

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE.....	15
 CHAPITRE I : HEMTs à base de Nitrure de Gallium	
I. Introductions	19
II. Les matériaux III-N	19
III. Applications du GaN	21
IV. Le nitrure de gallium et ses dérivées ternaires.....	22
1. Polarisation spontanée	23
2. Polarisation piézoélectrique	24
3. Répartition des charges dans les HEMTs InAlN/GaN	26
4. Énergie des bandes interdites et formation du canal bidimensionnel	28
5. Conclusion.....	29
V. Le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) InAlN/GaN	30
1. Le gaz d'électron bidimensionnel (2DEG)	30
2. Structure d'un HEMT	30
VI. Les effets limitatifs dans les HEMTs à base de GaN	33
1. Les limitations dues à des défauts	33
a. Les pièges de surface	34
b. Les pièges en volume : dans le GaN et dans la couche barrière	35
2. Les effets thermiques	36
VII. État de l'art des HEMTs InAlN/GaN.....	36
VIII. Conclusion du Chapitre I.....	37
IX. Bibliographie du Chapitre I.....	38

CHAPITRE II : Caractérisation électrique et modélisation petit signal des HEMTs InAlN/GaN

I. Introduction.....	47
II. Composants étudiés : caractéristiques I(V).....	49
1. Impact du dopage en Carbone	49
III. Le contact Schottky	53
1. Généralités du contact Schottky	53
2. Diode Schottky polarisée	56

IV. Caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ des composants étudiés	58
1. Impact du dopage en Carbone sur le courant de grille	58
2. Impact de la passivation sur le courant de grille	60
3. Courant de grille à faible champ : courant de surface	62
4. Saturation du courant de grille en inverse	64
V. Caractérisation du contact Schottky inhomogène	66
1. Caractérisation du contact Schottky en polarisation directe	66
2. Caractérisation du contact Schottky en polarisation inverse	70
a. Introduction	70
b. Modélisation du courant de grille	72
c. Conclusion	76
3. Modélisation de l'impédance de la jonction M-S	77
a. Modèle localisé	78
b. Modèle distribué	80
VI. Modélisation petit signal et prise en compte des effets de la dispersion fréquentielle	82
1. Dispersion fréquentielle de la conductance de sortie	85
2. Dispersion fréquentielle de la transconductance extrinsèque	88
3. Modélisation petit signal avec des cellules R-C et R-L	89
4. Modélisation petit signal incluant un piège	90
5. Modélisation petit signal incluant une distribution de pièges	91
VII. Conclusion du chapitre II.....	94
VIII. Bibliographie du chapitre II	96

CHAPITRE III : Étude du bruit basse fréquence et haute fréquence

I. Introduction.....	105
II. Étude du bruit de fond basse fréquence dans les HEMTs	105
1. Sources de bruit intrinsèques aux transistors HEMTs	106
a. Sources de bruit réductibles	106
b. Sources de bruit irréductibles	108
c. Représentation du bruit dans un quadripôle	109
2. Banc de mesure de bruit BF	110
a. Calibrage du banc pour la mesure de SI_1 avec un TIA.....	110

b. Calibrage du banc pour la mesure de SI_2 avec VA.....	114
c. Schéma équivalent pour l'extraction du bruit d'un dispositif sous test (DST).....	115
3. Caractérisation en bruit BF des HEMTs InAlN/GaN	115
a. Mesure du bruit sur la grille : SI_G	115
b. Mesure du bruit sur le drain : SI_D	119
4. Modélisation de SI_G	121
5. Conclusion.....	125
III. Étude du bruit haute fréquence en régime linéaire	125
1. Généralités.....	125
2. Banc de mesure des paramètres de bruit	126
a. Présentation du banc	126
b. Calibrage du banc	127
3. Caractérisation en bruit HF des HEMTs InAlN/GaN	129
a. Impact du courant de grille sur le facteur de bruit minimum	129
b. Impact du dopage ne Carbone sur le facteur de bruit	131
c. Impact des dimensions des composants sur les performances en bruit HF.....	132
d. Choix des composants pour la conception des LNAs et état de l'art.....	135
IV. Étude du bruit HF en régime non linéaire	137
1. Banc de mesure du bruit HF en régime non linéaire	138
2. Résultats des mesures	138
V. Conclusion du chapitre III	139
VI. Bibliographie du chapitre III.....	141

CHAPITRE IV : Conception d'amplificateurs faible bruit en technologie hybride en bande Ka à base des HEMTs InAlN/GaN

I. Introduction.....	147
II. Conception des LNAs en technologie hybride à base des HEMTs InAlN/GaN en bande Ka	147
1. Performances en bruit hyperfréquences des composants	147
2. Spécifications des amplificateurs	149
3. Réalisation et simulation petit signal des LNAs mono-étage	150
a. Adaptation entrée/sortie et circuit de polarisation	150
b. Étude de la stabilité du circuit	152
4. Réalisation et simulation petit signal des LNAs 3 étages	155

