance, la pente de la caractéristique  $I_G(P_S)$  change de signe, ce qui implique une mise en direct imminente du courant de grille.

Les résultats de puissance obtenus sur ce transistor sont très proches des performances escomptées contrairement à ce que nous avons pu observer sur les transistors des deux autres structures. Malgré une faible densité de courant, les performances du transistors sont proches de celles obtenues sur les composants des échantillons I et II. En revanche, les mesures réalisées sur plusieurs transistors ont montré des résultats très inhomogènes. La majorité des densités de puissance mesurées était comprise entre 1 et 1.2 W/mm car les densités de courant de drain n'excédaient pas 250 mA/mm à  $V_{GSext} = 2 V$ .

#### II.2.4 Résultats de puissance obtenus sur les transistors de la structure IV

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de géométrie  $2 \times 25 \times 0.5 \mu m^2$ . Les lignes d'accès coplanaires sont identiques à celles des transistors des structures II et III. Par conséquent, la méthode de calibrage du banc en sortie et la recherche de l'impédance optimale pour une polarisation donnée sont identiques à celles utilisées pour les transistors des structures II et III. Les

tensions de claquage des transistors en classe A ont été obtenues pour  $V_{DSext} = 32V$ . Dès lors, pour ne pas risquer de détruire les transistors et la pointe hyperfréquence côté drain, les mesures de puissance ont été réalisées à  $V_{DSext} = 27 V$ .

Le maximum de puissance a été obtenu en légère classe AB au point de polarisation  $V_{DSext} = 27 V$ ,  $V_{GSext} = -2.9 V$  et pour une impédance de charge en sortie  $Z_{charge} (\Omega) = 1200+j200$ .

Les évolutions de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure II.27.a.

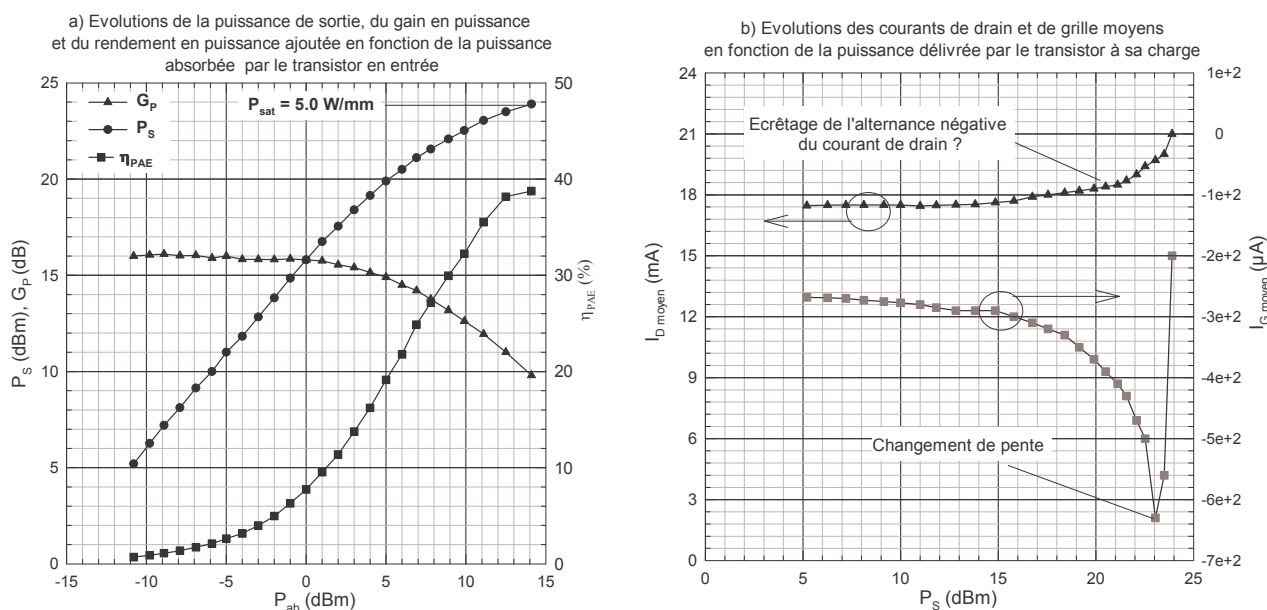


Figure II.27 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des courants de grille et de drain moyens en fonction de la puissance délivrée par le transistor à sa charge. Les mesures ont été réalisées à  $V_{DSext} = 27 V$  et  $V_{GSext} = -2.9 V$  avec  $Z_{charge} (\Omega) = 1200+j200$ . (Transistor  $2x25x0.5 \mu m^2$ , structure IV)

Le gain en puissance ( $G_p = 16$  dB) est linéaire pour une puissance absorbée comprise entre -11 et 0 dBm. Le niveau de compression à un dB est atteint pour  $P_{ab} = 5$  dBm ce qui correspond à une densité de puissance en sortie du transistor de 2 W/mm. La densité de puissance de sortie maximale atteint 5 W/mm pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de 10 dB et 39 % respectivement. Ces résultats sont les plus importants que nous ayons obtenus à ce jour (composants non passivés). Les résultats des simulations Schrödinger-Poisson que nous avons présentés au chapitre I concordent très bien avec les mesures par effet Hall qui donnaient une densité de porteurs de l'ordre de  $1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ . Ces résultats laissent déjà présager de bonnes performances.

Ce transistor présentait un courant de drain statique de 1200 mA/mm à  $V_{GSext} = 2 V$  et  $V_{DSext} = 5 V$ . La tension de déchet pour cette polarisation grille-source était de 5 V. A partir de ces

données et sachant que le transistor a été polarisé à  $V_{D\text{Sext}} = 27 \text{ V}$  lors des mesures de puissance, la densité de puissance de sortie escomptée était de  $6.6 \text{ W/mm}$  pour une impédance de charge réelle de  $Z_{\text{charge}} = 730 \Omega$ . Par conséquent, il y a un écart entre la puissance mesurée et celle escomptée ainsi que sur la valeur de l'impédance de charge. Ces écarts peuvent être liés à des effets thermiques et/ou des effets de pièges comme nous l'avons remarqué lors des mesures pulsées.

La figure II.27.b montre que le courant de drain moyen est constant en fonction de la puissance de sortie jusqu'à ce que  $P_S = 15 \text{ dBm}$ , c'est à dire le début de la compression. Au-delà de cette valeur le courant de drain augmente progressivement avec la puissance de sortie. Cet effet est certainement lié à un écrêtage de l'alternance négative du courant de drain car le composant se trouve polarisé en légère classe AB. Comme le composant s'auto-polarise, le point de repos « remonte dans la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  » en suivant l'ellipse de charge. Le courant de grille croît progressivement en valeur absolue au fur et à mesure que la puissance de sortie augmente et atteint un maximum de  $-630 \mu\text{A}$  pour  $P_S = 23 \text{ dBm}$ . A cette valeur de puissance, la pente de la caractéristique  $I_G(P_S)$  change de signe, ce qui implique un passage en direct imminent du courant de grille.

Les valeurs du courant de grille des transistors sont dix fois plus élevées que celles observées sur les transistors de même géométrie des autres structures. Nous avons observé une dégradation très rapide de ces composants au bout de quelques mesures de puissance. Cette dégradation, principalement imputée à la diode Schottky, réduisait considérablement les tensions de claquage des composants au fur et à mesure des études expérimentales. Dès lors, au bout de plusieurs mesures, le composant ne pouvait plus être polarisé à des tensions drain-source suffisamment élevées pour atteindre les performances en puissance que nous avons présentées. Il a été difficile de déterminer l'impédance de charge optimale car les transistors se dégradaient très rapidement.

Il semble que cette structure HEMT présente des caractéristiques technologiques adéquates (pourcentage d'aluminium de 36 %, barrière non dopée) pour réaliser des composants de forte puissance. Cependant il est regrettable que le contact Schottky se dégrade aussi rapidement et ne permette pas d'obtenir des tensions de claquage similaires à celles obtenues sur les transistors des autres structures car les densités de puissance auraient certainement pu dépasser l'état de l'art mondial de  $6.5 \text{ W/mm}$  à  $8 \text{ GHz}$  sur un substrat de saphir [4]. Plusieurs géométries de transistor présentant des résultats de puissance assez inhomogènes compris entre  $3$  et  $5 \text{ W/mm}$  ont été mesurées.

Les mesures de puissance réalisées sur les transistors de l'ensemble des structures ont montré qu'il y avait un écart important entre les puissances escomptées à partir des mesures statiques et celles mesurées. Nous avons vu que les transistors des structures I et II, présentaient une auto-polarisation anormale du courant de drain qui ne peut pas être due à un écrêtage de l'alternance positive du courant de drain. Afin d'identifier l'origine de cette auto-polarisation et des écarts entre les puissances escomptées et celles mesurées, nous avons développé un système de mesure permettant de reconstituer l'enveloppe du courant de drain maximum en régime grand signal hyperfréquence. Nous présentons le banc de mesure ainsi que les résultats qu'il nous a permis d'obtenir dans la troisième partie de ce chapitre.

### **III Système de mesure permettant de reconstituer l'enveloppe du courant de drain en régime grand signal hyperfréquence**

Dans cette partie, seront présentés le système de mesure mis en œuvre, les méthodes d'étalonnage ainsi que les résultats obtenus sur les transistors des structures I, II et III. Les mesures n'ont pu être réalisées sur les transistors de la structure IV car, comme nous l'avons évoqué, ces transistors se dégradent trop rapidement en cours de mesure. Il n'était donc pas possible d'établir des conclusions fiables quant aux phénomènes rencontrés.

#### **III.1 Présentations du banc de mesure, de la méthode de calibrage et de la méthode de mesure.**

##### **III.1.1 Présentation du banc de mesure**

Le but de ce système est de reconstituer l'enveloppe du courant de drain en régime hyperfréquence grand signal lorsque le transistor est chargé par différentes impédances de charge et ce pour différents points de polarisation. Le synoptique du système de mesure est présenté figure III.1. Il est identique au banc de mesure monotone à l'exception près qu'un oscilloscope Agilent DCA 86100B infinium large bande (50 GHz de bande passante, fonctionnement multi-coups) est placé en sortie de la chaîne de mesure.

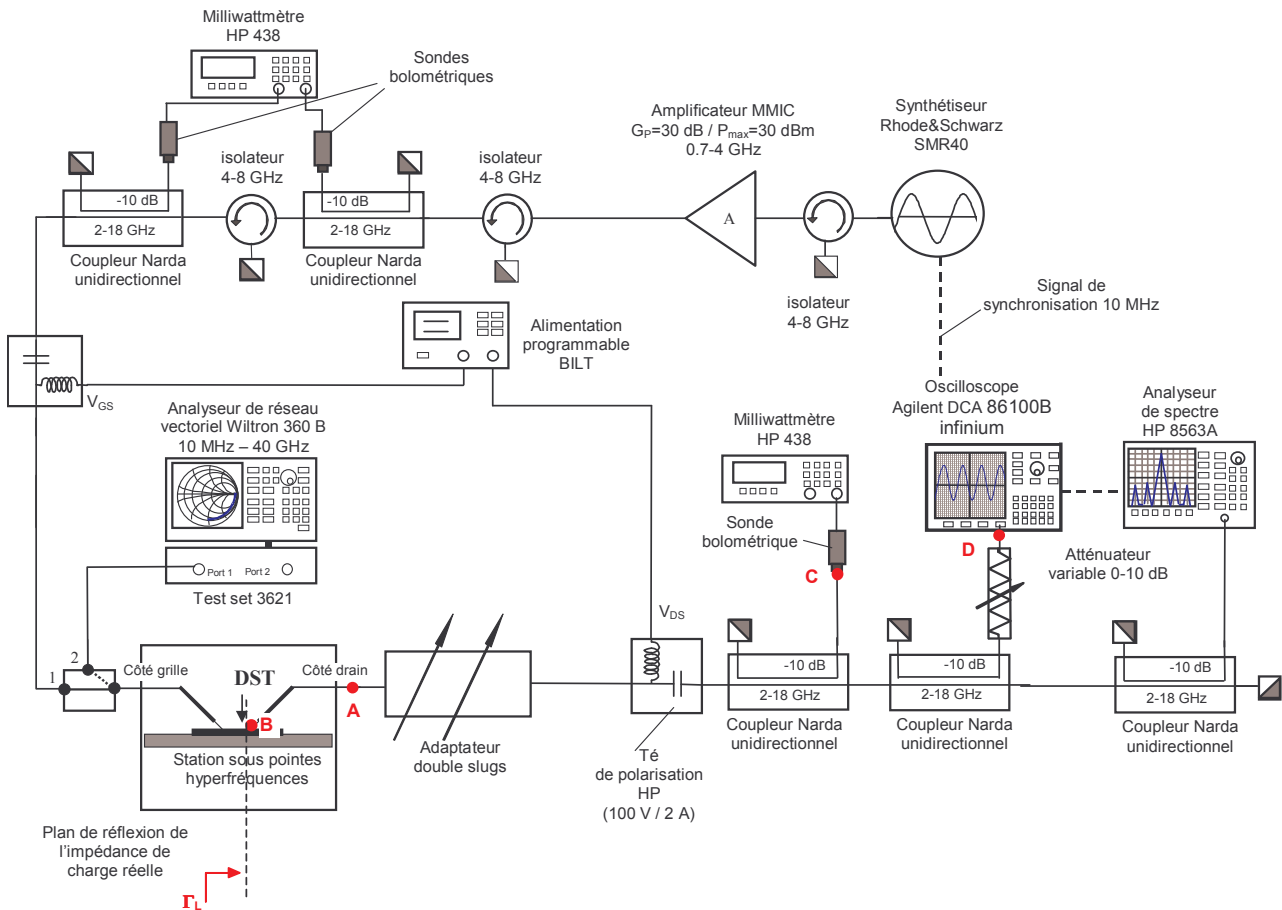


Figure III.1 : Synoptique du banc de reconstitution d'enveloppe du courant de drain à 4GHz en régime grand signal

Ce banc a été développé afin de caractériser des transistors de géométries différentes. L'oscilloscope large bande étant limité à une puissance en entrée de +16 dBm (tension d'amplitude crête de  $\pm 2V$  sous  $50 \Omega$ ), un atténuateur variable manuel a été placé entre le coupleur 10 dB et l'entrée de l'oscilloscope afin de protéger ce dernier lorsque les composants sous test délivraient des puissances importantes. L'analyseur de spectre permet de vérifier la stabilité du composant mais surtout de définir un niveau de saturation du signal de sortie similaire pour tous les points de polarisation utilisés pour reconstituer le réseau  $i_d(v_{ds})$ . Le milliwattmètre de sortie permet, à titre indicatif, de mesurer la puissance délivrée par le transistor à sa charge.

### III.1.2 Calibrage du banc de mesure

Le but de ce système est de permettre la détermination de la tension drain-source dans le plan de sortie du composant à l'aide de l'oscilloscope large bande lorsque le transistor est chargé par une impédance purement réelle. Dès lors, il est nécessaire de déterminer le facteur correctif à appliquer à la valeur de tension lue à l'oscilloscope afin de ramener cette dernière du plan de mesure (point D) au plan de sortie du transistor (point B).



Toute la chaîne d'entrée du banc de mesure est calibrée par la méthode vectorielle décrite lors des mesures en régime monotone. La méthode de réalisation des impédances de charge dans le plan de sortie du composant et la méthode de détermination du facteur correctif à appliquer à la puissance lue en sortie sont identiques à celles exposées lors de l'étude monotone.

Le calibrage de l'oscilloscope consiste à déterminer, les pertes subies par le signal de tension drain-source entre le point B et le point D (cf. figure III.1) pour une impédance de charge donnée. Cette impédance de charge présente essentiellement une partie réelle afin de simplifier d'une part l'interprétation des résultats et d'autre part le calibrage. Une ligne sans perte du kit de calibrage standard est placée entre les deux pointes hyperfréquences et le commutateur d'entrée orienté en position 1. Un signal sinusoïdal à 4 GHz issu du synthétiseur est injecté dans le plan de la pointe de sortie. Une partie de l'onde arrivant dans le plan de la pointe de sortie (plan de l'impédance de charge réelle) est absorbée par la charge et une autre partie est réfléchiée. D'après le calibrage en entrée, nous pouvons connaître précisément par une méthode scalaire la puissance absorbée par la charge.

Cette puissance absorbée par l'impédance réelle s'écrit

$$P_{abs_{charge}} (W) = \frac{U_{Max_{charge}}^2}{2R_{charge}} \quad (III.1)$$

où  $U_{Max_{charge}}$  est la valeur maximum de la tension dans le plan de la pointe de sortie aux bornes de la charge  $R_{charge}$ .

La tension maximum aux bornes de la charge s'écrit

$$U_{Max_{charge}} (dBV) = 20 \log \sqrt{(2P_{abs_{charge}} R_{charge})} \quad (III.2)$$

La tension visualisée à l'oscilloscope est donnée par les équations suivantes

$$U_{Oscilloscope} (V) = U_{Max_{Oscilloscope}} \sin(\omega t) \quad (III.3)$$

$$U_{Max_{Oscilloscope}} (dBV) = 20 \log (U_{Max_{Oscilloscope}} (V)) \quad (III.4)$$

L'atténuation subit par le signal de tension entre les points B et D est donnée par

$$Offset_{osc} (dB) = U_{Max_{charge}} (dBV) - U_{Max_{Oscilloscope}} (dBV) \quad (III.5)$$

Désormais, en appliquant le facteur correctif  $Offset_{osc}$  à la tension lue à l'oscilloscope, nous sommes en mesure de connaître la tension drain-source alternative maximum dans le plan de sortie du composant pour une impédance de charge donnée. Bien entendu, le même raisonnement peut être effectué pour le minimum de tension drain-source.