5. Conclusion.....	162
III. Mesure des amplificateurs	162
1. Mesure des performances en bruit des LNAs mono-étage.....	162
2. Mesure de puissance des LNAs mono-étage : étude de pré-robustesse.....	165
IV. Conclusion du chapitre IV	170
V. Bibliographie du chapitre IV.....	171
CONCLUSION GENERALE.....	173
PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS RELATIVES A CE TRAVAIL.....	179
Résumé.....	181

Rapport-Gratuit.com

INTRODUCTION GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Les technologies de l'information et des communications, ainsi que l'électronique de puissance, nécessitent de plus en plus de systèmes de forte puissance, rapides, faible bruit et robustes. Les technologies à base de silicium (Si) et à base d'arséniure de gallium (GaAs), employées depuis bien des années dans grand nombre d'applications, ne permettent plus de répondre aux besoins de la société militaire et civile. En effet, leurs limitations liées à leur faible largeur de bande interdite ouvrent la voie aux matériaux III-V tel que le nitride de gallium (GaN) de largeur de bande interdite et de mobilité électrique élevées. L'arrivée du GaN sur le marché des semiconducteurs constitue une avancée majeure pour des systèmes de puissance fonctionnant à haute fréquence.

Grâce à leur largeur de bande interdite élevée, à la vitesse de saturation des porteurs élevée et à une bonne stabilité chimique, les composants à base de GaN sont depuis quelques décennies, de bons candidats pour les applications de puissance aux hautes fréquences. Les domaines d'application des composants à base de GaN ne cessent de s'élargir allant de l'électronique de puissance, de l'optoélectronique et des communications sans fils jusqu'aux stations de base, aux radars et aux ondes millimétriques. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) AlGaN/GaN, actuellement commercialisés, offrent un meilleurs compromis puissance et fréquence élevée. Cependant, la désadaptation des paramètres de maille entre l'AlGaN et le GaN engendre par des phénomènes piézoélectriques, grand nombre de défauts qui contribuent à la limitation des performances et de la durée de vie de cette technologie par rapport à ce qui a été prévu. Dans le but d'améliorer les performances des composants à base de GaN, une alternative a été trouvée. Elle consiste à remplacer le matériau AlGaN par le matériau InAlN. Le matériau InAlN peut être parfaitement adapté en paramètre de maille avec le GaN pour environ 17% d'indium. Les potentiels en puissance et en bruit aux hautes fréquences sont nettement améliorés comparés à ceux de son homologue AlGaN/GaN grâce à une mobilité ainsi qu'une densité de porteurs plus élevée et aussi à une largeur de bande interdite qui est plus élevée pour l'InAlN. La polarisation spontanée élevée pour l'InAlN/GaN comparée à la somme de la polarisation spontanée et piézoélectrique de l'hétérostructure AlGaN/GaN, est aussi un élément important dans les performances de l'hétérostructure InAlN/GaN. Cependant, la technologie InAlN/GaN est encore à l'état d'étude dans plusieurs laboratoires et de nombreux points restent encore à améliorer. Le courant de fuite, lié à un mauvais contact Schottky de grille, est plus élevé dans celui-ci et est régi par de nombreux défauts d'origines diverses comme des défauts de dislocation dans les différentes couches, des pièges de surface et d'interface et des pièges en volume. Tous ces défauts ont pour conséquence un comportement anormal des caractéristiques de sortie de ces transistors.

La nécessité de comprendre, d'identifier et de réduire ces différents problèmes sont des points cruciaux pour la réalisation des systèmes fiables et performants en bruit et en puissance aux fréquences élevées. Ceci passe par différents procédés de caractérisation

électrique, en bruit basse fréquence et hyperfréquence en régime linéaire et non linéaire et par la modélisation en vue de prévoir le fonctionnement des circuits qui seront réalisés.

Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet Genghis Khan financé par l'Agence Nationale de la Recherche (ANR). Celui-ci vise à montrer les potentialités de l'hétérostructure InAlN/GaN en réalisant des amplificateurs en bande Ka. Ce projet regroupe plusieurs partenaires industriels et académiques : Thales Communication, EGIDE, l'Institut Lavoisier de Paris, UMS, le LAAS et III-V Lab qui pilote le projet. Différentes tâches sont attribuées à chacun des partenaires. Le LAAS a été chargé de caractériser les différents dispositifs fabriqués par III-V Lab, en mode électrique, en bruit basse fréquence et hyperfréquence, et de concevoir des amplificateurs faible bruit en technologie hybride et MMIC en bande Ka.