### III.1.3 Méthode de mesure

La méthode consiste à réaliser une impédance de charge réelle dans le plan de sortie du transistor. Ce dernier est polarisé en classe A à  $I_{Dmax}/2$  afin d'éviter au maximum les problèmes d'auto-polarisation liés à l'écrêtage de l'alternance positive ou négative du courant de drain. Le transistor est ensuite polarisé par la tension drain source maximum utilisée lors des mesures de puissance. Un signal sinusoïdal de fréquence 4 GHz est injecté à l'entrée du composant de manière à ce que le niveau de compression du signal de sortie par rapport au signal absorbé en entrée soit environ de 1 dB. Le but est d'atteindre un début de régime de saturation du composant sans que l'amplitude des harmoniques liés à la saturation soit trop importante car cette méthode est basée sur le fait que le signal est quasiment sinusoïdal. Dans le cas contraire, l'erreur de mesure sera d'autant plus grande que la déformation du signal sera importante.

Le signal de tension amplifié par le transistor est alors visualisé à l'oscilloscope. En appliquant le facteur correctif, issu du calibrage, aux tensions maximum et minimum lues à l'oscilloscope, nous connaissons la valeur maximum et minimum de la tension drain source dans le plan de sortie du transistor. Sachant que cette tension se trouve aux bornes de l'impédance de charge réelle, les courants de drain maximum et minimum dans le plan de sortie du composant sont déterminés par simple division. Il est important, pour limiter les erreurs, de respecter le déphasage de 180 degré entre la tension drain-source et le courant de drain, car les alternances positive et négative sont souvent dissymétriques. Dès lors, un maximum de tension correspond à un minimum de courant et vice-versa (*cf.* figure III.2). Pour un point de polarisation donné, deux couples courant-tension sont obtenus.

La polarisation drain-source est réduite d'un pas de tension alors que la polarisation grille-source et l'impédance de charge restent constantes. La puissance du signal injectée à l'entrée est alors ajustée pour ce nouveau point de polarisation de manière à ce que le niveau de compression en sortie soit toujours de un dB. On obtient à nouveau deux autres couples courant-tension pour ce point de polarisation. Ces mesures sont réalisées pour tous les points de polarisation drain-source permettant ainsi de reconstituer l'enveloppe du courant de drain maximum et minimum (*cf.* figure III.2).

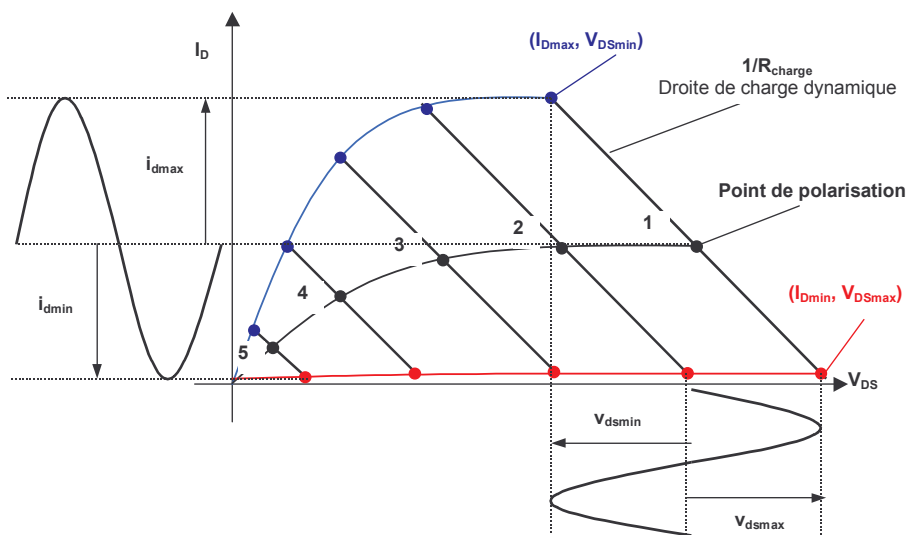


Figure III.2 : Schéma explicatif de la reconstitution en hyperfréquence de l'enveloppe des courants de drain maximum et minimum à partir d'une impédance réelle  $R_{charge}$  et de cinq tensions drain-source ( $V_{GS}$  et  $R_{charge} = \text{constante}$ ).

### III.1.4 Les résultats expérimentaux obtenus

Les mesures ont été réalisées sur les transistors des structures I, II et III pour différentes impédances de charge à 4 GHz.

#### III.1.4.1 Résultats obtenus sur les transistors de la structure I.

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de géométrie  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  pour deux impédances de charge réelles ( $R_{charge} = 48 \Omega$  et  $R_{charge} = 484 \Omega$ ) à  $V_{GSext} = -3\text{V}$ . Afin de limiter les effets des centres profonds dans la barrière et d'ioniser les pièges dans la couche tampon de GaN, nous avons réalisé les mesures sous l'éclairement d'une lumière de blanche associée à un filtre UV.

Les enveloppes du courant de drain maximum obtenues pour les deux impédances de charge sont présentées figure III.3 et sont comparées à la caractéristique statique  $I_D(V_{DS})$  mesurée en régime continu.

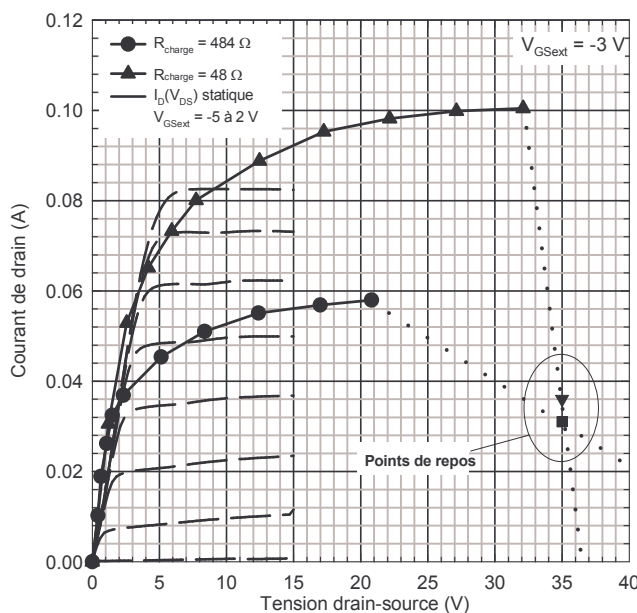


Figure III.3 : Comparaison des deux enveloppes du courant de drain maximum, obtenues pour les deux impédances de charges, à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  statique mesurée en régime continu. Les mesures en régime grand signal ont été effectuées à 4 GHz pour  $V_{GSext} = -3 \text{ V}$

On note de manière générale que le courant de drain maximum est beaucoup plus faible lorsque le transistor est chargé par une impédance de 484  $\Omega$ . Pour cette charge, le courant moyen est légèrement inférieur à celui mesuré avec la charge de 48  $\Omega$ , alors que le niveau de compression est de un dB dans les deux cas.

Le courant de drain maximum et la densité de puissance obtenus pour une impédance de charge de 48  $\Omega$  et pour le point de repos ( $V_{DSext} = 35 \text{ V}$ ,  $V_{GSext} = -3 \text{ V}$ ) atteint 100 mA et 1 W/mm respectivement. La valeur du courant de drain maximum dépasse largement le courant de drain statique à  $V_{GSext} = 2 \text{ V}$  et  $V_{DSext} = 5 \text{ V}$ . Nous n'avons pas pu mesurer la caractéristique statique au-delà de  $V_{GSext} = 2 \text{ V}$ , car à faible  $V_{DSext}$  le courant de grille en direct devenait trop important. En revanche, nous avons polarisé le drain du transistor à  $V_{DSext} = 10 \text{ V}$  et nous avons polarisé la grille en direct jusqu'à  $V_{GSext} = 6 \text{ V}$ . Dans cette configuration, la polarisation drain-source contrebalançait la polarisation grille-source et le courant de grille en direct était faible. A cette polarisation, le courant de drain statique maximum du transistor atteignait 110 mA. Par conséquent, le courant de drain maximum issu des mesures en régime grand signal pour une impédance de charge de 48  $\Omega$  correspond au courant de drain statique lorsque le canal du transistor est totalement ouvert. On en conclut que pour cette impédance de charge, tout le potentiel du transistor en terme de courant maximum est totalement exploité.

Le courant de drain maximum et la densité de puissance obtenus pour une impédance de charge de 484  $\Omega$  et pour le point de repos ( $V_{DSext} = 35 \text{ V}$ ,  $V_{GSext} = -3 \text{ V}$ ) atteint 58 mA et 2 W/mm

respectivement. La valeur du courant de drain maximum est largement inférieure au courant de drain statique à  $V_{GS_{ext}} = 2 \text{ V}$  et  $V_{DS_{ext}} = 5 \text{ V}$ . En extrapolant, la droite de charge jusqu'à la zone ohmique de la caractéristique statique, le courant de drain maximum aurait dû être supérieur à 85 mA et la densité de puissance supérieure à 6.4 W/mm. On en conclut que lorsque l'impédance de charge réelle augmente le courant de drain maximum s'écroule. Plusieurs hypothèses sont avancées afin d'expliquer ce comportement lié certainement à des effets de pièges.

- Hypothèse de S.C. Binari [8]

Etant donné que les mesures ont été réalisées sous lumière blanche, il s'ensuit un effet d'ionisation des pièges dans la couche tampon de GaN réduisant, ainsi, leur probabilité d'action. Dans ces conditions, cette hypothèse ne peut être retenue pour expliquer ce comportement.

- Hypothèse de la grille virtuelle [9], [10]

La différence fondamentale entre les deux mesures (différentes impédances de charge) réalisées en régime grand signal est l'amplitude maximale de la tension instantanée grille-drain. Effectivement, comme le montre la figure III.4, plus l'impédance de charge est grande, plus l'amplitude de la tension instantanée drain-source est importante et par conséquent, plus l'amplitude maximale de la tension instantanée grille-drain est importante. Toutefois, pour les deux impédances choisies, l'amplitude maximum du courant de drain devrait être identique. Il semble donc que la baisse du courant de drain enregistrée lorsque le transistor est chargé par une impédance charge importante soit imputable aux variations plus importantes de la tension instantanée grille-drain.

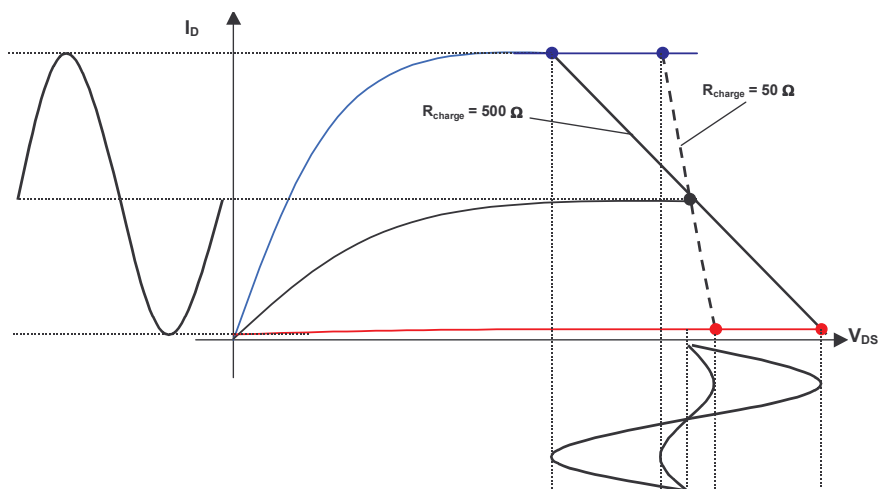


Figure III.4 : Représentation de l'excursion du courant de drain pour un point de polarisation donné et deux impédances de charge (50 et 500  $\Omega$ ).

Dès lors, nous nous sommes orientés vers un effet de surface entre la grille et le drain qui peut être modélisée par une capacité  $C_{surface}$  aux bornes de laquelle se retrouvent les variations de la tension grille-drain. En supposant la capacité constante et linéaire, le courant de surface à travers cette capacité s'écrit

$$i_{surface}(t) = C_{surface} \frac{dv_{gd}(t)}{dt} = \frac{dQ_{surface}(t)}{dt} \quad (III.5)$$

où  $Q_{surface}(t)$  représente la quantité d'électrons en surface à un instant  $t$  donné.

$$Q_{surface} = \int_r C_{surface} dv_{gd} \quad (III.6)$$

La relation III.6 montre que plus les variations de la tension grille-drain sont importantes, plus la quantité d'électrons en surface est grande.

Dès lors, dans l'hypothèse d'une grille virtuelle en surface (R. Vetry [9]), les électrons du métal de grille injectés en surface dans l'espace grille-drain auront tendance à se recombiner avec les ions donneurs situés en surface. Ainsi les états de surface devenus neutres ne compensent plus les charges piézoélectriques négatives, qui exercent désormais une action de désertion sur le canal. Plus la quantité d'électron en surface sera importante, plus le nombre d'états de surface neutres sera grand entraînant une compensation des charges piézoélectriques négatives d'autant moins importante. Ces dernières plus nombreuses exerceront une action de désertion sur le canal.

En résumé, plus l'impédance de charge est grande, plus la quantité d'électrons en surface à un instant donné sera importante et plus l'action de désertion des charges piézoélectriques négatives sur le canal sera forte. Cette hypothèse semble expliquer correctement la baisse du courant maximum que nous avons constaté pour l'impédance de charge égale à 484  $\Omega$ .

- Hypothèse de la présence de centres profonds dans la barrière (chapitre III)

La présence de centres profonds dans la barrière avec des constantes de temps de capture des électrons très longs a été évoquée. Lors d'une brusque variation de tension appliquée sur la grille en direct pour ouvrir le canal, le niveau de Fermi ne peut remonter suffisamment car les temps de capture de ces pièges étant trop longs, ces derniers restent ionisés et empêchent le niveau de Fermi de remonter comme il le devrait. Les pièges exercent alors un effet de désertion sur le canal qui entraîne un déficit d'électron. Cependant, nous avons émis l'hypothèse que l'apport de lumière diminuait le temps de capture des électrons par les pièges, c'est à dire qu'elle jouait le rôle de catalyseur. Il est probable que la lumière n'apporte pas assez d'énergie aux électrons pour réduire

suffisamment le temps de capture. A 4 GHz, la période du signal n'est que de 0.25 ns ce qui est très court devant le temps nécessaire à un processus de recombinaison. Cependant le signal sinusoïdal appliqué sur la grille implique un « déplacement » du niveau de Fermi très rapide qui devrait être ralenti par le changement d'états des pièges. Dès lors, le courant de drain maximum obtenu sous  $48 \Omega$ , même si la variation de la tension instantanée grille-drain n'est pas importante, devrait être également affecté par ce « ralentissement » car le déplacement du niveau de Fermi est imposé par le signal appliqué sur la grille. Or ce dernier ne semble pas du tout affecté car il montre une amplitude très élevée qui correspond à la valeur du courant statique à  $V_{GSext} = 6 \text{ V}$ . Par conséquent l'hypothèse des centres profonds dans la barrière ne semble pas adéquate pour expliquer la baisse de courant quand l'impédance de charge augmente.

### III.1.4.2 Résultats obtenus sur les transistors de la structure II

Les mesures ont été réalisées sur des transistors de géométrie  $2 \times 50 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  pour trois impédances de charge réelles ( $R_{charge} = 50, 300$  et  $540 \Omega$ ) à  $V_{GSext} = -1 \text{ V}$ . Afin de limiter les effets des centres profonds dans la barrière et d'ioniser les pièges dans la couche tampon de GaN, nous avons réalisé les mesures sous l'éclairage d'une lumière de blanche associée à un filtre UV.

Les enveloppes du courant de drain maximum obtenues pour ces trois impédances de charge sont présentées figure III.5 et sont comparées à la caractéristique statique  $I_D(V_{DS})$  mesurée en régime continu.

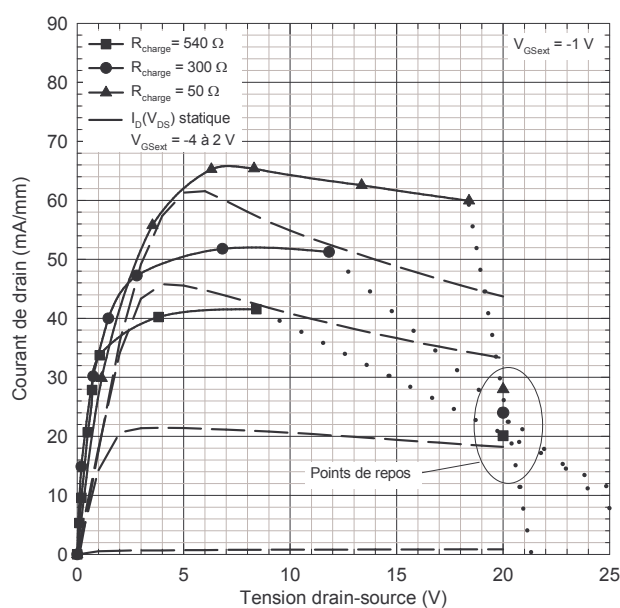


Figure III.5 : Comparaison des trois enveloppes du courant de drain maximum, obtenues pour les trois impédances de charges, à la caractéristique  $I_D(V_{DS})$  statique mesurée en régime continu. Les mesures en régime grand signal ont été effectuées à 4 GHz pour  $V_{GSext} = -1 \text{ V}$

Comme pour les transistors de la structure précédente, le courant de drain maximum ainsi que le courant moyen chutent lorsque l'impédance de charge augmente alors que les mesures ont été réalisées pour les trois impédances de charge pour un niveau de compression identique de 1 dB.