Je présenterai dans ce manuscrit les différentes tâches menées en vue de réaliser les amplificateurs faible bruit robustes en bande Ka en partant de l'étude des HEMTs InAlN/GaN. Ce manuscrit s'articule ainsi en 4 grands chapitres. Je présenterai au premier chapitre les propriétés physiques et électroniques du GaN ainsi que des composés ternaires utilisés pour la réalisation des HEMTs à base de GaN. Ce chapitre se terminera par les effets limitatifs et l'état de l'art des HEMTs à base de GaN. Au deuxième chapitre je présenterai les résultats de l'étude électrique (étude du courant de grille et mise en évidence des défauts de surface et en volume), et de l'étude de la modélisation petit-signal avec la mise en évidence des phénomènes de la dispersion fréquentielle des HEMTs InAlN/GaN. Un troisième chapitre qui porte sur l'étude en bruit basse fréquence et hyperfréquence de ces dispositifs viendra accompagner les résultats obtenus au chapitre II. Enfin un dernier chapitre qui porte sur la conception des amplificateurs faible bruit de type hybride à 30 GHz est présenté.

Chapitre I :

HEMTs à base de Nitrure de Gallium

I. Introduction

Les premiers transistors à haute mobilité électronique ont été réalisés en 1980 par Thomson-CSF [1] et Fujitsu [2] sous les noms respectifs de TEGFET (Two Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) et HEMT (High Electron Mobility Transistor). Au cours des années, ils ont pris divers noms comme MODFET (Modulated Doped Field Effect Transistor) et HFET (Heterojunction Field Effect Transistor). Mais de nos jours, le nom HEMT est le plus utilisé.

Les premiers HEMTs ont été réalisés sur Arséniure de Gallium (GaAs) [2]. Ils sont les plus matures et donc les plus commercialisés de nos jours. Cependant, ces derniers ne permettent pas de s'affranchir de la dissipation thermique et de la limitation en puissance aux hautes fréquences dont l'intérêt est majeur au vu des besoins technologiques d'aujourd'hui. L'utilisation des matériaux à grande bande interdite (grand gap) comme le nitre de gallium GaN est une solution possible et les premiers transistors sont apparus en 1993 [3-4].

Les composants à base de nitre de gallium ont fait l'objet de nombreuses études au cours de ces dernières décennies grâce à leurs propriétés physico-chimiques qui leur permettent de supporter les fortes tensions et les hautes températures, ainsi qu'à une bonne mobilité électrique et à une bonne stabilité chimique. Bien qu'ils souffrent de certains défauts qui limitent leurs performances et leurs durées de vie, ces composants sont de bons candidats pour les applications de puissance et faible bruit aux hautes fréquences. On peut par exemple trouver sur le marché de l'électronique des HEMTs à base de GaN fonctionnant à 18 GHz et des amplificateurs de puissance MMIC fonctionnant jusqu'à 12 GHz avec un gain de 14 dB.

Dans ce chapitre je présenterai les propriétés physiques du GaN qui en font un candidat intéressant pour l'optoélectronique, l'électronique de puissance et hyperfréquence. Je présenterai également les propriétés physiques des semi-conducteurs AlGaN et InAlN afin de justifier le choix de cette alternative à l'AlGaN qui est l'InAlN.

II. Les matériaux III-N

Les semi-conducteurs diffèrent par leurs propriétés physico-chimiques. Une des caractéristiques essentielles est la largeur de leur bande d'énergie interdite qui joue un rôle important dans le choix de leurs applications. Les semi-conducteurs GaN, GaAs et InP présentent un gap direct ce qui fait de ces matériaux des candidats intéressants pour l'optoélectronique notamment pour la réalisation de diode laser à semi-conducteur. En effet, avec un gap direct, les transitions des porteurs (électrons ou trous) entre les bandes d'énergie sont directes ce qui permet facilement de générer des photons soit par absorption soit par la génération.

Leur largeur d'énergie de bande interdite (gap) élevée, bien que différente pour chacun de ces matériaux, leur permet d'avoir des tensions de claquage et des températures limites élevées ce qui leurs offre les possibilités de supporter les fortes tensions nécessaires pour des applications de puissance. Le nitre d'aluminium (AlN), le carbure de silicium (SiC) et le

GaN ont un gap beaucoup plus élevé que le silicium (Si), le GaAs, le phosphure d'indium (InP) et le nitre d'indium (InN) ce qui fait de ces matériaux les plus utilisés pour la réalisation des dispositifs de puissance à base de GaN. Le fonctionnement à haute fréquence est une conséquence de la mobilité élevée et donc de la vitesse de saturation élevée des porteurs dans ces semi-conducteurs. Le GaAs est l'un des semi-conducteurs ayant une forte mobilité électrique avec $\mu_n = 8500 \text{ cm}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$ ce qui permet aux transistors FET réalisés avec ce matériau, de fonctionner à très haute fréquence. Les mobilités des autres matériaux sont présentées dans le tableau I.1 qui présente leurs propriétés. Comparées à celle du GaAs, les mobilités des matériaux présentés dans ce tableau sont faibles mais suffisantes pour la montée à très haute fréquence. La permittivité relative (ϵ_r), faible dans le cas du GaN, du SiC et du AlN, permet pour une même impédance de sortie des transistors, d'avoir une surface plus grande du composant que dans le cas du Si. En effet, pour des semi-conducteurs de mêmes dimensions et de permittivités différentes, le semi-conducteur de faible permittivité permet d'avoir des capacités beaucoup plus faibles d'où la possibilité d'augmenter la taille de ces dispositifs et d'obtenir une puissance de sortie plus importante sans dégrader les fréquences de coupure du composant. Les permittivités relatives basse fréquence des composés ternaires $\text{A}_x\text{B}_{1-x}\text{N}$ formés à partir du GaN, de l'AlN et de l'InN, peuvent être calculées à partir des équations I.1, I.2 et I.3 obtenues par interpolation linéaire [5].