Le courant de drain maximum atteint 60 mA pour une puissance de sortie de 250 mW/mm lorsque le transistor est chargé par une impédance de 50  $\Omega$  et pour le point de repos  $V_{DSext} = 20$  V,  $V_{GSext} = -1$  V. Le courant maximum sous 50  $\Omega$  est supérieur à celui issu des mesures statiques à  $V_{GSext} = 2$  V. Afin de déterminer le courant de drain maximum en régime statique sans détruire le composant, le drain a été polarisé à  $V_{DSext} = 10$  V avant que la grille ne soit polarisée en direct à  $V_{GSext} = 4$  V. La densité de courant de drain obtenue est de 72 mA. Dès lors, le courant de drain maximum pour  $R_{charge} = 50$   $\Omega$  est légèrement inférieur au courant de drain statique à  $V_{GSext} = 4$  V. La caractéristique  $i_d(v_{dsext})$  obtenue pour  $R_{charge} = 50$   $\Omega$  présente une légère conductance négative liée aux effets thermiques générés par le point de repos. En revanche cette conductance négative est moins importante que celle visible sur la caractéristique statique à  $V_{GSext} = 2$  V car la puissance que doit dissiper le transistor en fonctionnement hyperfréquence et pour ce point de repos est moins importante. De plus, certains effets de pièges peuvent être transparents aux variations rapides des tensions.

Le courant de drain maximum et la densité de puissance obtenus pour une impédance de charge de 300  $\Omega$  et pour le point de repos ( $V_{DSext} = 20$  V,  $V_{GSext} = -1$  V) atteint 51.5 mA et 1.2 W/mm respectivement. La valeur du courant de drain maximum est largement inférieure au courant de drain statique à  $V_{GSext} = 2$  V et  $V_{DSext} = 5$  V. En extrapolant, la droite de charge jusqu'à la zone ohmique de la caractéristique statique, la densité de courant de drain maximum aurait dû être supérieure à 70 mA et la densité de puissance supérieure à 2.8 W/mm. On en conclut, comme pour les transistors de la structure I, que le courant de drain maximum s'écroule lorsque l'impédance de charge réelle augmente.

L'impédance de charge a été encore augmentée de manière à confirmer ces observations. Le courant de drain maximum atteint 41 mA pour une puissance de sortie de 1.5 W/mm lorsque le transistor est chargé par une impédance de 540  $\Omega$  et pour le point de repos  $V_{DSext} = 20$  V,  $V_{GSext} = -1$  V. Lorsqu'on extrapole la droite de charge jusqu'à la zone ohmique, on voit très bien que le transistor serait « sur-adapté » s'il ne présentait pas d'effets de pièges. Pour cette dernière impédance de charge, il devrait fournir un courant de drain maximum de 50 mA et une puissance de 1.9 W/mm. Malgré cela, la densité de puissance de sortie a légèrement augmenté par rapport à la

mesure sous  $300 \Omega$  mais le courant de drain a encore diminué ce qui confirme les observations précédentes.

En résumé, les mêmes phénomènes que ceux observés sur les transistors de la structure I ont été obtenus. Cette baisse de courant de drain lorsque l'impédance de charge augmente, pourrait être liée, comme nous l'avons évoqué, à une grille virtuelle en surface. Plus l'impédance de charge est grande, plus la densité d'électrons accumulés en surface dans l'espace grille-drain est importante et plus l'action de désertion exercée sur le canal par les charges piézoélectriques est forte. Lors des mesures en régime statique (*cf.* chapitre III), nous avons vu que les transistors de cette structure étaient sensibles à la lumière, au sens et au temps de polarisation ce qui n'était pas le cas des transistors de la structure I. Par conséquent, les effets de pièges observés en régime grand signal hyperfréquence ne semblent pas être les mêmes que ceux dont les effets ont été observés en régime statique car, dans le cas contraire, les transistors de la structure I auraient présentés, eux aussi, une sensibilité à la lumière, au sens et au temps de polarisation.

### III.1.4.3 Résultats obtenus sur les transistors de la structure III

Les mesures ont été réalisées à l'éclairement sur des transistors de géométrie  $2 \times 75 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  pour deux impédances de charge réelles ( $R_{\text{charge}} = 50 \Omega$  et  $R_{\text{charge}} = 870 \Omega$ ) à  $V_{\text{GSext}} = 0 \text{ V}$ .

Les enveloppes du courant de drain maximum obtenues pour les deux impédances de charge sont présentées figure III.6 et sont comparées à la caractéristique statique  $I_D(V_{\text{DS}})$  mesurée en régime continu.

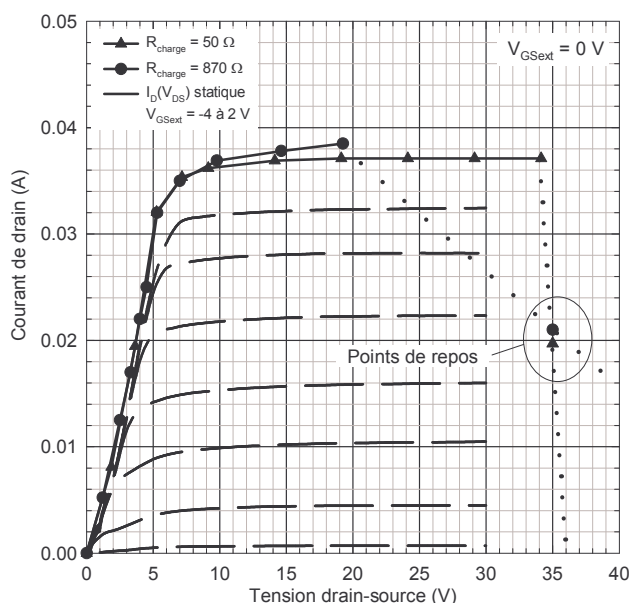


Figure III.6 : Comparaison des deux enveloppes du courant de drain maximum, obtenues pour les deux impédances de charges, à la caractéristique  $I_D(V_{\text{DS}})$  statique mesurée en régime continu. Les mesures en régime grand signal ont été effectuées à 4 GHz pour  $V_{\text{GSext}} = 0 \text{ V}$



Contrairement aux transistors des deux autres structures, le courant de drain maximum ne dépend quasiment pas de l'impédance de charge.

Pour le point de repos  $V_{D_{Sext}} = 35$  V et  $V_{G_{Sext}} = 0$  V, le courant de drain maximum pour les impédances de charge 50 et 870  $\Omega$  atteint 37 et 38.5 mA respectivement. Ces courants sont supérieurs au courant de drain statique mesuré à  $V_{G_{Sext}} = 2$  V dans la région de saturation. Afin de déterminer le courant de drain statique maximum, le drain a été polarisé à  $V_{D_{Sext}} = 10$  V avant que la grille soit polarisée en direct. A  $V_{G_{Sext}} = 4$  V, la densité de courant de drain obtenue avoisinait 40 mA. Cette valeur est en parfait accord avec celles enregistrées en régime grand signal. Lors des mesures de puissance, nous avons remarqué que les puissances escomptées et celles mesurées étaient très proches sur les transistors de cette structure ce qui impliquait peu d'effets de pièges. Cette supposition a été confirmée par l'étude du courant de drain maximum en régime grand signal qui n'a pas montré d'influence de l'impédance de charge.

#### III.1.4.4 Résumé

En conclusion, l'écart entre les performances en puissance escomptées à partir de la caractéristique statique et les performances en puissance mesurées est dû à un écroulement du courant de drain lorsque l'impédance de charge est grande. Les mesures en régime grand signal ayant été effectuées sous éclairage, l'hypothèse de Binari ne convient pas pour expliquer la chute du courant de drain quand l'impédance de charge augmente. L'hypothèse des centres profonds dans la barrière est également inadéquate car pour des impédances proches de 50  $\Omega$ , le courant de drain maximum devrait être affecté mais ce n'est pas le cas.

En revanche, cet effet pourrait être lié à une accumulation d'électrons en surface dans l'espace grille-drain. La quantité d'électrons accumulée serait alors proportionnelle à l'amplitude maximum de la tension grille-drain et donc à l'impédance de charge. Les électrons accumulés en surface se recombinant avec les ions donneurs, empêcheraient les charges piézoélectriques négatives d'être compensées. Ces dernières provoqueraient la désertion du canal.

Une étape de passivation précédée d'un traitement de surface adéquat permettrait de vérifier si la baisse du courant de drain en régime grand signal pour des fortes impédances est liée principalement aux états de surface. Aujourd'hui des études de passivation sont en cours au laboratoire. L'analyse des résultats de mesure permettra de mieux localiser ces pièges.

Enfin, lorsque les performances en puissance escomptées et mesurées sont très proches, on ne constate pas d'influence de la charge sur le courant de drain maximum mesuré en régime grand signal confirmant la validité du système de mesure.

## IV Les mesures grand signal en mode biporteuse

De nos jours, les systèmes de communication nécessitent des amplificateurs de très grande linéarité (aptitude à amplifier plusieurs signaux sans les inter moduler) aux fréquences microondes. Nous avons pu voir lors de l'étude de la transconductance en régime continu, que les transistors HEMT GaN présentaient des atouts pour avoir un comportement en terme de linéarité supérieur à celui des composants usuels à base d'arséniure de gallium. Afin de vérifier ces observations, nous avons procédé à une étude qualitative des transistors GaN en régime grand signal en mode biporteuse. Les mesures ont été réalisées sur les transistors de la structure IV en condition d'adaptation en sortie optimale pour la puissance et pour une polarisation en légère classe AB. Nous présentons tout d'abord le système de mesure que nous avons développé à partir des travaux réalisés par M. Frédéric Bué dans la bande de fréquence 26.5 - 40 GHz [11]. Dans un deuxième temps, les résultats expérimentaux sont comparés à l'état de l'art obtenu sur HEMT GaAs.

### IV.1 Le banc de mesure bi-porteuse 2-18 GHz

#### IV.1.1 Présentation générale du banc d'intermodulation

Une étude d'intermodulation biton consiste à injecter deux signaux de mêmes amplitudes mais de fréquences légèrement différentes (l'un à la fréquence  $f_1$  de 4 GHz et l'autre à la fréquence  $f_2$  de 4.001 GHz) à l'entrée du transistor adapté à sa sortie par l'impédance optimale de puissance. Le résultat de l'amplification de ces deux signaux est ensuite visualisé en sortie par l'intermédiaire d'un analyseur de spectre. Au fur et à mesure que la puissance des deux signaux à l'entrée du composant augmente, des raies d'intermodulation aux fréquences  $3f_1-2f_2, 2f_1-f_2, 2f_2-f_1, 3f_2-f_1...$  apparaissent. Le rapport entre l'amplitude de la raie d'ordre 3 ( $2f_1-f_2$  ou  $2f_2-f_1$ ) avec l'amplitude de la fondamentale ( $f_1$  ou  $f_2$ ) détermine le taux d'intermodulation d'ordre 3 (IMR3). Le système de mesure biton 2-18 GHz est présenté figure IV.1.

La chaîne de sortie du système de mesure d'intermodulation bi-porteuse est identique à celle du banc de mesure monoton que nous avons présenté en début de ce chapitre.

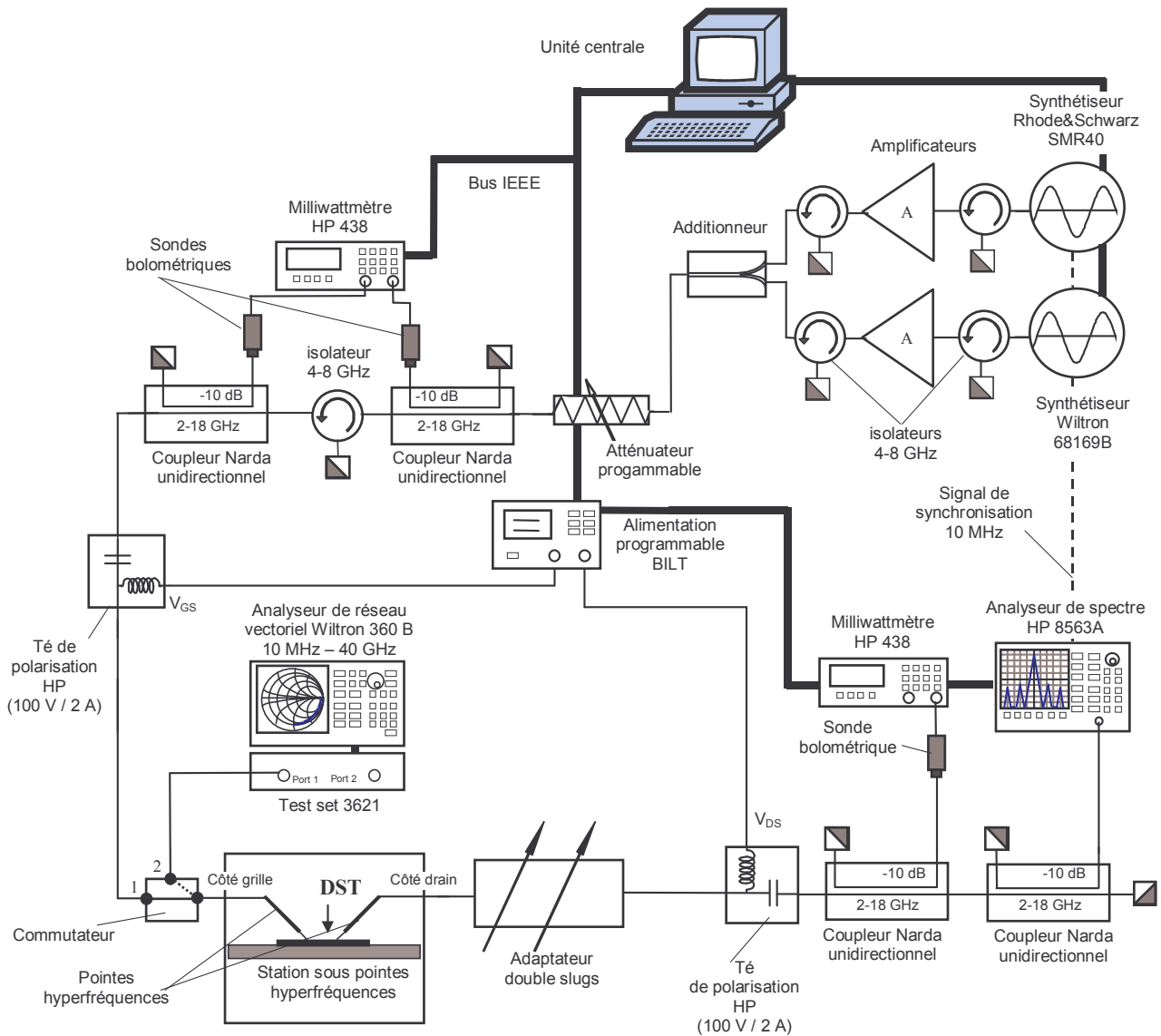


Figure IV.1 : Synoptique du banc de mesure d'intermodulation bi-porteuse 2-18 GHz

Par contre, la chaîne d'entrée présente un synthétiseur supplémentaire suivi d'un amplificateur. Effectivement, il est évident que chaque synthétiseur doit posséder sa propre source d'amplification afin que soit injecté à l'entrée du transistor sous test uniquement deux raies de même amplitude décalées en fréquence de quelques MHz. Si une seule source d'amplification était utilisée pour les deux synthétiseurs, l'amplificateur générerait, lui aussi, à sa sortie des raies d'intermodulation que l'on retrouverait à l'entrée du transistor à caractériser. La sortie de chaque amplificateur est suivie d'un isolateur afin de les isoler au maximum l'un par rapport à l'autre. Les deux signaux amplifiés sont ensuite injectés sur la chaîne d'entrée par l'intermédiaire d'un additionneur. Un atténuateur programmable est placé en série avec l'additionneur afin de faire varier simultanément et identiquement l'amplitude des deux raies fondamentales. Les milliwattmètres, l'atténuateur programmable, les deux synthétiseurs, l'analyseur de spectre et l'alimentation continue sont pilotés par une unité centrale via un bus IEEE (programme

informatique développé par D. Ducatteau). L'acquisition de toutes les données utiles (les courants, les tensions, les puissances et le spectre d'intermodulation) est réalisée de façon automatique, seule la recherche de l'impédance de charge optimale est réalisée manuellement.