$$\epsilon_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = 0.03 * x + 10.28 \quad (\text{I.1})$$

$$\epsilon_{\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = 4.33 * x + 10.28 \quad (\text{I.2})$$

$$\epsilon_{\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}} = -4.30 * x + 14.61 \quad (\text{I.3})$$

L'augmentation de la puissance de sortie s'accompagne d'un échauffement du composant. Cette augmentation de la chaleur limite énormément le fonctionnement de ces dispositifs surtout à très haute température. Ainsi il est nécessaire d'avoir des dispositifs de très bonne conductivité thermique afin de mieux dissiper la chaleur. On note que les matériaux SiC, GaN et surtout le diamant ont une très bonne conductivité thermique.

Tableau I-1: Propriétés physiques des différents matériaux semi-conducteurs à 300 K

Propriétés	Si	GaAs	InP	GaN 2H	AlN	InN	SiC 4H	C Diamant
Bande interdite (eV)	1.1	1.4	1.3	3.4	6.2	0.7	3.3	5.5
Champ de claquage (MV.cm ⁻¹)	0.3	0.4	0.5	3.3	8.4	1.2	3.5	5.6
Constante diélectrique	11.8	11.5	12.5	9.5	10.3	14.3	10	5.5
Conductivité thermique (W.cm ⁻¹ K ⁻¹)	1.5	0.5	0.7	1.3	2	0.45	4.5	20
Mobilité électronique (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	1500	8500	5400	990	135	3.6	650	1900
Vitesse de saturation (10 ⁷ cm/s)	1	2	1	2.5	2.1	1.8	2	2.7

En fonction de tous les paramètres présentés précédemment, il existe différents facteurs qui permettent d'identifier les matériaux offrant un meilleur compromis puissance fréquence élevée. Les plus utilisés sont le facteur de mérite de Johnson (JFM : Johnson Figure

of Merit) [6] et les facteurs de mérite de Baliga (BFM) [7-8]. Le facteur de mérite de Johnson tient compte à la fois de la vitesse de saturation des électrons et de la tension de claquage. Le JFM du GaN est 790 fois plus élevé que celui du silicium, 72 fois plus élevé que celui de l’Arsénure de gallium et deux fois plus élevé que celui du carbure de silicium. Il existe deux types de facteur de mérite de Baliga : le facteur de mérite de Baliga pour l’électronique de puissance BFM qui est calculé en fonction de la hauteur de la bande interdite E_g , de la permittivité relative et de la mobilité des électrons [7], et aussi, le facteur de mérite de Baliga pour les communications haute fréquence de puissance BHFM (Baliga High Frequency Figure of Merit) [8]. Le BFM du GaN est 910 fois plus élevé que celui de Si, 33 fois supérieur à celui du GaAs et 3 fois à celui du SiC. On peut aussi noter le facteur de mérite KFM (Keye’s Figure of Merit) qui tient compte des limitations thermiques [9]. L’ensemble de ces facteurs est normalisé par rapport au silicium et présenté dans le Tableau I-2. On en conclut que le GaN offre de meilleurs potentiels et donc un bon compromis puissance et fréquence élevées.

Tableau I-2: Différents facteur de mérite des matériaux normalisé par rapport au silicium [10]

	Si	GaAs	GaN	4H-SiC
JFM	1	11	790	410
KFM	1	0.45	1.8	5.1
BFM	1	28	910	290
BHFM	1	16	100	34

III. Applications du GaN

L’arrivée du GaN en optoélectronique a permis, grâce à l’alliage InGaN, d’obtenir des LEDs bleues de longueur d’onde autour de 405 nm, et donc un élargissement du spectre allant de l’ultra-violet (UV) au bleu/vert. La bonne efficacité de recombinaison radiative obtenue avec le GaN par rapport au SiC, a aussi permis de réaliser des LEDs qui sont utilisées dans des applications comme l’éclairage des véhicules et les écrans de télévision à base de LED. Grâce à la florescence des lasers UV-bleus, la médecine s’est aussi intéressée aux avantages du GaN, notamment dans le traitement des tumeurs et dans la dermatologie. On retrouve également ces lasers dans les disques de nouvelle génération appelés disques blue ray réalisés par Sony en 2003.

L’électronique de puissance s’est aussi montrée intéressée aux dispositifs à base de GaN pour les systèmes embarqués. La nécessité de réaliser des véhicules électriques pour limiter la production de CO_2 a conduit au secteur de l’automobile à s’intéresser à ces dispositifs afin de drainer de forts courants pour la production de l’énergie électrique. L’aéronautique ne se laissant pas indifférente face aux avantages du GaN, elle tire quant à elle un grand profit dans les convertisseurs de puissance. Les dispositifs à forte bande interdite ayant une bonne immunité face aux agressions radiatives et fonctionnant à des températures élevées, permettent de limiter les boîtiers de protection réduisant ainsi la masse des systèmes.

Le GaN peut supporter des températures allant jusqu’à 700°C. Ainsi, l’électronique à haute température peut aussi utiliser ces dispositifs afin de limiter la quantité de câbles entre

le capteur et le système électronique dans le cas des moteurs à réaction situés dans des zones froides.

Les applications radiofréquences sont celles qui montrent le plus d'intérêt aux dispositifs à base de GaN. Les transistors bipolaires à jonction ou à hétérojonction à base de GaN conçus tardivement par rapport aux HEMTs à base de GaN, conduisent à des performances moins bonnes comparées à celles obtenues avec les HEMTs à cause de la difficulté à réaliser un dopage de type accepteur du GaN et aussi à cause de la faible mobilité des porteurs mis en jeu. Les HEMTs à base de GaN sont les plus utilisés en offrant des avantages qui permettent d'augmenter les débits de transmission dans les systèmes de télécommunications spatiales aussi bien civile que militaire, dans la téléphonie mobile, dans les systèmes de détection (radar militaire/civil) ...

La figure I.1 présente les gammes de fréquences accessibles par les différentes technologies en fonction de la puissance. On peut remarquer que le GaN permet de couvrir un large domaine d'applications contrairement aux dispositifs à base de Si et de GaAs.

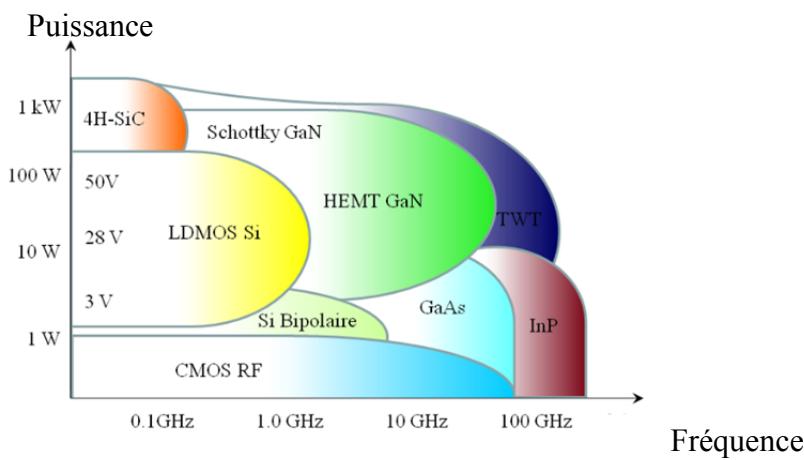


Figure I.1: puissances accessibles en fonction de la fréquence des différents matériaux semiconducteurs [11]

IV. Le nitrate de gallium et ses dérivés ternaires

Le GaN possède trois structures cristallines différentes : la structure hexagonale ou Wurtzite, la structure cubique ou Zinc Blinde et la structure sel gemme (rock salt en anglais) qui est une structure haute pression. La structure Wurtzite est la plus utilisée car elle est la plus stable thermodynamiquement. La figure I.2 présente les 3 structures cristallines du GaN.

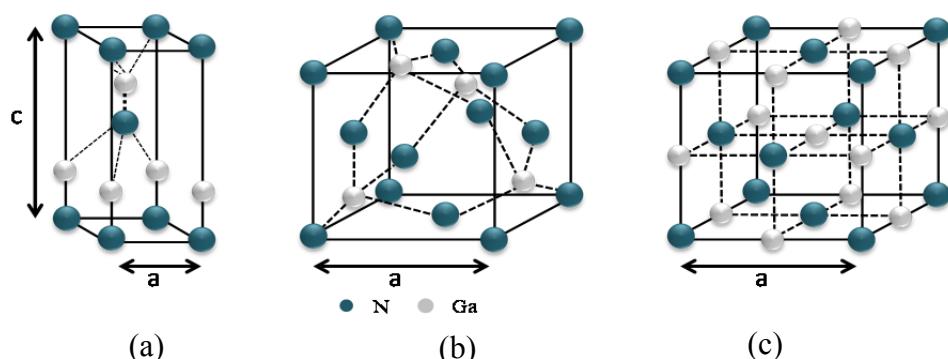


Figure I.2: les différentes structures du GaN : (a) Wurtzite ; (b) Zinc Blinde et (c) rock salt

A température ambiante, les paramètres de maille de la structure Wurtzite sont : $a = 0.318$ nm et $c=0.518$ nm [12]. Les paramètres de maille sont à prendre en compte lors de la réalisation d'hétérostructure afin de connaitre si cette dernière est contrainte ou non.