## **IV.1.2 Etalonnage du banc en entrée et en sortie**

### **IV.1.2.1 Etalonnage de la chaîne d'entrée**

Le calibrage de la chaîne de mesure en entrée consiste, dans un premier temps, à ajuster l'amplitude des deux signaux amplifiés et émis par les synthétiseurs [11]. Les amplitudes doivent être identiques dans le plan d'entrée du composant à caractériser. Pour effectuer l'ajustement, la chaîne d'entrée du banc de mesure est déconnectée de la pointe d'entrée. Une tête bolométrique est alors placée en bout de la chaîne d'entrée. Un des deux synthétiseurs émet un signal sinusoïdal de fréquence 4 GHz pendant que l'autre n'émet pas. La puissance du signal de fréquence 4 GHz arrivant au bout de la chaîne est mesurée au milliwattmètre numérique. Ensuite la même étape est réalisée pour le deuxième synthétiseur à la fréquence 4.001 GHz. Si la puissance du signal de fréquence 4.001 GHz est différente de celle du signal de fréquence 4 GHz, le niveau de puissance émis par le synthétiseur est modifié jusqu'à ce que les puissances des deux signaux soient identiques. Désormais l'amplitude des deux raies est identique dans le plan d'entrée du composant.

Les méthodes de détermination des facteurs correctifs à appliquer aux mesures des puissances lues sur les milliwattmètres numériques en entrée sont identiques à celles utilisées pour étalonner le banc de mesure monoton. Les facteurs correctifs sont déterminés de façon vectorielle par la méthode trois étalons avec l'analyseur de réseaux.

### **IV.1.2.2 Etalonnage de la chaîne de sortie**

La méthode de détermination du facteur correctif à appliquer à la puissance lue sur le milliwattmètre numérique en sortie est identique à celle utilisée pour étalonner le banc de mesure monoton. Le facteur correctif est déterminé de façon scalaire.

### **Configuration de l'analyseur de spectre**

Avant d'étalonner l'analyseur de spectre il est nécessaire de régler tous les paramètres de ce dernier (la bande de fréquence observée ou « span », l'atténuation, la résolution ou « resolution bandwidth ») qui seront utilisés lors de la mesure. L'étalonnage de l'analyseur de spectre sera valable uniquement pour la configuration dans lequel il se trouvait lors du calibrage. Effectivement,

lorsque les paramètres de configuration de l'analyseur de spectre changent, ce dernier n'affiche plus les mêmes résultats de puissance alors que la puissance présente à son entrée n'a pas changée. Pour définir les paramètres de configuration, il est important de connaître l'ordre de grandeur de la puissance maximale qui sera mesurée. Si l'atténuation de l'analyseur de spectre n'est pas assez importante alors il faudra en cours de mesure changer la configuration et par conséquent le calibrage. De plus si l'atténuation n'est pas assez importante, l'analyseur de spectre génère, lui aussi, des raies d'intermodulation lorsque la puissance à son entrée est élevée. En revanche si l'atténuation est trop importante alors le plancher de bruit sera important et il ne sera pas possible de détecter les raies d'intermodulation assez tôt. Par conséquent, un compromis doit être choisi entre un plancher de bruit le plus bas possible et une intermodulation de l'analyseur de spectre la plus faible possible afin que l'on ne soit pas obligé de changer l'atténuation en cours de mesure. Le paramètre « resolution bandwidth » permet lui aussi de jouer sur le plancher de bruit et sur le niveau de séparation des raies. Le réglage de celui-ci dépend principalement de la distance entre les raies fondamentales ( $\Delta f$ ). Si le paramètre « resolution bandwidth » est très faible, alors le balayage de toute la bande de fréquence observée (span) sera très long mais la séparation des raies sera grande. Il faut donc établir à nouveau un compromis entre vitesse de balayage, plancher de bruit et niveau de séparation des raies.

#### **Étalonnage de l'analyseur de spectre**

L'étalonnage de l'analyseur de spectre consiste à déterminer le facteur correctif à appliquer à la puissance lue de chacune des raies (raies fondamentales et d'intermodulation). Nous avons utilisé le bolomètre de sortie dont la précision et la fiabilité des mesures de puissance sont largement supérieures. Pour cela, une ligne sans perte est placée entre les deux points hyperfréquences (la chaîne d'entrée étant connectée à nouveau à la pointe d'entrée) et un des deux synthétiseurs est utilisé pour émettre un signal sinusoïdal pour les fréquences à calibrer suivantes :  $f_1$ ,  $f_2$ ,  $3f_1-2f_2$ ,  $2f_1-f_2$ ,  $2f_2-f_1$ ,  $3f_2-f_1$ ..... La méthode consiste à comparer la puissance de la raie lue à l'analyseur de spectre avec celle lue au milliwattmètre de sortie. La différence entre les deux puissances permet de déduire le facteur correctif à appliquer à la puissance de la raie mesurée à l'analyseur de spectre. Cette méthode est effectuée pour l'ensemble des raies visualisées à l'analyseur de spectre. Après l'étalonnage, l'amplitude de toutes les raies est connue dans le plan de sortie du transistor pour une impédance de charge donnée.

## IV.2 Résultats d'intermodulation obtenus sur les transistors de la structure IV

Le but des mesures d'intermodulation que nous avons réalisées n'était pas d'établir un diagnostic complet du comportement en linéarité des composants GaN mais de confirmer l'intérêt de cette technologie pour des applications de puissance à haute linéarité.

Pour réaliser les mesures, des signaux de fréquences fondamentales  $f_1 = 4 \text{ GHz}$  et  $f_2 = 4.001 \text{ GHz}$  ont été fixés. Les mesures ont été effectuées sur des transistors  $2 \times 25 \times 0.5 \mu\text{m}^2$  pour un point de polarisation en classe AB légère  $V_{\text{GSext}} = -3 \text{ V}$  et  $V_{\text{DSext}} = 21 \text{ V}$ . A ce point de polarisation le maximum de puissance a été obtenu pour une impédance de charge en sortie  $Z_{\text{charge}}(\Omega) = 555 + j225$ . Les résultats obtenus sont présentés figure IV.2.

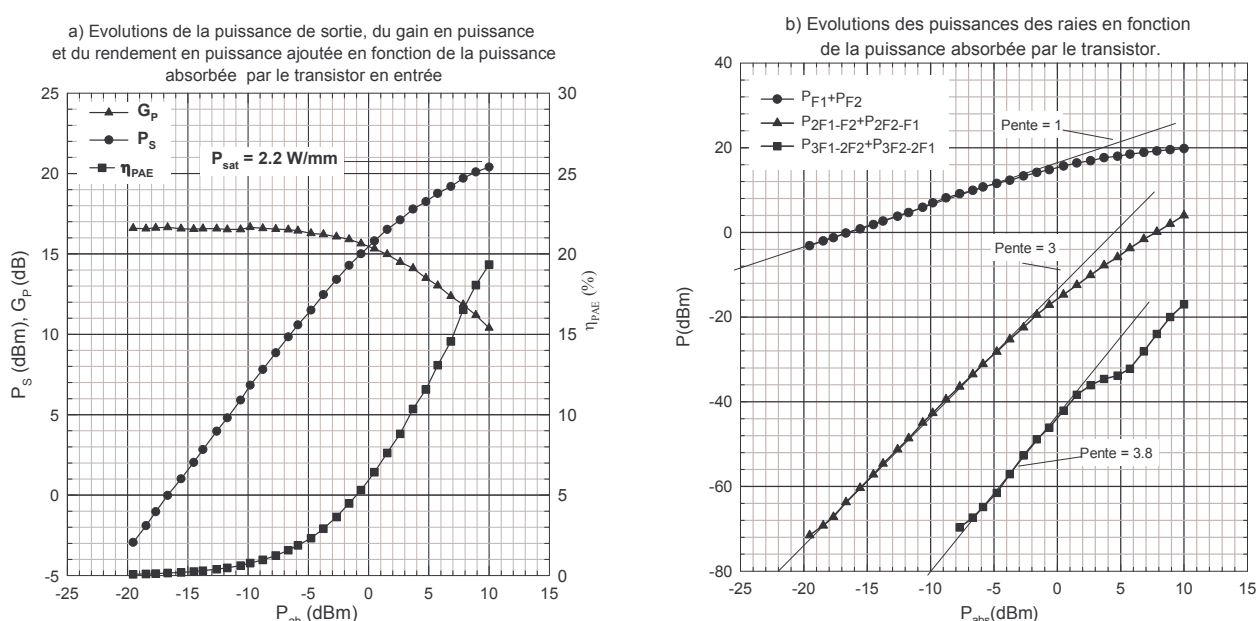


Figure IV.2 : a) Evolution de la puissance de sortie, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor, b) Evolution des puissances des raies en fonction de la puissance absorbée par le transistor. Les mesures ont été réalisées à  $V_{\text{DSext}} = 21 \text{ V}$  et  $V_{\text{GSext}} = -3 \text{ V}$  pour une impédance de charge optimale  $Z_{\text{charge}}(\Omega) = 555 + j225$

Les évolutions de la puissance de sortie totale, du rendement en puissance ajoutée et du gain en puissance en fonction de la puissance absorbée par le transistor sont présentées figure IV.2.a.

Le gain en puissance ( $G_p = 16.5 \text{ dB}$ ) est parfaitement linéaire jusqu'à ce que le transistor absorbe une puissance de  $-5 \text{ dBm}$ . Le niveau de compression à un dB est atteint pour  $P_{\text{ab}} = 1 \text{ dBm}$  ce qui correspond à une densité de puissance en sortie du transistor de  $0.8 \text{ W/mm}$ . La densité de puissance de sortie maximale atteint  $2.2 \text{ W/mm}$  pour un gain en puissance et un rendement en puissance ajoutée de  $10.5 \text{ dB}$  et  $19 \%$  respectivement.

Ce transistor présentait un courant de drain statique de  $1200 \text{ mA/mm}$  à  $V_{\text{GSext}} = 2 \text{ V}$  et  $V_{\text{DSext}} = 5 \text{ V}$ . La tension de déchet pour cette polarisation grille-source était de  $5 \text{ V}$ . A partir de ces

données et sachant que le transistor a été polarisé à  $V_{D\text{Sext}} = 21$  V lors des mesures de puissance, la densité de puissance de sortie escomptée était de 4.8 W/mm pour une impédance de charge réelle de  $Z_{\text{charge}} = 533 \Omega$ . Par conséquent, il y a un écart entre la puissance mesurée et celle escomptée alors que l'impédance de charge calculée est proche de celle présentée à la sortie du transistor. La densité de puissance escomptée a été calculée dans le cas où le signal est monochromatique mais pas pour un signal modulé. F. Bué a montré que le seuil de compression d'un signal de sortie modulé apparaît pour une puissance absorbée beaucoup plus faible comparativement à un signal d'excitation monoton [11]. Il a montré que la puissance du signal de sortie monoton présente un à deux dB de plus que la puissance du signal de sortie biton. Dans notre cas, les mesures de puissance monoton ont donné une densité de puissance en sortie de 3.5 W/mm soit 2 dB de plus. Ce résultat est en accord avec les études effectuées par F. Bué.

La figure IV.2.b montre l'évolution de la puissance des raies en fonction de la puissance absorbée par le transistor.

La somme des puissances des raies aux fréquences fondamentales montre une évolution en fonction de la puissance absorbée avec une pente unitaire.

La somme des puissances des raies d'intermodulation d'ordre trois montre une évolution en fonction de la puissance absorbée avec une pente égale à trois ce qui est conforme à la théorie. On note un changement de pente lorsque la puissance absorbée atteint  $-1.5$  dBm semblable à un effet de compression. Cet effet montre que l'intermodulation est générée principalement en amont de l'amplification.

La somme des puissances des raies d'intermodulation d'ordre cinq montre une évolution en fonction de la puissance absorbée avec une pente égale à 3.8 alors que la théorie implique une pente de cinq. De plus l'évolution n'est pas linéaire, on constate des changements de pente importants. Cet effet peut être dû à l'influence des raies d'intermodulation d'ordres supérieurs, des effets mémoires liés au circuit de polarisation ou alors à des effets de pièges.

Afin de mieux juger du comportement en linéarité des transistors GaN, nous avons comparé nos résultats à ceux de la littérature pour des transistors en technologie GaAs. Nous comparons les taux d'intermodulation d'ordre 3 de différents composants GaAs pour différentes densités de puissance en sortie à nos résultats (tableau IV.1). Le taux d'intermodulation d'ordre 3 (IMR3) est défini comme étant le rapport entre la somme des puissances de sortie des raies fondamentales ( $f_1+f_2$ ) sur la somme des amplitudes des raies d'ordre 3 ( $2f_1-f_2 + 2f_2-f_1$ ).



Le tableau IV.1 montre que nous n'avons pas trouvé de transistor à effet de champ à base GaAs qui présentent des densités de puissance supérieures ou égales à 1W/mm en mode bi-porteuse. Si l'on compare les différents IMR3 de tous les transistors GaAs avec ceux du transistor GaN pour l'ensemble des densités de puissance, nous constatons que l'IMR3 du transistor GaN est supérieur de 20 à 30 dB suivant la densité de puissance, excepté avec le MESFET GaAs pour une densité de puissance de 10 mW/mm. Ainsi, ces résultats montrent clairement que les transistors GaN ont un comportement beaucoup plus linéaire que ceux basés sur une technologie GaAs. De plus, les transistors GaN ont l'avantage majeur de présenter des fortes densités de puissance associées à un comportement linéaire. Ce critère fait des transistors GaN des candidats sérieux pour la réalisation d'amplificateurs linéaires de forte puissance.

Composants	IMR3 (dBc) à $P_s=10\text{mW/mm}$	IMR3 (dBc) à $P_s=30\text{mW/mm}$	IMR3 (dBc) à $P_s=0.1\text{W/mm}$	IMR3 (dBc) à $P_s=1\text{W/mm}$	IMR3 (dBc) à $P_s=2\text{W/mm}$
HEMT AlGaIn/GaN 2x25x0.5 $\mu\text{m}^2$ à $V_{\text{GSext}}=-3\text{V}$ et $V_{\text{DSext}}=21\text{V}$	69	61	50	27	19
MESFET GaAs [14] 400x0.5 $\mu\text{m}^2$ à $V_{\text{DSext}}=4\text{V}$ et $I_D=1/2I_{\text{DSS}}$	65	33	20	X	X
PHEMT GaAs [15] 1500x0.25 $\mu\text{m}^2$ à $V_{\text{DSext}}=8\text{V}$ and $I_D=1/2I_{\text{DSS}}$	40	32	X	X	X
HFET AlGaAs/InGaAs [12] 1x100 $\mu\text{m}^2$ (MESA optimisé) à $V_{\text{DSext}}=3\text{V}$ and $I_D=1/8I_{\text{DSS}}$	48	37.3	29	X	X
PHEMT GaAs [16] 2x75x0.25 $\mu\text{m}^2$ (double recess) at $V_{\text{GS}}=-0.2\text{V}$ and $V_{\text{DS}}=5\text{V}$	52	35	24	X	X

Tableau IV.1 : Comparaison des taux d'intermodulation d'ordre 3 du HEMT GaN de la structure IV avec les taux d'intermodulation d'ordre 3 de quatre transistors à effet de champ à base de GaAs

Parmi tous les composants GaAs dont les IMR3 sont présentés tableau IV1, le transistor HFET AlGaAs/InGaAs est celui qui présente le meilleur IMR3 en moyenne. Ce dernier correspond au transistor HFET GaAs que nous avons présenté lors de l'étude de la transconductance dont le rapport des paramètres  $a_3/a_1$  du polynôme, utilisé pour ajuster numériquement la transconductance, était égal à 0.015. Dans le but d'affiner la comparaison, nous comparons tableau IV.2 le taux



d'intermodulation d'ordre 3 non pas pour une densité de puissance de sortie mais pour une puissance de sortie à un dB de compression.

Composants	IMR3 (dBc) à 1 dB de compression
HEMT AlGaIn/GaN 2x25x0.5 $\mu\text{m}^2$ à $V_{GSext}=-3\text{V}$ et $V_{DSext}=21\text{V}$	31.3 avec $P_s = 700 \text{ mW/mm}$
HFET AlGaAs/InGaAs [12] 1x100 $\mu\text{m}^2$ (MESA optimisé) à $V_{DSext}=3\text{V}$ and $I_D=1/8I_{DSS}$	29.6 avec $P_s = 80 \text{ mW/mm}$

Tableau IV.2 : Comparaison des taux d'intermodulation d'ordre 3 relevés à 1 dB de compression du transistor HEMT GaN et du transistor HFET GaAs.

On constate que pour un niveau de compression donné les taux d'intermodulation sont proches pour les deux technologies de semiconducteur même si le taux d'intermodulation d'ordre 3 de transistor GaN est supérieur de 2 dB à celui du transistor GaAs. Il est important de ne pas oublier que la technologie de fabrication du transistor HFET GaAs a été optimisée afin d'obtenir le meilleur résultat possible en terme de linéarité contrairement au transistor GaN pour lequel aucune étude d'optimisation n'a été effectuée. Nous retiendrons que les transistors GaN peuvent délivrer des densités de puissance neuf fois plus grande que celles des transistors GaAs tout en présentant un comportement plus linéaire.

## V Conclusion

Dans ce chapitre, ont été présenté les difficultés de réaliser un système de mesure de puissance passif qui permette d'adapter correctement les transistors GaN de faible développement. Effectivement les fortes tensions de claquages de cette catégorie de composant impliquent de charger ces derniers par des impédances à très fort coefficient de réflexion afin d'avoir un gain en tension le plus important possible. Pour cela, un adaptateur double slugs a été mis en œuvre afin de répondre au mieux à la caractérisation en puissance de ces composants. En revanche, les problèmes mécaniques rencontrés n'ont pas encore permis d'automatiser ce tuner. Ainsi la recherche de l'impédance optimale a dû être effectuée manuellement tout comme l'étalonnage de la chaîne de sortie du banc au dépend du temps de mesure. La difficulté d'adapter l'entrée des transistors a été également abordée.

Ensuite, les résultats de puissance obtenus en mode monoton sur les transistors des quatre structures HEMTs ont été présentés. Les performances en puissance des transistors des structures I et II présentaient des valeurs inférieures d'un facteur deux à trois avec les performances escomptées à partir de résultats statiques. En revanche, les résultats de puissance mesurés sur les transistors de la structure III étaient très proches de ceux escomptés. Enfin, les transistors de la structure IV, adaptés dans des conditions optimales, ont montré qu'ils pouvaient fournir des densités de puissance de 5 W/mm avec un rendement en puissance ajoutée de 39 % et un gain en puissance de 10 dB. Cependant, une dégradation rapide du contact Schottky a été un facteur limitatif.

Afin de déterminer l'origine des écarts entre les puissances mesurées et celles escomptées, un banc de mesure grand signal hyperfréquence permettant de reconstituer l'enveloppe du courant de drain maximum à 4 GHz pour des impédances de charge réelles présentées à la sortie des transistors a été mis en œuvre. Les transistors des structures I et II ont présenté une baisse importante du courant de drain maximum lorsque l'impédance de charge augmente. L'hypothèse retenue pour expliquer ce comportement a été le concept de la grille virtuelle de R. Vetry [9]. La quantité d'électrons accumulés en surface entre la grille et le drain est d'autant plus importante que l'impédance de charge est grande. Plus la quantité d'électrons accumulés est importante plus la charge piézoélectrique négative exerce une action de désertion sur le canal engendrant une diminution du courant de drain. Cette hypothèse pourra être vérifiée par une étude de passivation précédée d'un traitement de surface adéquat. L'étude du courant de drain maximum sur les transistors de la structure III n'a pas montré d'influence de la charge sur le courant, ce qui est en accord avec les résultats de puissance mesurés. Ces dernières mesures ont permis de valider le système de reconstitution du courant de drain maximum en fonctionnement hyperfréquence.

Enfin, l'analyse de la transconductance en régime statique des transistors GaN laissait supposer un comportement de ces derniers très linéaire. Nous avons entrepris une étude d'intermodulation biton des transistors de la structure IV. Pour cela un banc de mesure a été développé dans la bande 2-18 GHz à partir des travaux réalisés par F. Bué [11]. La comparaison des taux d'intermodulation d'ordre trois des transistors GaN à ceux de plusieurs transistors GaAs à différentes densités de puissance a montré des IMR3 supérieurs de 20 à 30 dB. De plus, les transistors GaN ont l'avantage majeur de présenter des fortes densités de puissance associées à un comportement très linéaire. Ce critère fait des transistors GaN des candidats sérieux pour la réalisation d'amplificateurs linéaires de forte puissance.



## BIBLIOGRAPHIE

- [1] **N. VELLAS** et Al, « *High power performances of AlGaN/GaN HEMTs on sapphire substrate at  $f=4$  GHz* », European Microwave Week - GAAS, September 2002, pp 25 - 27
- [2] **N. VELLAS** et Al, « *Premiers resultats de puissance à 4 GHz obtenus sur HEMT AlGaN/GaN en technologie planar* », Journées Nationales Microondes, Mai 2003, pp 454 - 455
- [3] **L. EASTMAN** et Al, « *GaN reaches new power levels* », Compound Semiconductor, 2001, volume 7, number 10, pp 69 - 71
- [4] **Y.-F. WU** et Al, « *Very-high power density AlGaN/GaN HEMTs* », IEEE Trans. Electron Devices, March 2001, volume 48, pp 586 - 590
- [5] **R. BEHTASH** et Al, « *AlGaN/GaN HEMTs on Si(111) with 6.6 W/mm output power density* », Electronics Letters, 3 April 2003, volume 39, number 7, pp 626 - 627
- [6] **C. GAQUIÈRE** et Al, « *A novel 26-40 GHz active load pull system* », European Microwave Week - GAAS, 1995, pp 339 - 342
- [7] **P. F. COMBES**, « *Micro-ondes : Lignes, guides et cavités* », Sciences SUP, ISBN 2-10-002840-5, pp 124
- [8] **S. C. BINARI** et Al, « *Trapping Effects and Microwave Power Performance in AlGaN/GaN HEMTs* », IEEE Transaction on electron devices, March 2001, volume 48, number 3, pp 465 - 471
- [9] **R. VETURY**, « *Polarization Induced 2DEG in AlGaN/GaN HEMTs: On the origin, DC and transient characterization* », Thèse de doctorat de l'université de Californie - Santa Barbara, December 2000

- [10] **E. KOHN**, et Al, « *Transient Characteristics of GaN-Based Heterostructure Field-Effect Transistors* », IEEE Trans. Microwave Theory Tech., February 2003, volume 51, number 2, pp 634 - 642
  
- [11] **F. BUE**, « *Réalisation d'un banc de mesure d'intermodulation biton en bande Ka: Application à l'analyse des causes technologiques de non-linéarité des HEMTs de puissance* », Thèse de doctorat de l'université des sciences et technologies de Lille, 1 Avril 2003
  
- [12] **H. C. CHIU** et Al, « *Improved Device Linearity of AlGaAs/InGaAs HFETs by a Second Mesa Etching* », IEEE Electron Device Letters, 1 January 2002, volume 23, number 1, pp 1 - 3
  
- [13] **H. M. CHUANG** et Al, « *Study of InGaP/InGaAs double doped channel heterostructure field-effect transistor (DDCHFETs)* », Semicond. Sci. Technol., 2003, volume 19, pp 87 - 92
  
- [14] **S. L. G. CHU** et Al, « *A highly linear MESFET* », IEEE MTT-S Dig, 1991
  
- [15] **M. J. BAILEY** et Al, « *Intermodulation distortion in pseudomorphic HEMT's and an extension of the classical theory* », IEEE Trans. Microwave Theory Tech., January 2000, volume 48, pp 104 - 110
  
- [16] **F. BUÉ** et Al, « *A 26-40 GHz on wafer intermodulation measurement system* », European Microwave Week - GAAS, 1999

# CONCLUSION



Nous avons présenté dans ce mémoire le bilan de trois années de travaux axés principalement sur la caractérisation au sens large des transistors HFET de la filière nitrure. L'objectif visé était d'analyser, en développant des outils informatiques, les propriétés physiques d'un ensemble de structures d'épitaxie et de déterminer les performances des transistors en régimes continu, pulsé et grand signal par l'intermédiaire de systèmes de caractérisation mis en place.

Dans une première étape, nous avons rappelé les propriétés physiques des nitrures d'éléments III en mettant l'accent tout particulièrement sur les aspects pyroélectrique et piézoélectrique de ces matériaux. Cette analyse a montré les différences fondamentales existantes entre ce matériau et les semiconducteurs III-V plus conventionnels tel que l'arséniure de gallium. Sa grande bande d'énergie interdite, ses stabilités thermique et chimique, sa vitesse de saturation élevée ainsi que ses aspects pyroélectrique et piézoélectrique en font un candidat de choix pour les applications de forte puissance en hyperfréquence. Contrairement à d'autres semiconducteurs grand gap tel que le carbure de silicium ou le diamant, le nitrure de gallium offre la possibilité de réaliser des alliages ternaires type AlGa<sub>N</sub> ou InGa<sub>N</sub> qui est un critère essentiel pour la conception de transistor à effet de champ à très haute mobilité d'électrons. A partir d'un ensemble de considérations physiques, nous avons développé un modèle Schrödinger-Poisson basé sur l'approximation de la masse effective dans lequel les aspects pyroélectrique et piézoélectrique ont été intégrés. A partir de ce modèle et d'un programme de convergence conçu par nos soins, nous avons effectué des simulations de toutes les structures étudiées pendant ces travaux. Les résultats obtenus ont permis d'observer les propriétés électriques des structures avant et après fabrication des transistors et de constater l'impact des différentes phases technologiques sur ces propriétés. Ces simulations ont également permis de mettre en doute la validité des densités de porteurs issues des mesures C(V) à 1 MHz en les comparant avec les résultats obtenus par effet Hall et par mesures C(V) à plus hautes fréquences.

La seconde partie a été consacrée à la physique du contact Schottky. L'influence de l'ancrage du niveau de Fermi sur la hauteur de la barrière Schottky et les valeurs des coefficients d'idéalité a été abordée. Les mesures C(V) ont permis de confirmer cet ancrage du niveau de Fermi dans les structures quelle que soit la couche en surface (Ga<sub>N</sub> ou AlGa<sub>N</sub>). Cet ancrage a été attribué à la présence d'un plan de charges piézoélectriques négatives en surface qui implique l'adsorption d'espèces ioniques positives compensatrices. Cette adsorption semble créer des états de surface en densité suffisante pour générer l'ancrage du niveau de Fermi. Une comparaison des densités de porteurs données par les mesures C(V) avec celles données par effet Hall a été effectuée. Une



hypothèse a été avancée afin d'expliquer les écarts entre les résultats obtenus avec les deux méthodes : la précision des mesures par effet Hall est fonction des états de surface. Les mesures  $C(V)$  ont également permis de soulever un grand nombre de questions comme l'impact de la couche tampon de GaN après gravure RIE sur la qualité des lignes d'accès, la possibilité de la présence de centres profonds dans les échantillons et le décalage de la tension de pincement en fonction de la fréquence. Ces points demeurent inexpliqués à ce jour. L'analyse du comportement des diodes grille-source et grille-drain sur l'ensemble des structures a montré que le phénomène de conduction prépondérant est l'effet tunnel assisté par des défauts situés proches de l'interface métal-semiconducteur. Les forts coefficients d'idéalité montrent qu'il est bien entendu inconcevable de déterminer la hauteur de barrière par le produit  $\eta V_b$ . Cette méthode de calcul reste valable si le phénomène de conduction prépondérant dans les diodes Schottky est de type thermoïonique, c'est à dire pour un coefficient  $\eta$  proche de l'unité. Cette étude confirme la présence d'états de surface dégradant la qualité du contact Schottky. Dans ces conditions un traitement de surface efficace avant le dépôt des métaux s'avère nécessaire.

Le troisième chapitre a été consacré à l'étude du courant de drain et de la transconductance des transistors. L'analyse de la transconductance en régime statique continu a montré le fort potentiel des composants GaN en terme de linéarité vis à vis des transistors HFET en technologie GaAs. Les diverses études en régime statique ont montré que les pièges étaient sensibles à la lumière, aux sens et aux temps de polarisation. Les mesures statiques à l'obscurité et à l'éclairement des transistors de certains échantillons, ont montré que la conductance négative est certainement liée à des effets thermiques associés à des effets de pièges. Afin d'expliquer les phénomènes rencontrés lors des études statiques en régimes continu et pulsé, nous avons émis les hypothèses de l'injection de porteurs chauds dans le buffer, de la présence d'une grille virtuelle en surface et de la présence de centres profonds dans la barrière. Dans l'hypothèse de la grille virtuelle, son effet peut être atténué voire éliminé par un procédé de passivation précédé d'un traitement de surface performant. Ainsi une étude de traitement de surface par voie chimique semble nécessaire. Enfin l'étude des transistors en régime petit signal, a permis de déterminer les fréquences de coupures des différents gains extrinsèques (le gain en courant, le gain maximum disponible et le gain unilatéral). L'analyse des résultats a permis de cibler les polarisations drain-source et grille-source pour lesquelles les composants devraient fournir des performances maximales en régime grand hyperfréquence.

Le dernier chapitre a été dédié à l'étude des transistors en régime grand signal hyperfréquence. Un système de mesure de puissance passif permettant de caractériser correctement

---

les transistors GaN dont les fortes tensions de claquages impliquent de présenter à la sortie des transistors des impédances à très fort coefficient de réflexion a été mis en œuvre. Pour contourner cette difficulté un adaptateur double slugs a été développé afin de répondre à la caractérisation en puissance des transistors GaN. Les résultats de puissance obtenus en mode monoton sur les transistors de la plus part des structures HEMT étudiées ont montré que les performances en puissance obtenues étaient bien souvent inférieures d'un facteur deux à trois avec les performances escomptées. Afin de déterminer l'origine des écarts entre les puissances mesurées et celles escomptées, un banc de mesure grand signal hyperfréquence permettant de reconstituer l'enveloppe du courant de drain maximum à 4 GHz pour des impédances de charge réelles présentées à la sortie des transistors a été mis en œuvre. Nous avons remarqué, sur les transistors de certaines structures, que le courant de drain maximum diminuait lorsque l'impédance de charge augmentait. Enfin, un banc de mesure d'intermodulation a été présenté dans la bande de fréquence 2-18 GHz. La comparaison des taux d'intermodulation d'ordre trois (IMR3) des transistors GaN à ceux de plusieurs transistors à effet de champ GaAs à différentes densités de puissance a montré des IMR3 supérieurs de 20 à 30 dB. De plus, les transistors GaN ont l'avantage majeur de présenter des fortes densités de puissance associées à un comportement très linéaire. Ce critère fait des transistors GaN des candidats sérieux pour la réalisation d'amplificateurs linéaires de forte puissance.

Les mesures  $C(V)$  ont montré des effets auxquels nous avons apporté des explications qui restent à justifier et vérifier. Pour cela des études complémentaires de traitement de surface devraient être effectuées afin d'améliorer, entre autre, le contact Schottky. Pour cela, il est nécessaire de réaliser des analyses de surface par AFM afin de déterminer le potentiel de surface ainsi que la contamination de la surface par des espèces étrangères.

Comme cela l'a été souligné dans ce mémoire, une analyse poussée d'une étude de passivation et d'un traitement de surface permettrait de réaliser des analyses comparatives afin de mieux localiser les pièges et de confirmer le concept de la grille virtuelle. Un modèle Schrödinger-Poisson incluant les effets de centres profonds dans la barrière permettrait de corréler ces études expérimentales.

Des mesures de mobilité par magnéto-transconductance seraient également intéressantes dans une optique de comparaison avec les résultats issus des mesures par effet Hall. Ces mesures associées aux mesures  $C(V)$  devraient fournir suffisamment d'informations pour vérifier l'impact de l'ancrage du niveau de Fermi sur les mesures par effet Hall.

Des études temporelles en régime grand signal hyperfréquence permettraient de mieux appréhender les effets physiques de ces composants. Pour cela l'acquisition d'un analyseur de réseau non linéaire (LSNA) s'avèrerait être un outil très appréciable.

Enfin, le potentiel des transistors GaN en terme de linéarité a été démontré. Dans ces conditions une étude plus approfondie (études de l'influence de la topologie des transistors, de l'épitaxie, de la polarisation et de l'adaptation entrée-sortie) devrait être effectuée.