Suivant la direction [0001] de la structure Wurtzite (cf. figure I.3), l'ordre d'empilement des atomes conduit à une asymétrie de la structure par rapport au plan perpendiculaire au plan [0001]. On trouve ainsi, deux structures Wurtzite : la structure appelée face-N de direction [000-1] et la structure face-Ga de direction opposée [0001]. Dans le HEMT, les différentes charges de polarisation piézoélectrique et spontanée vont être influencées par ces deux types de structure Wurtzite, il est donc nécessaire d'en tenir compte. La figure I.3 présente les deux types de structure Wurtzite du GaN.

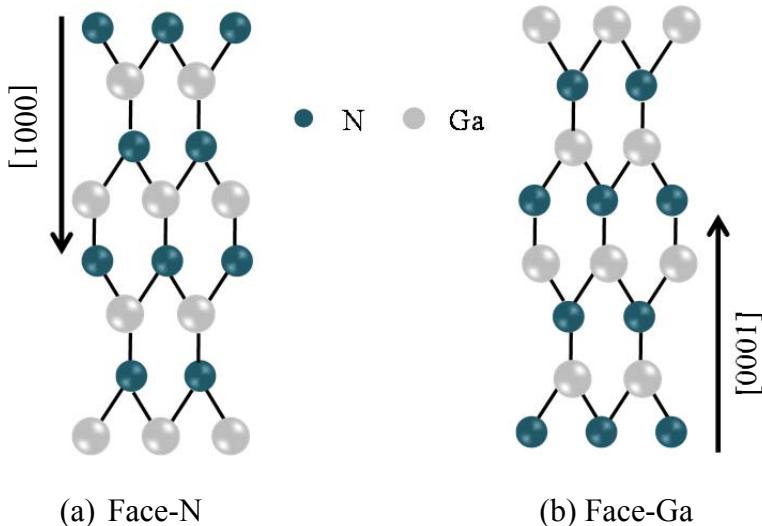


Figure I.3: structures cristallines Wurtzite du GaN; a) face-N [000-1]; b) face-Ga [0001]

1. Polarisation spontanée

La différence d'électronégativité entre l'atome de Ga ($\chi_{\text{Ga}} = 1.6$ eV) et l'atome de N ($\chi_{\text{N}} = 3$ eV) entraîne une dissymétrie de répartition des charges dans la structure donc une forte polarité électronique. Il apparaît donc une charge négative $-Q$ autour de l'atome d'azote qui est plus électronégatif et une charge positive $+Q$ autour de l'atome de gallium. Ainsi, les barycentres des charges positives et négatives dans la structure Wurtzite du GaN, dans l'AlGaN et l'InAlN, ne coïncident pas ce qui entraîne l'existence de la polarisation spontanée (P_{sp}) qui est orientée suivant l'axe [0001]. Par convention, cet axe donne le sens positif de la polarisation spontanée. En effet, ce sens est celui partant de l'atome de gallium vers l'atome d'azote le plus proche (cf. figure I.4). La polarisation spontanée est donc indépendante des contraintes mécaniques du matériau car elle est due à l'existence de dipôles dans les liaisons entre le gallium, l'aluminium, l'indium et l'azote. Dans le cas des structures Wurtzite face-N de GaN relaxé, la polarisation spontanée conduit à une charge globale positive en surface $+Q$ et négative $-Q$ à l'opposé. Dans une structure Wurtzite face-Ga, la polarisation spontanée est opposée, les charges en surface sont donc négatives et positives à l'opposé [13].

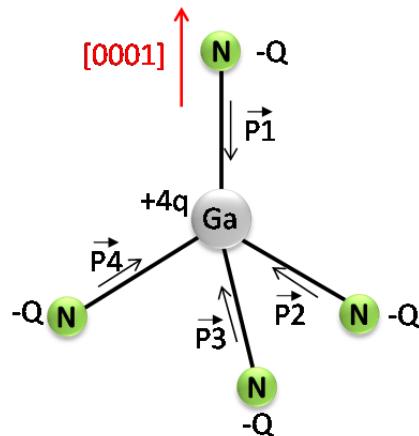


Figure I.4: polarisation spontanée et répartition des charges dans une structure Wurtzite du GaN