# ANNEXE



# I Détermination de la relation $n(V_G)$ de la structure I.

## I.1 Diagramme énergétique

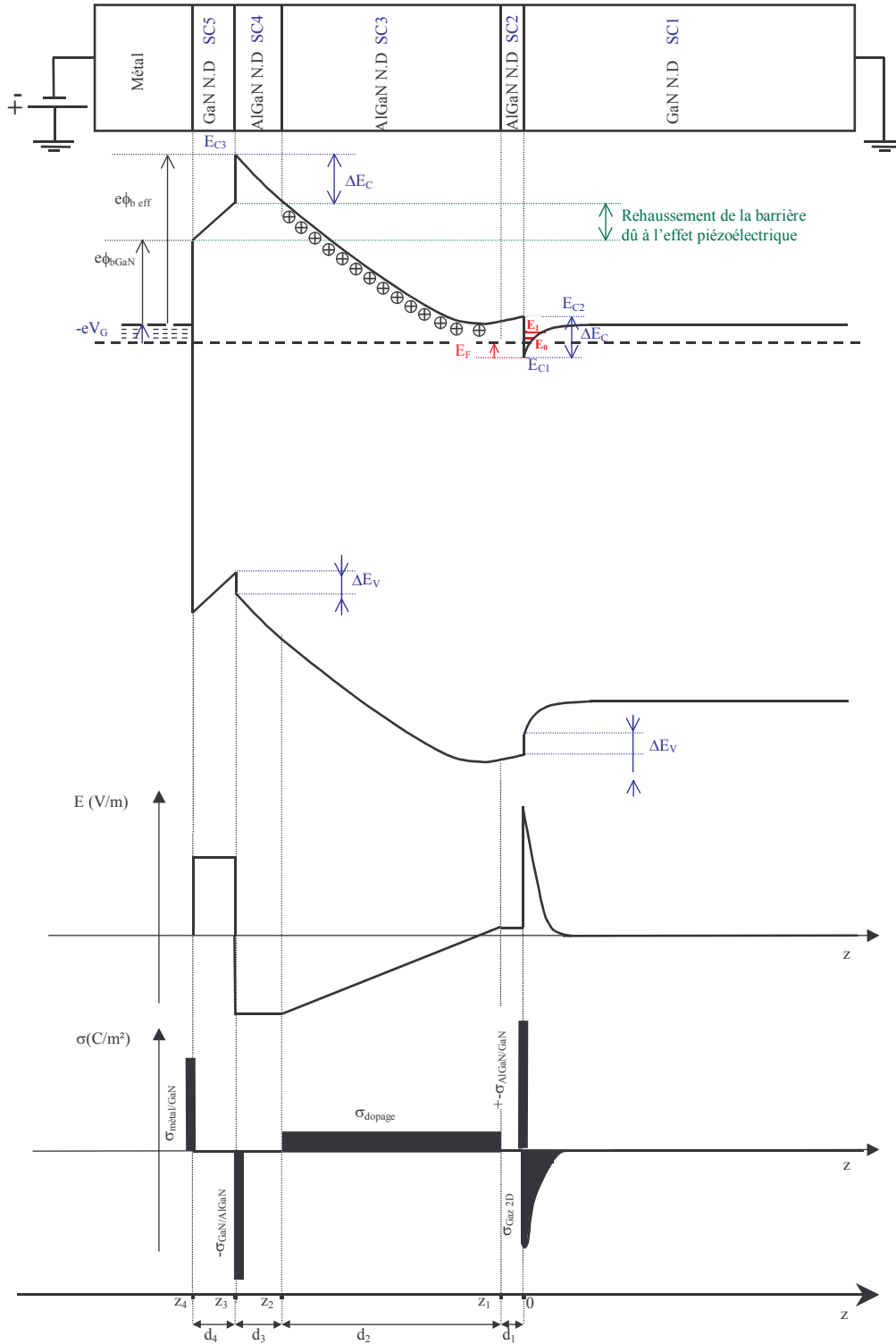


Figure I.1.1 : Diagramme énergétique, évolution du champ électrique  $E$  et distribution des charges électrostatiques de la structure I

Nous allons établir la relation  $n(V_G)$  qui lie la densité d'électrons à l'interface des semiconducteurs SC 1 et SC 2 (cf. figure I.1), c'est à dire dans la couche d'accumulation de GaN présentant un dopage résiduel de type  $n$ , à la tension de commande  $V_G$  appliquée à la grille. Une première relation du type  $n(V_G, E_F)$  peut être établie en intégrant l'équation de Poisson dans les semiconducteurs SC 2, SC 3, SC 4 et SC 5. Tous les paramètres des semiconducteurs seront affectés par leurs indices respectifs. Une deuxième relation du type  $n(E_F)$  peut être établie dans la couche d'accumulation. La résolution du système de deux équations ainsi obtenu permet alors d'atteindre  $n(V_G)$ . Nous ferons l'hypothèse que les différentes couches d'AlGaIn ont la même constante diélectrique  $\varepsilon_2$  malgré des différences de dopage.

### I.1.1 Détermination de la relation $n(V_G, E_F)$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC 2 et SC 1 s'écrit

$$\varepsilon_1 E_1(0) = \varepsilon_2 E_2(0) + \sigma^+ \quad [\text{A.1}]$$

où  $\varepsilon_1$  et  $\varepsilon_2$  sont respectivement les constantes diélectriques de SC 1 et SC 2,  $\sigma^+$  est la densité de charges positives dues aux polarisations spontanée et piézoélectrique de la structure.

Pour atteindre  $E_2(0)$  il suffit d'intégrer l'équation de Poisson dans les semiconducteurs SC 2, SC 3, SC 4 et SC 5.

- Dans « l'espaceur » (SC 2) d'épaisseur  $d_1$ , c'est à dire pour  $z_1 < z < 0$ , la densité de charge est nulle en considérant le matériau non dopé de sorte que le champ électrique est constant et en particulier égal à  $E_2(0)$ . Par conséquent l'équation de Poisson se réduit à

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = 0 \quad \text{d'où} \quad \frac{dV}{dz} = cte = -E_2(0) \quad (\text{A.2})$$

En définissant les potentiels  $V_0$  et  $V_{z_1}$  aux coordonnées respectives  $z = 0$  et  $z = z_1$  avec  $d_1 = -z_1$ , une deuxième intégration donne

$$V_{z_1} - V_0 = -E_2(0)z_1 = E_2(0)d_1 \quad (\text{A.3})$$

- Dans la région d'AlGaIn dopée (SC 3) c'est à dire pour  $z_2 < z < z_1$  et dans le mesure où la déplétion est totale et le dopage homogène, la densité de charge est  $\rho_{dep} = eN_d$  alors

$$\frac{d^2 V}{dz^2} = -\frac{\rho_{dep}(z)}{\varepsilon_2} = -\frac{eN_d}{\varepsilon_2} \quad \text{d'où} \quad \frac{dV}{dz} = -\frac{eN_d}{\varepsilon_2} z + cte = -E_3(z) \quad (\text{A.4})$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC 2 et SC 3 permet d'écrire  $E_3(z_1) = E_2(0)$  et on obtient

$$E_3(z) = \frac{eN_d}{\varepsilon_2} (z - z_1) + E_2(0) \quad (\text{A.5})$$

En appelant  $V_{z_1}$  et  $V_{z_2}$  les potentiels aux coordonnées d'abscisse respectives  $z = z_1$  et  $z = z_2$  et en posant  $d_2 = z_1 - z_2$ , l'intégration de l'équation (A.5) donne

$$V_{z_2} - V_{z_1} = -\frac{eN_d}{2\varepsilon_2} d_2^2 + E_2(0)d_2 \quad (\text{A.6})$$

- Dans la région non dopée d'AlGaN (SC 4), c'est à dire pour  $z_3 < z < z_2$ , la densité de charge est nulle de sorte que le champ électrique est constant

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 0 \quad \text{d'où} \quad \frac{dV}{dz} = cte = -E_4(z_2) \quad (\text{A.7})$$

En définissant les potentiels  $V_{z_2}$  et  $V_{z_3}$  aux coordonnées respectives  $z = z_2$  et  $z = z_3$  avec  $d_3 = z_2 - z_3$ , une deuxième intégration donne

$$V_{z_3} - V_{z_2} = E_4(z_2)d_3 \quad (\text{A.8})$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC 3 et SC 4 permet d'écrire  $E_4(z_2) = E_3(z_2)$  et d'après l'équation A.5, la relation A.8 s'écrit

$$V_{z_3} - V_{z_2} = -\left[ \frac{eN_d}{\varepsilon_2} d_2 - E_2(0) \right] d_3 \quad (\text{A.9})$$

- Dans le « cap layer » en GaN (SC 5), la densité de charge est nulle car le semiconducteur est non dopé et par conséquent le champ électrique est constant. L'équation de Poisson s'écrit

$$\frac{d^2V}{dz^2} = 0 \quad \text{d'où} \quad \frac{dV}{dz} = cte = -E_5(z_3) \quad (\text{A.10})$$

En appelant les potentiels  $V_{z_3}$  et  $V_{z_4}$  aux coordonnées d'abscisse respectives  $z = z_3$  et  $z = z_4$  et en posant  $d_4 = z_3 - z_4$ , l'intégration de l'équation (A.10) donne

$$V_{z_4} - V_{z_3} = E_5(z_3)d_4 \quad (\text{A.11})$$

L'équation de continuité du vecteur déplacement à l'interface des semiconducteurs SC 3 et SC 4 permet d'écrire

$$\varepsilon_1 E_5(z_3) = \varepsilon_2 E_4(z_3) - \sigma^- = \varepsilon_2 E_3(z_2) - \sigma^- \quad (\text{A.12})$$

où  $\sigma^-$  est la densité de charges négatives dues aux polarisations spontanée et piézoélectrique de la structure. Les équations A.12 et A.5 donnent

$$E_5(z_3) = \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left[ -\frac{eN_d}{\varepsilon_2} d_2 + E_2(0) \right] - \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} \quad (\text{A.13})$$



La relation A.11 s'écrit alors

$$V_{z_4} - V_{z_3} = \left( \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} \left[ -\frac{eN_d}{\varepsilon_2} d_2 + E_2(0) \right] - \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} \right) d_4 \quad (\text{A.13})$$

En associant les relation A.3, A.6 et A.9, on obtient la relation donnant la différence de potentiel entre les points de coordonnées  $z = 0$  et  $z = z_3$

$$\Delta V = V_{z_3} - V_0 = E_2(0)(d_3 + d_2 + d_1) - \frac{eN_d}{\varepsilon_2} d_2 \left( d_3 + \frac{d_2}{2} \right) \quad (\text{A.14})$$

D'après le diagramme énergétique de la structure, la différence de potentiel  $V_{z_3} - V_0$  s'écrit

$$\Delta V = V_{z_3} - V_0 = -\frac{1}{e} (E_{c_3}(z_3) - E_{c_2}(0)) \quad (\text{A.15})$$

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c + e(V_{z_4} - V_{z_3}) \quad (\text{A.16})$$

où  $E_{b_{GaN}}$  est la hauteur de barrière métal-GaN (SC 5)

avec

$$\begin{aligned} E_{c_3}(z_3) &= E_{c_1}(0) + E_F - eV_G + E_{b_{eff}} \\ E_{c_2}(0) &= E_{c_1}(0) + \Delta E_c \end{aligned} \quad (\text{A.17})$$

où  $E_{c_3}$  et  $E_{c_2}$  sont respectivement les énergies des bandes de conduction des semiconducteurs 3 et 2,  $E_{b_{eff}} = e\phi_{b_{eff}}$  la hauteur de barrière effective et  $\Delta E_c$  la discontinuité des bandes de conduction entre les deux semiconducteurs.

Les relations A.15 et A.17 permettent d'écrire

$$\Delta V = -\frac{1}{e} [E_F - eV_G + E_{b_{eff}} - \Delta E_c] \quad (\text{A.18})$$

L'égalité des relations A.18 et A.14 permet d'extraire le champ électrique  $E_2(0)$  à l'interface des semiconducteurs 1 et 2

$$E_2(0) = \frac{1}{D} \left[ V_G - \frac{E_F}{e} + \frac{eN_d}{\varepsilon_2} d_2 \left( d_3 + \frac{d_2}{2} \right) - \frac{E_{b_{eff}}}{e} + \frac{\Delta E_c}{e} \right] \quad (\text{A.19})$$

avec  $D = d_1 + d_2 + d_3$

En associant les équations A.13 et A.16, la hauteur de barrière effective s'écrit

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c - \frac{e^2 N_d d_2 d_4}{\varepsilon_1} + \frac{e \varepsilon_2 d_4}{\varepsilon_1} E_2(0) - \frac{e \sigma^-}{\varepsilon_1} d_4 \quad (\text{A.20})$$

Le terme  $-\frac{e\sigma^-}{\varepsilon_1}d_4$  est positif, il permet d'accroître par conséquent la hauteur de barrière.

Ce phénomène est directement lié à la présence du « cap layer » en GaN et surtout aux phénomènes de polarisations spontanée et piézoélectrique du nitrure de gallium.

En injectant l'expression de  $E_{b_{eff}}$  dans la relation A.19, le champ électrique  $E_2(0)$  s'écrit

$$E_2(0) = \frac{1}{D_1} \left( \frac{eN_d d_2}{\varepsilon_2} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4 \right] + V_G - \frac{E_{b_{GaN}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} d_4 \right) \quad (\text{A.21})$$

avec  $D_1 = D + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4$

- Le GaN (où est présent le gaz d'électrons) est peu ou pas dopé, les charges présentes sont essentiellement les électrons de la couche d'inversion. En appliquant le théorème de Gauss à un cylindre d'axe  $z$  et de base unité, on obtient

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{\varepsilon_1} = \frac{en_s}{\varepsilon_1} \quad (\text{A.22})$$

D'après la relation de continuité (A.1) en  $z = 0$  et l'équation A.22, la densité surfacique de porteurs dans le canal s'écrit

$$n_s = \frac{1}{e} (\varepsilon_2 E_2(0) + \sigma^+) \quad (\text{A.23})$$

En explicitant  $E_2(0)$  dans l'équation A.23, on obtient finalement l'expression  $n_s(V_G, E_F)$

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_2}{eD_1} \left( \frac{eN_d d_2}{\varepsilon_2} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4 \right] + V_G - \frac{E_{b_{GaN}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} d_4 + \frac{\sigma^+}{\varepsilon_2} D_1 \right) \quad (\text{A.24})$$

En introduisant la notion de tension de pincement  $V_T$  dans l'équation A.24, la relation  $n_s(V_G, E_F)$  se réduit à

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_2}{eD_1} (V_G - V_T) \quad (\text{A.25})$$

avec

$$V_T = - \left( \frac{eN_d d_2}{\varepsilon_2} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_2}{\varepsilon_1} d_4 \right] - \frac{E_{b_{GaN}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\varepsilon_1} d_4 + \frac{\sigma^+}{\varepsilon_2} D_1 \right) \quad (\text{A.26})$$

De plus, l'équation de continuité du vecteur déplacement (A.1) en  $z = 0$  permet d'exprimer la hauteur de barrière effective par

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c - \frac{e^2 N_d d_2}{\varepsilon_1} d_4 + eE_1(0)d_4 \quad (\text{A.27})$$

En explicitant  $E_1(0)$  grâce au théorème de Gauss, la hauteur de barrière effective s'exprime finalement

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c + \frac{e^2 d_4}{\epsilon_1} (n_s - N_d d_2) \quad (\text{A.28})$$

En conclusion, nous avons établi la relation  $n_s(V_G, E_F)$  où tous les paramètres sont connus, excepté le niveau de dégénérescence  $E_F$  du puits. Par conséquent, la résolution de l'équation  $n_s(V_G, E_F)$  nécessite une autre relation reliant la densité surfacique de porteurs au niveau de dégénérescence du puits.

### I.1.2 Détermination de la relation $n(E_F)$

Dans la couche d'accumulation de l'hétérojonction, les électrons sont confinés, dans le GaN (SC 1), dans un puits de potentiel très étroit dont l'épaisseur typique est de l'ordre de quelques nanomètres. Ces porteurs libres se comportent alors comme un gaz bidimensionnel d'électrons dont le mouvement est libre dans le plan  $(xy)$  de la structure et quantifié dans la direction  $z$  perpendiculaire. Il en résulte que le calcul classique de la distribution de ces porteurs libres n'est qu'approché, et qu'une étude détaillée passe par un traitement quantique du problème. La rédaction de cette partie a été réalisée en s'appuyant sur l'ouvrage « physique des semiconducteurs et des composants électroniques » de Henry Mathieu [1].

#### I.1.2.1 Structure de sous-bandes d'énergie

Le but est de calculer les niveaux d'énergie et les fonctions d'ondes des électrons dans une couche d'accumulation, au voisinage de la surface du semiconducteur 1 (GaN). Il suffit pour cela d'intégrer l'équation de Schrödinger :

$$(T + V(r))\psi_i(r) = E_i\psi_i(r) \quad (\text{A.29})$$

avec  $T$  : Opérateur énergie cinétique des électrons

$V(r)$  : Opérateur énergie potentielle

$\psi_i(r)$  : Energie associée à l'état propre  $i$

La résolution de l'équation A.29 passe préalablement par le calcul du terme  $V(r)$ . Près de l'interface ce terme est complexe car il résulte de plusieurs contributions. Plusieurs simplifications peuvent être faites, mais elles ne sont pas ou peu justifiées dans une telle structure. Cependant elles permettent d'aboutir à des résultats assez représentatifs des phénomènes régissant une telle structure :

### Approximation sur la hauteur de barrière côté AlGaN (SC 2)

Les électrons voient une barrière verticale côté AlGaN dont la hauteur résulte de la différence d'énergie, à l'interface, des bandes de conduction de l'AlGaN et du GaN. Théoriquement, cette différence correspond à la différence des affinités électroniques ( $e\chi_{\text{AlGaN}} - e\chi_{\text{GaN}}$ ). En fait la discontinuité des bandes induit la présence d'états d'interface dans chacun des semiconducteurs. Ces états sont chargés et créent des dipôles dont le potentiel réduit la discontinuité des bandes. Cet écrantage électrostatique de la discontinuité peut être important et devenir le facteur dominant. Dans la littérature [2], la discontinuité de bande  $\Delta E_c$  entre le GaN et l'AlGaN est estimée par :

$$\Delta E_c = \frac{70}{100} (E_{G_{\text{AlGaN}}} - E_{G_{\text{GaN}}}) \quad (\text{A.30})$$

L'approximation consiste à dire que la hauteur de barrière est infinie côté AlGaN (SC 2), aucun électron ne passe du GaN dans l'AlGaN. En d'autres termes, la fonction d'onde s'annule à l'interface que nous prendrons comme origine des coordonnées. Nous rappelons que cette hypothèse est peu justifiée ici car  $\Delta E_c$  avoisine seulement 0.4 eV pour une structure AlGaN/GaN dont le taux d'aluminium est de 30 %.

### Approximation de la masse effective

Un électron dans la bande de conduction est caractérisé par une fonction d'onde. En termes corpusculaires, c'est une particule dans un potentiel cristallin. Le concept de la masse effective consiste à représenter cette particule quasi-libre de charge  $-e$  et de masse  $m_0$ , par une quasi-particule libre de charge  $-e$  et de masse  $m_e$  (masse effective).