La polarisation spontanée totale est donc la résultante des sommes des vecteurs de polarisation \vec{P}_i ($i=1, 2, 3$ et 4). Les polarisations spontanées du GaN, AlN et l'InN sont trouvées égales respectivement à -0.034 C.m^{-2} , -0.09 C.m^{-2} et -0.042 C.m^{-2} [13]. Les valeurs négatives de ces polarisations montrent que les vecteurs \vec{P}_{sp} sont opposés à la direction [0001]. En se basant sur les équations proposées par Ambacher et al [13], on peut calculer les polarisations spontanées des composés ternaires InAlN et AlGaN à partir des équations 4 et 5 pour un taux x en aluminium.

$$P_{sp}(In_{1-x}Al_xN) = -0.090 * x - 0.042(1 - x) + 0.070 * x * (1 - x) \text{ C/m}^2 \quad (\text{I.4})$$

$$P_{sp}(Al_xGaN_{1-x}) = -0.090 * x - 0.034(1 - x) + 0.021 * x * (1 - x) \text{ C/m}^2 \quad (\text{I.5})$$

On obtient une polarisation spontanée de -0.0418 C/m^2 et de -0.0720 C/m^2 respectivement pour l' $Al_{0.2}GaN_{0.8}$ et l' $In_{0.17}Al_{0.83}N$ respectivement. Il est possible de retrouver à partir de ces équations, les valeurs de P_{sp} des composés binaires AlN, InN et GaN en prenant $x = 1$ pour les 2 premiers et $x = 0$ pour le GaN. Il faut noter que dans les structures cubiques, il n'existe pas de polarisation spontanée à cause des barycentres qui coïncident produisant ainsi une bonne symétrie entre les charges.

2. Polarisation piézoélectrique

L'existence de contraintes mécaniques dans les matériaux semiconducteurs peut induire une polarisation piézoélectrique P_{pz} qui vient s'ajouter ou se soustraire à la polarisation spontanée. La polarisation piézoélectrique est orientée suivant l'axe [0001] pour la structure hexagonale qui est celle qui correspond aux transistors étudiés au cours de ces travaux. La polarisation piézoélectrique est due au champ de déformation induit par l'application de contraintes mécaniques qui entraînent une déformation des liaisons covalentes entre l'atome de Ga et les atomes voisins de N.

La polarisation piézoélectrique suivant la direction [0001] peut être calculée à partir des éléments du tenseur piézoélectrique e_{33} et e_{31} [14] grâce à l'équation suivante :

$$P_{pz} = e_{33} \cdot e_z + e_{31} * (e_x + e_y) \quad (I.6)$$

Où e_i est la déformation suivant l'axe i (x, y, z). La polarisation totale dans un matériau à base de GaN est donc la somme de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique. Il faut noter que pour un matériau GaN relaxé il n'y a pas de polarisation piézoélectrique. Ainsi dans les hétérostructures InAlN/GaN et AlGaN/GaN avec une couche épaisse de GaN qui est donc relaxée, les matériaux AlGaN et InAlN de couche mince peuvent subir des contraintes dites compressives ou des contraintes dites extensives. Les équations I.7 à I.9 permettent de calculer respectivement les polarisations piézoélectriques des hétérostructures InAlN/GaN, InAlN/AlN et AlGaN/GaN pour une fraction x d'aluminium [13].

$$P_{pz} (In_{1-x}Al_xN / GaN) = [-0.0525 * x + 0.148 * (1 - x) + 0.0938 * x * (1 - x)] C/m^2 \quad (I.7)$$

$$P_{pz} (In_{1-x}Al_xN / AlN) = 0.182 * (1 - x) + 0.092 * x * (1 - x) C/m^2 \quad (I.8)$$

$$P_{pz} (Al_xGa_{1-x}N / GaN) = [-0.0525 * x + 0.0282 * x * (1 - x)] C/m^2 \quad (I.9)$$

Dans les hétérostructures InAlN/GaN et AlGaN/GaN dans lesquelles les matériaux InAlN et AlGaN subissent des contraintes extensives, les polarisations spontanées et piézoélectriques ont la même direction. L'effet inverse est observé dans le cas des contraintes compressives. Dans le cas du matériau InAlN le pourcentage d'aluminium détermine la nature de la contrainte. Pour un pourcentage d'aluminium inférieur à 82 % ($x < 0.82$), l'InAlN va se trouver en compression sur le GaN et la polarisation P_{pz} deviendra non nulle et positive. Celle-ci va donc s'opposer à la polarisation spontanée. Pour un pourcentage d'Al supérieur à 82% ($x > 0.82$), on a une contrainte extensive. Cependant, pour un pourcentage d'aluminium d'environ 82 % ($x = 0.82$), la contrainte du matériau InAlN sur le GaN est très faible ce qui conduit à une polarisation piézoélectrique quasi nulle pour l'hétérostructure $In_{0.18}Al_{0.82}N/GaN$ [14] [15]. La présence des polarisations spontanées a pour effet l'apparition des charges dont la densité surfacique peut atteindre 10^{13} cm^{-2} . Ces charges participent à la conduction dans le HEMT sans dopage intentionnel du GaN. Le principe de fonctionnement du HEMT sera expliqué dans les paragraphes qui suivent. La polarisation piézoélectrique peut avoir des conséquences néfastes notamment l'apparition, à l'hétérointerface InAlN/GaN, de phonons acoustiques ou optiques qui peuvent interagir avec les électrons dans ces HEMTs [16]. Cela peut ainsi créer des dysfonctionnements liés aux effets parasites qui limitent les performances de ces transistors comme la réduction de la vitesse de saturation des porteurs dans le canal et donc l'effondrement du courant drain-source. Ainsi, les HEMTs InAlN/GaN dépourvus de polarisation piézoélectrique avec 82% d'Aluminium, peuvent fournir plus de courant que leur homologue AlGaN/GaN [17]. La figure I.5 illustre les polarisations spontanées et piézoélectriques pour une hétérostructure InAlN/GaN en compression et en extension dans le cas des structures Wurtzite de GaN face Ga et face N.