Lorsqu'un cristal est soumis à une différence de potentiel, un électron de conduction est soumis d'une part à une force externe  $F_{ext}$  résultant du champ électrique appliqué et d'autre part à une force interne  $F_{int}$  résultant du potentiel cristallin.

$$m_0 \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{ext} + \vec{F}_{int} \quad (\text{A.31})$$

Si l'on écrit que l'électron dans un cristal répond à la sollicitation de la force externe comme une quasi-particule de masse  $m_e$  dans le vide.

$$m_e \frac{d\vec{v}}{dt} = \vec{F}_{ext} \quad (\text{A.32})$$

La masse effective contient en quelque sorte l'inertie additionnelle que donne le potentiel cristallin à l'électron, c'est à dire qu'elle contient l'effet global du potentiel cristallin sur l'électron.

Cette approximation atteint toutefois ses limites dans la mesure où les électrons sont confinés dans une épaisseur de quelques couches atomiques, et où le rôle des interactions électrons-

électrons est loin d'être négligeable. Ces interactions perturbent beaucoup le concept de la masse effective.

La version la plus simple de l'approximation de la masse effective consiste à affecter à l'électron la masse effective de la bande de conduction correspondante, supposée isotrope et parabolique.

L'opérateur énergie cinétique s'écrit alors

$$T = -\frac{\hbar^2}{2m_e} \Delta \quad (\text{A.33})$$

L'opérateur énergie potentielle s'écrit alors

$$V(z) = -e\phi(z) \quad (\text{A.34})$$

où  $\phi(z)$  est le potentiel électrostatique qui compte tenu de la géométrie de la structure, ne varie que dans la direction  $z$  perpendiculaire à la structure. Ce potentiel est fonction de la densité de charge par l'équation de Poisson

$$\frac{d^2\phi(z)}{dz^2} = -\frac{\rho(z)}{\varepsilon_{\text{GaN}}} \quad (\text{A.35})$$

où  $\rho(z)$  est la densité totale de charge (charges d'accumulation). Ce potentiel satisfait en outre aux deux conditions aux limites suivantes

$$\begin{cases} \phi(z \rightarrow \infty) = 0 \\ \varepsilon_{\text{AlGaIn}} \left( \frac{d\phi}{dz} \right)_{0^-} = \sigma^+ + \varepsilon_{\text{GaIn}} \left( \frac{d\phi}{dz} \right)_{0^+} \end{cases} \quad (\text{A.36})$$

En l'absence de charge d'espace la fonction d'onde de l'électron est une fonction propre du potentiel cristallin, c'est à dire une fonction de Bloch. L'état propre de l'électron est un état de la

bande de conduction d'énergie  $E = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$ .

En présence d'une charge d'espace, la fonction d'onde s'écrit sous la forme du produit d'une onde de Bloch par une fonction enveloppe. L'énergie de l'électron est la somme de son énergie dans la bande de conduction et de l'énergie de son mouvement associé à la présence de la charge d'espace. La fonction enveloppe et l'énergie additionnelle sont respectivement fonction propre et sa valeur propre de l'équation de la masse effective. L'énergie potentielle de l'électron n'étant fonction que de la variable  $z$ , le mouvement de l'électron n'est perturbé que dans la direction  $z$ . Il reste libre dans le plan  $xy$ . La fonction d'onde de l'électron s'écrit alors

$$\psi_i(\mathbf{r}) = \xi_i(z) e^{(ik_1x + ik_2y)} \varphi(\mathbf{r}) \quad (\text{A.37})$$

où  $\varphi(r)$  est la fonction de Bloch. A partir de l'équation de Schrödinger A.29 et des relations A.33, A.34 et A.37, on obtient l'équation de la masse effective où  $\xi_i(z)$  est une solution de l'équation

$$\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{d^2 \xi_i(z)}{dz^2} + [E_i - V(z)] \xi_i(z) = 0 \quad (\text{A.38})$$

avec les conditions aux limites pour un puits triangulaire infini

$$\xi_i(z=0) = 0 \quad \text{et} \quad \xi_i(z \rightarrow \infty) = 0$$

Les énergies  $E_i$  sont les énergies des électrons dans leur mouvement dans la direction  $z$ . Elles décrivent la quantification des états électroniques dans la direction perpendiculaire à l'interface. Dans le plan de l'interface, le mouvement des électrons n'est pas modifié. Il en résulte une structure de sous bandes d'énergie avec une quantification discrète suivant  $k_z$  et une variation pseudo-continue suivant  $k_{//}$  avec  $k_{//} = k_x^2 + k_y^2$

$$E = E_C + E_i + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad (\text{A.39})$$

Le mouvement des électrons étant limité à deux dimensions, la densité d'états dans l'espace des  $k$  est donnée par

$$g(k) = \frac{2}{(2\pi)^2} \quad (\text{A.40})$$

Le nombre d'états sur un disque de rayon  $k_{//}$  s'écrit

$$N(k_{//}) = \frac{2}{(2\pi)^2} \pi k_{//}^2 \quad (\text{A.41})$$

En prenant dans chacune des sous-bandes, l'origine des énergies au bas de la sous-bande, l'énergie s'écrit

$$E = \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad (\text{A.42})$$

d'où

$$k_{//}^2 = \frac{2m_e}{\hbar^2} E \quad (\text{A.43})$$

En explicitant  $k_{//}$  dans l'expression A.41 on obtient

$$N(E) = \frac{2}{(2\pi)^2} \pi \frac{2m_e E}{\hbar^2} \quad (\text{A.44})$$

La densité d'états dans l'espace des énergies s'écrit

$$g_i(E) = \frac{dN(E)}{dE} = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \quad (\text{A.45})$$

A la température T, la population de chaque sous-bande est donnée par

$$n_i = \int_{E_i}^{\infty} g_i(E) f(E) dE \quad \text{avec} \quad f(E) = \frac{1}{1 + e^{(E-E_F)/kT}}$$

où  $f(E)$  est la fonction de Fermi qui représente la probabilité d'occupation d'un niveau d'énergie E par un électron à la température T. En explicitant la fonction de Fermi et la densité d'états, la population  $n_i$  de chaque sous-bande s'écrit

$$n_i = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} \int_{E_i}^{\infty} \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} \quad (\text{A.46})$$

L'intégrale de Fermi est donnée par

$$\int_{E_i}^{\infty} \frac{dE}{1 + e^{(E-E_F)/kT}} = kT \text{Ln}(1 + e^{(E_F-E_i)/kT}) \quad (\text{A.47})$$

Ainsi la population d'une sous-bande  $i$  s'écrit

$$n_i = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \text{Ln}(1 + e^{(E_F-E_i)/kT}) \quad (\text{A.48})$$

La densité totale d'électrons dans la couche d'accumulation est donnée par  $n = \sum_i n_i$  soit

$$n = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \sum_i \text{Ln}(1 + e^{(E_F-E_i)/kT}) \quad (\text{A.49})$$

#### Approximation du potentiel triangulaire

En régime d'accumulation dans un semiconducteur présentant un dopage résiduel de type n, une fraction des électrons accumulés à l'interface, neutralisent les ions donneurs (figure I.2). Il en résulte une distribution homogène d'ions accepteurs, de densité  $N_a$ , qui créent un potentiel semblable à un potentiel de déplétion [3]. Ce potentiel est proportionnel à la densité  $N_a$  mais reste fortement négligeable devant le potentiel créé par la charge d'accumulation

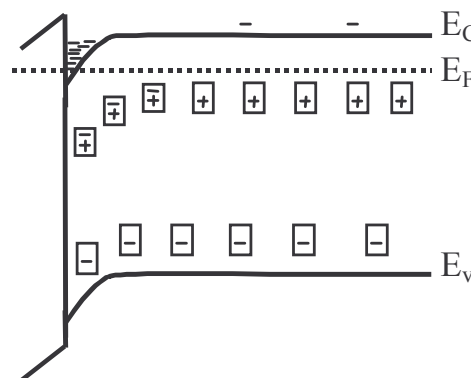


Figure I. 2 : Diagramme énergétique d'une structure AlGaIn/GaN où le GaN présente un dopage résiduel de type n. Régime d'accumulation

L'énergie potentielle  $V(z)$  est associée au potentiel électrique  $\phi(z)$ , qui résulte de la présence au voisinage de l'interface, des « charges de déplétion » et d'accumulation, et de l'existence d'un potentiel image dû à la discontinuité de constante diélectrique. L'énergie potentielle résulte donc de la contribution de trois termes

$$V(z) = V_{dep}(z) + V_{acc}(z) + V_{im}(z) \quad (A.50)$$

Cependant, la densité d'atomes accepteurs présents dans GaN est négligeable devant la densité d'électrons accumulés à l'interface. Par conséquent, il est possible de négliger le « potentiel de déplétion » devant le potentiel d'accumulation avec une très bonne approximation. En négligeant l'impact du potentiel image, l'énergie potentielle  $V(z)$  se réduit à

$$V(z) = V_{acc}(z) \quad (A.51)$$

L'approximation du puits triangulaire consiste à dire que l'évolution du potentiel est linéaire pour  $z > 0$  dans la zone d'accumulation

$$V(z) = eE_{eff}z \quad (A.51')$$

La quantité  $E_{eff}$  représente le champ électrique effectif tel que

$$E_{eff} = e \frac{fn}{\epsilon_{GaN}} \quad (A.52)$$

où  $n$  représente les charges d'accumulation et  $f$  un coefficient numérique pondérant la participation moyenne des charges d'accumulation.  $f = 0$  correspond à la seule contribution des « charges de déplétion »,  $f = 1$  donne à  $E_{eff}$  la valeur du champ électrique à l'interface,  $f = 1/2$  donne à  $E_{eff}$  une valeur moyenne à l'intérieur de la zone d'accumulation.

### I.1.2.2 Résolution de l'équation de la masse effective

La combinaison des relations A.38 et A.51 permet d'écrire

$$\frac{d^2 \xi_i(z)}{dz^2} - \frac{2m_e}{\hbar^2} [ezE_{eff} - E_i] \xi_i(z) = 0 \quad (A.53)$$

En posant 
$$u = \left( \frac{2m_e e E_{eff}}{\hbar^2} \right)^{1/3} \left( z - \frac{E_i}{e E_{eff}} \right)$$

avec  $\frac{d}{dz} = \frac{du}{dz} \frac{d}{du}$  et  $\frac{d^2}{dz^2} = \frac{du}{dz} \frac{d}{du} \left( \frac{du}{dz} \frac{d}{du} \right) = \left( \frac{du}{dz} \right)^2 \frac{d^2}{du^2}$  soit  $\frac{d^2}{dz^2} = \left( \frac{2m_e e E_{eff}}{\hbar^2} \right)^{2/3} \frac{d^2}{du^2}$

La relation A.53 s'écrit sous la forme suivante

$$\frac{d^2 \xi_i(u)}{du^2} - u \xi_i(u) = 0 \quad (A.54)$$



Les solutions de cette équation sont des fonctions d'Airy  $\xi_i(u) = Ai(u)$ .

$$\xi_i(z) = Ai\left(\left(\frac{2m_e e E_{eff}}{\hbar^2}\right)^{1/3} \left(z - \frac{E_i}{e E_{eff}}\right)\right) \quad (\text{A.55})$$

Dans l'approximation du puits triangulaire infini elles s'annulent à l'interface et sont évanescentes dans le GaN. Les valeurs propres sont de la forme

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e E_{eff}}{2} \left(i + \frac{3}{4}\right)\right)^{2/3} \quad (\text{A.56})$$

Compte tenu de la relation A.52, on obtient

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e^2 n}{4\epsilon_{GaN}} \left(i + \frac{3}{4}\right)\right)^{2/3} \quad (\text{A.57})$$

En posant

$$\gamma_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_e}\right)^{1/3} \left(\frac{3\pi e^2}{4\epsilon_{GaN}} \left(i + \frac{3}{4}\right)\right)^{2/3} \quad (\text{A.58})$$

La relation A.58 donne

$$E_i = \gamma_i n^{2/3} \quad (\text{A.59})$$

### 1.1.3 Résumé

L'intégration de l'équation de Poisson dans l'AlGaIn a permis d'exprimer la relation  $n(V_G, E_F)$ , l'expression de la tension de pincement  $V_T$  et celle de la hauteur de barrière effective  $E_{beff}$ .

$$\begin{aligned} n(V_G, E_F) &= \frac{\epsilon_2}{e D_1} (V_G - V_T) & E_{beff} &= E_{b_{GaIn}} + \Delta E_c + \frac{e^2 d_4}{\epsilon_1} d_4 (n_s - N_d d_2) \\ V_T &= -\left(\frac{e N_d d_2}{\epsilon_2} \left[d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\epsilon_2}{\epsilon_1} d_4\right] - \frac{E_{b_{GaIn}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\epsilon_1} d_4 + \frac{\sigma^+}{\epsilon_2} D_1\right) \end{aligned}$$

La résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'exprimer la relation du niveau d'énergie  $E_i$  de chaque sous-bande, et par conséquent d'atteindre la relation  $n(E_F)$ .

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e^2 n}{4\epsilon_{GaN}} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad n(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \sum_i \text{Ln} \left( 1 + e^{(E_F - E_i)/kT} \right)$$

$$\gamma_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e^2}{4\epsilon_{GaN}} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad E_i = \gamma_i n^{2/3}$$

Le système d'équations composé des relations  $n(V_G, E_F)$ ,  $n(E_F)$  et  $E_i(n)$  ne présente pas de solution analytique exacte et nécessite une résolution autocohérente. Dans ce cadre, nous avons développé sous environnement Visual Basic d'Excel un programme de convergence afin de résoudre numériquement ce système d'équations. Les résultats obtenus sur les différentes structures de couches étudiées durant ces travaux sont présentés au chapitre I.

#### I.1.4 Exemples de simulation (influences du dopage et du taux d'aluminium)

Nous avons réalisé un calcul auto-cohérent afin de résoudre le système d'équations présenté ci-dessus dans le but d'extraire la densité surfacique d'électrons présents à l'interface pour la structure I. Différents taux de dopage de la couche d'AlGa<sub>N</sub> (SC 3) ont été choisis pour en observer l'influence. Nous avons limité la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous-bandes et nous avons considéré le GaN totalement relaxé. L'ensemble des équations utilisées pour la réalisation du calcul auto-cohérent est résumé ci-après :

$$n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \text{Ln} \left[ \left( 1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left( 1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right]$$

$$E_0 = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e^2 n_s}{4\epsilon_{GaN}} \left( \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3}$$

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2m_e} \right)^{1/3} \left( \frac{3\pi e^2 n_s}{4\epsilon_{GaN}} \left( 1 + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3}$$

$$m_e = 0.2m_0$$

$$d_1 = 32 \text{ \AA}$$

$$d_2 = 180 \text{ \AA}$$

$$d_3 = 32 \text{ \AA}$$

$$d_4 = 30 \text{ \AA}$$

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_{AlGaN}}{eD_1} (V_G - V_T)$$

$$V_T = - \left( \frac{eN_d d_2}{\varepsilon_{AlGaN}} \left[ d_3 + \frac{d_2}{2} + \frac{\varepsilon_{AlGaN}}{\varepsilon_{GaN}} d_4 \right] - \frac{E_{b_{GaN}}}{e} - \frac{E_F}{e} + \frac{\sigma^-}{\varepsilon_{GaN}} d_4 + \frac{\sigma^+}{\varepsilon_{AlGaN}} D_1 \right)$$

$$\varepsilon_{AlGaN} = -0.5x + 9.5$$

$$\varepsilon_{GaN} = 9.5$$

$$D_1 = D + \frac{\varepsilon_{AlGaN}}{\varepsilon_{GaN}} d_4$$

$$D = d_1 + d_2 + d_3$$

$$E_{b_{eff}} = E_{b_{GaN}} + \Delta E_c + \frac{e^2 d_4}{\varepsilon_{GaN}} d_4 (n_s - N_d d_2)$$

$$E_{b_{GaN}} = 0.8 \text{ eV}$$

$$\Delta E_c = 0.7 (E_{G_{AlGaN}} - E_{G_{GaN}})$$

$$E_{G_{AlGaN}}(x) = x6.13 + (1-x)3.39 - x(1-x)1 \text{ eV}$$

$$E_{G_{GaN}} = 3.39 \text{ eV}$$

$$|\sigma| = |P_{SP_{AlGaN}}(x) + P_{PZ_{AlGaN}}(x) - P_{SP_{GaN}}|$$

$$P_{SP_{AlGaN}}(x) = (-0.052x - 0.029) \text{ C/m}^2$$

$$P_{PZ_{AlGaN}}(x) = 2 \frac{a - a_0(x)}{a_0(x)} \left( e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right) \text{ C/m}^2$$

$$a = 3.189 \text{ \AA}$$

$$a_0(x) = (-0.077x + 3.189) \text{ \AA}$$

$$e_{31}(x) = (-0.11x - 0.49) \text{ C/m}^2$$

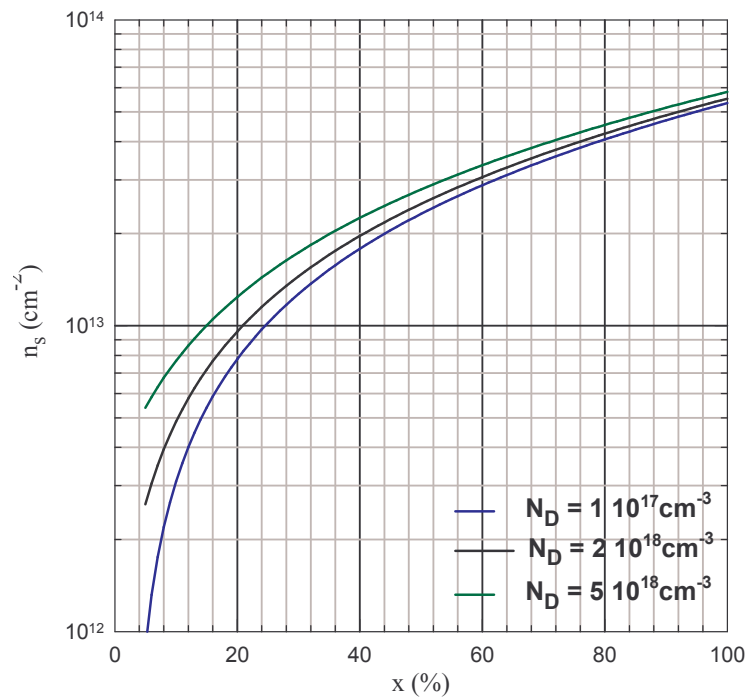
$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \text{ C/m}^2$$

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

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

A partir des données numériques, nous avons réalisé une simulation dont les résultats sont présentés sur la figure suivante

Evolution de la densité de porteurs en fonction du taux d'aluminium et pour différentes valeurs de dopage



Evolution de la tension de pincement en fonction du taux d'aluminium et pour différentes valeurs de dopage

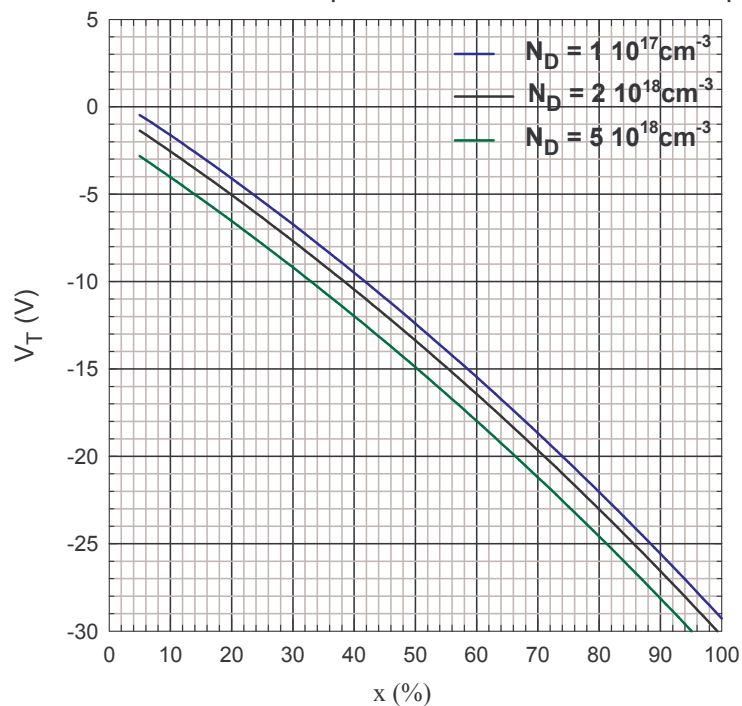


Figure A.I.1 : Evolution de la densité de porteurs et de la tension de pincement en fonction du taux d'aluminium et du dopage de la couche d'AlGaIn de la structure I

La densité de porteurs augmente très rapidement jusqu'à  $x = 20\%$ . Au-delà de cette valeur, l'évolution est moins importante. Ambacher *et al* ont montré que pour un taux d'aluminium supérieur à 50%, la qualité cristalline de l'AlGaIn se dégrade. Pour cette raison ; la totalité des

échantillons étudiés durant ces travaux présentent des taux d'aluminium compris entre 10 et 38 %. La figure A.I.1 montre également l'influence du dopage de l'AlGaN sur la densité de porteurs. On note que le dopage joue pleinement son rôle pour des faibles valeurs du pourcentage d'aluminium sur la densité de porteurs. Il paraît alors judicieux de doper l'AlGaN si  $x$  est inférieur à 40 % mais au-delà cela semble quasiment inefficace.

## II Résultats de tous les échantillons étudiés

### II.1 Présentation des différentes structures

$\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{N}$	330Å	Non dopé
GaN	2.3µm	Non dopé
GaN	600 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 330µm		

Ω-164-A

$\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$	390Å	Non dopé
GaN	1.1µm	Non dopé
GaN	600 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 330µm		

Ω-156-A

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$	310Å	Non dopé
GaN	4.6µm	Non dopé
GaN	260 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 292µm		

Ω-318-A

$\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{N}$	230Å	Non dopé
GaN	4.3µm	Non dopé
GaN	260 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 330µm		

Ω-341-B

$\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{N}$	200Å	Non dopé
GaN	4µm	Non dopé
GaN	260 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 292µm		

Ω-337

$\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}$	150Å	Non dopé
GaN	4.3µm	Non dopé
GaN	260 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 292µm		

Ω-347

$\text{Al}_{0.32}\text{Ga}_{0.68}\text{N}$	200Å	Non dopé
GaN	1.2µm	Non dopé
AlN	200Å	Inter couches
GaN	4µm	Non dopé
AlN	200Å	Inter couches
GaN	1.1µm	Non dopé
GaN	260 Å	Couche de nucléation
Substrat saphir (0001) 292µm		

Ω-355

GaN	30 Å	Non dopé
$\text{Al}_{0.22}\text{Ga}_{0.78}\text{N}$	270Å	Non dopé
GaN	1µm	Non dopé
AlN		Couche de nucléation
Substrat SiC		

AEC 854 et 855

GaN	10 Å	Non dopé
$\text{Al}_{0.27}\text{Ga}_{0.73}\text{N}$	300Å	Non dopé
GaN	2µm	Non dopé
AlN		Couche de nucléation
Substrat Si (111)		

A 374 et A379

GaN	30 Å	Non dopé
$\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$	200Å	Non dopé
GaN	3µm	Non dopé
AlN	0.1µm	Couche de nucléation
Substrat SiC (0001)		

ATMI 854 et ATMI 855

GaN	30 Å	Non dopé
Al <sub>0.23</sub> Ga <sub>0.77</sub> N	50Å	Non dopé
Al <sub>0.23</sub> Ga <sub>0.77</sub> N	250Å	Si
Al <sub>0.23</sub> Ga <sub>0.77</sub> N	50Å	Non dopé
GaN	3µm	Non dopé
AlN		Couche de nucléation
Substrat Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (0001)		

AEC 826 et AEC 829

GaN	30 Å	Non dopé
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N	50Å	Non dopé
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N	200Å	Si
Al <sub>x</sub> Ga <sub>1-x</sub> N	50Å	Non dopé
GaN	3µm	Non dopé
AlN		Couche de nucléation
Substrat Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub> (0001)		

AEC 811 et AEC 812 (21 &lt; x &lt; 28 %)

## II.2 Tableau de résultats

Structures	Résultats théoriques		R. expérimentaux avant fabrication		R. expérimentaux après fabrication	
	V <sub>T</sub> (V)	n <sub>s</sub> (cm <sup>-2</sup> )	Mesures C(V) à 1 MHz (bille de mercure)		Mesures I <sub>D</sub> (V <sub>GS</sub> ) à faible V <sub>DS</sub>	Mesures par effet Hall
			V <sub>T</sub> (V)	n <sub>s</sub> (cm <sup>-2</sup> )	V <sub>T</sub> (V)	n <sub>s</sub> (cm <sup>-2</sup> )
Ω-164-A	-5.8	9.13 10 <sup>12</sup>	-	(0.75 ± 0.5) 10 <sup>13</sup>	-3.5 ± 0.5	-
Ω-156-A	-8.8	1.16 10 <sup>13</sup>	-	1.1 10 <sup>13</sup>	Ne pince pas	-
Ω-318-A	-7	1.18 10 <sup>13</sup>	-	(0.96 ± 0.4) 10 <sup>13</sup>	-5 ± 1	(9.4 ± 0.3)10 <sup>12</sup>
Ω-341-B	-6.7	1.5 10 <sup>13</sup>	-	1.28 10 <sup>13</sup>	-4.5 ± 0.5	-
Ω-337	-5.7	1.46 10 <sup>13</sup>	-	1.17 10 <sup>13</sup>	-3 ± 0.5	-
Ω-347	-2.8	9.7 10 <sup>12</sup>	-	(7.25 ± 0.25)10 <sup>12</sup>	-2.5 ± 0.5	(8.4 ± 0.2) 10 <sup>12</sup>
Ω-355	-5.7	1.46 10 <sup>13</sup>	-	(1.0 ± 0.25) 10 <sup>13</sup>		1.2 10 <sup>13</sup>
AEC 854	-5.2	8.9 10 <sup>13</sup>	-4.6	9 10 <sup>12</sup>	-5	-
AEC 855	-5.2	8.9 10 <sup>13</sup>	-4.6	9 10 <sup>12</sup>	-5	-
A 374	-6.45	1.08 10 <sup>13</sup>	-4.3 ± 0.5	8.5 10 <sup>12</sup>	-8 ± 0.5	-
A 379	-7.43	1.24 10 <sup>13</sup>	-4.8	8.8 10 <sup>12</sup>	-6 ± 0.5	-
ATMI 854	-4.3	8.9 10 <sup>12</sup>	-4.2	8.2 10 <sup>12</sup>	-4 ± 0.5	-
ATMI 855	-4.3	8.9 10 <sup>12</sup>	-4.2	8.9 10 <sup>12</sup>	-4 ± 0.5	-
AEC 826	-7.2	0.98 10 <sup>13</sup>	-5	9.9 10 <sup>12</sup>	-6 ± 1	-
AEC 829	-7.2	0.98 10 <sup>13</sup>	-6	1.18 10 <sup>13</sup>	-6.5 ± 0.5	(9 ± 0.3)10 <sup>12</sup>
AEC 811	-6.5 ± 1.3	(1.15 ± 0.2) 10 <sup>13</sup>	-3.2 ± 0.2	6.3 10 <sup>12</sup>	-4 ± 0.5	-
AEC 812	-6.5 ± 1.3	(1.15 ± 0.2) 10 <sup>13</sup>	-3.5	7 10 <sup>12</sup>	-4	-

Tableau II.1 : Comparaison des résultats théoriques et expérimentaux obtenus sur l'ensemble des structures

Les échantillons ATMI 854 et 855 donnent des résultats théoriques de la tension de pincement et de la densité de porteurs très proches des résultats expérimentaux. Les structures AEC

présentent un écart entre les résultats théoriques et expérimentaux qui peut être lié à une erreur sur le dopage. Nous avons utilisé  $N_D = 1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$  pour les échantillons AEC qui présentent une couche d'AlGaIn dopée. Les structures  $\Omega$ -xxx et A-xxx présentent des écarts plus ou moins importants entre les résultats théoriques et expérimentaux alors que ces structures ne possèdent pas de couche d'AlGaIn dopée. Pour la totalité des échantillons, les écarts entre les résultats théoriques et expérimentaux peuvent être dus à différents effets :

- la contrainte résiduelle de la couche tampon de GaN,
- la présence de domaines d'inversion qui réduisent considérablement la polarisation totale de l'AlGaIn,
- la présence de centres de recombinaison qui affectent la densité d'électrons libres dans le GaN,
- l'impact du dopage sur l'effet piézoélectrique et la polarisation spontanée,
- la présence d'états de surface qui créent un potentiel de déplétion sur le canal,
- l'activation partielle des donneurs,
- la compensation du dopage par des impuretés à caractère accepteur...

Tous ces effets peuvent intervenir simultanément pour réduire la densité surfacique d'électrons et par suite la tension de pincement (en valeur absolue).

Les résultats expérimentaux avant et après fabrication sont parfois très différents. Ces écarts peuvent être dus à une évolution de la structure pendant les phases de fabrication comme la modification de la surface par oxydation.

[1] H. MATHIEU, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9

[2] O. AMBACHER et Al, « *Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-face AlGaIn/GaN heterostructures* », Journal of applied physics, 15 March 1999, volume 85, number 6, pp 3222 - 3233

[3] H. MATHIEU, « *Physique des semiconducteurs et des composants électroniques* », Dunod, ISBN 2-10-005654-9, pp 531



---

**RESUME :**

Depuis cinq ans environ, l'institut s'est investi dans la réalisation de transistors HFET de puissance basés sur une hétérostructure AlGaIn/GaN afin de concevoir des amplificateurs de forte puissance fonctionnant en bande S ainsi qu'en bande X. L'objectif de ces travaux de thèses était d'apporter un ensemble de méthodes de caractérisation afin d'expliquer le comportement des transistors GaN et d'identifier les différents problèmes liés à l'immaturité de cette technologie.

Nous présentons, dans ce mémoire, les propriétés physiques du nitrure de gallium hexagonal et nous proposons un modèle Schrödinger-Poisson incluant les propriétés pyroélectrique et piézoélectrique du GaN afin de simuler la densité de porteurs à l'interface d'une hétérostructure AlGaIn/GaN. L'influence de la contrainte résiduelle de la couche tampon de GaN sur la densité de porteurs est abordée. L'ensemble des structures étudiées durant ces travaux a été simulé et les résultats obtenus ont été comparés à ceux issus des mesures post et pré fabrication des transistors. La physique du contact Schottky est ensuite abordée, et nous montrons par des mesures  $C(V)$ , que malgré son aspect ionique, le GaN présente un ancrage du niveau de Fermi.

L'étude en direct des diodes grille-source et grille-drain a montré que l'effet tunnel assisté par des défauts est le phénomène de conduction prépondérant ces diodes Schottky. Cet effet, lié aux états de surface, est responsable des forts coefficients d'idéalité mesurés. L'étude statique des transistors en régimes continu et pulsé a montré la présence de pièges électriques et leurs influences sur le courant de drain. Nous expliquons le concept de la grille virtuelle, l'influence de centres profonds dans la barrière et l'impact de l'injection de porteurs chauds dans le buffer.

Nous présentons les résultats de puissance obtenus à 4 GHz et nous montrons que la plupart des transistors présentent un écart important entre les résultats attendus et expérimentaux. Le système de mesure grand signal développé a permis de montrer que le courant de drain maximum à 4 GHz s'écroule lorsque l'impédance de charge augmente. Nous avons attribué cet effet à l'accumulation d'électrons en surface dans l'espace grille-drain qui favorise la formation d'une grille virtuelle provoquant la désertion du canal. Enfin, les résultats d'intermodulation biton présentés montrent que les transistors HFET à base de GaN ont un comportement plus linéaire que ceux issus des technologies GaAs.

**Title :**

**"EXPERIMENTAL STUDIES OF HFET TRANSISTORS RESULTING FROM THE GALLIUM NITRIDE TECHNOLOGY FOR MICROWAVE POWER APPLICATIONS"**

---

**ABSTRACT :**

For five years approximately, the institute focuses a part of his research activity in the realisation of power HFET transistors based on an AlGaIn/GaN heterostructure in order to design high power amplifiers functioning in S band as in X band. The objective of this thesis work was to bring a whole of methods of characterization in order to explain the behaviour of the GaN transistors and to identify the various problems linked to the immaturity of this technology.

We present, in this report, the physical properties of hexagonal gallium nitride and we propose a Schrödinger-Poisson model including the pyroelectric and piezoelectric properties of GaN in order to simulate the carrier density at the interface of an AlGaIn/GaN heterostructure. The influence of the residual stress of the GaN buffer layer on the carrier density is approached too. The whole of the studied structures during this work has been simulated and the obtained results were compared with those resulting from measurements carried out before and after the transistor fabrication. The physique of the Schottky contact is then approached, and we show by  $C(V)$  measurements, that in spite of its ionic aspect, GaN presents a Fermi level pinning.

The study, in forward, of the gate-source and gate-drain diodes has shown that the tunnel effect assisted by defects is the dominating conduction phenomenon in these Schottky diodes. This effect, related to surface states, is responsible for the high ideality coefficients. The static study of the transistors in continuous and pulsed regime has shown the presence of electric traps and their influences on the drain current. We explain the concept of the virtual gate, the influence of deep centres in the barrier and the impact of the hot carriers injection in the buffer.

We present the power results obtained at 4 GHz and we show that the majority of transistors present a significant difference between the expected and experimental results. The developed large signal measurement system made it possible to show that the maximum drain current at 4 GHz collapses when the load impedance increases. We have imputed this effect to the electron accumulation at the surface in the gate-drain spacing, which favours the formation of a virtual gate causing the channel desertion (drain lag). Lastly, the presented intermodulation results show that HFET transistors based on GaN technology have a behaviour more linear than those resulting from GaAs technologies.

---

**MOTS-CLES :**

TRANSISTORS A EFFET DE CHAMP  
NITURE DE GALLIUM  
PUISSANCE  
SCHRÖDINGER – POISSON

HFET  
PIEGES ELECTRIQUES  
GRILLE VIRTUELLE  
NIVEAUX PROFONDS

DIODE SCHOTTKY  
EFFET TUNNEL  
COEFFICIENT D'IDEALITE  
MESURES PULSEES