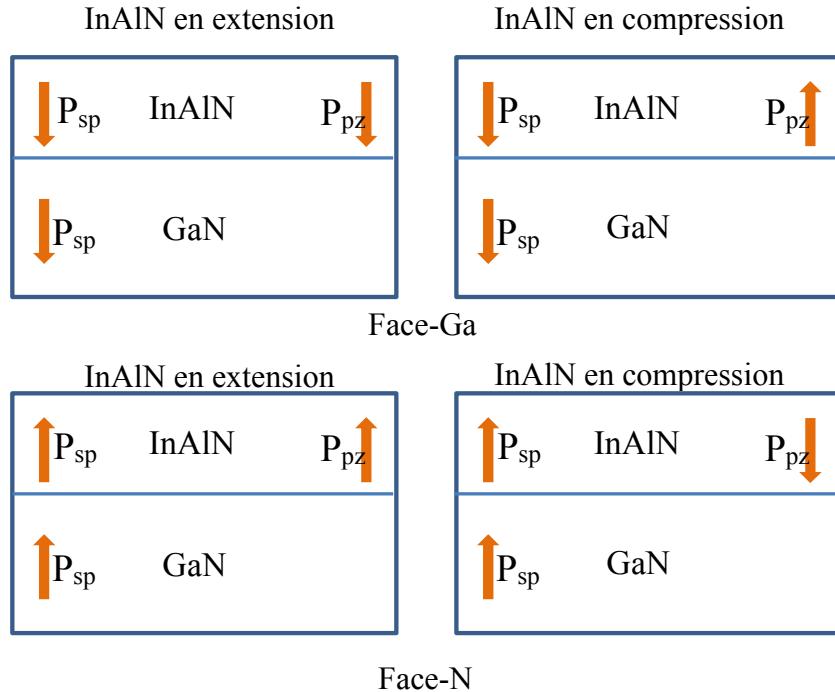


Figure I.5: direction et sens des polarisations spontanées et piézoélectriques dans une hétérostructure InAlN/GaN en compression et en tension sur le GaN face-Ga et face-N

3. Répartition des charges dans les HEMTs InAlN/GaN

L'existence de polarisation dans les différents matériaux conduit à l'apparition de charges fixes en surface et aux interfaces de l'hétérostructure. La concentration de charges induites est égale au gradient de la polarisation totale et s'exprime par l'équation I.10.

$$\rho = -\overrightarrow{grad}(P) \quad (I.10)$$

Dans le cas des interfaces planes, les densités des charges créées en surface de l' $A_xB_{1-x}N$ et à l'interface de l' $A_xB_{1-x}N/GaN$ peuvent être calculées avec les équations I.11 et I.12.

En surface : $\sigma_{ABN} = P_{Total} = P_{sp,ABN} + P_{pZ,ABN}$ (I.11)

A l'interface :

$$\sigma_{ABN/GaN} = P_{GaN} - P_{ABN} = (P_{sp,GaN} + P_{pZ,GaN}) - (P_{sp,ABN} + P_{pZ,ABN}) \quad (I.12)$$

La nature des charges dans le canal va dépendre du signe de la densité surfacique à l'interface. En effet, lorsque $\sigma_{ABN/GaN}$ est positive, la condition de neutralité des charges conduit à la compensation de ces charges par les électrons dans le puits de potentiel côté GaN donc un gaz d'électron bidimensionnel (2DEG). Dans le cas où $\sigma_{ABN/GaN}$ est négative, on obtient un gaz de trou bidimensionnel (2DHG : two dimensionnal hole gas) [15]. Cette dernière possibilité peut être obtenue dans le cas des hétérostructures ABN/GaN face-N. La figure I.6 présente la répartition des charges ainsi que les différentes polarisations dans les hétérostructures InAlN/GaN face-Ga et face-N dans le cas d'une contrainte extensive.

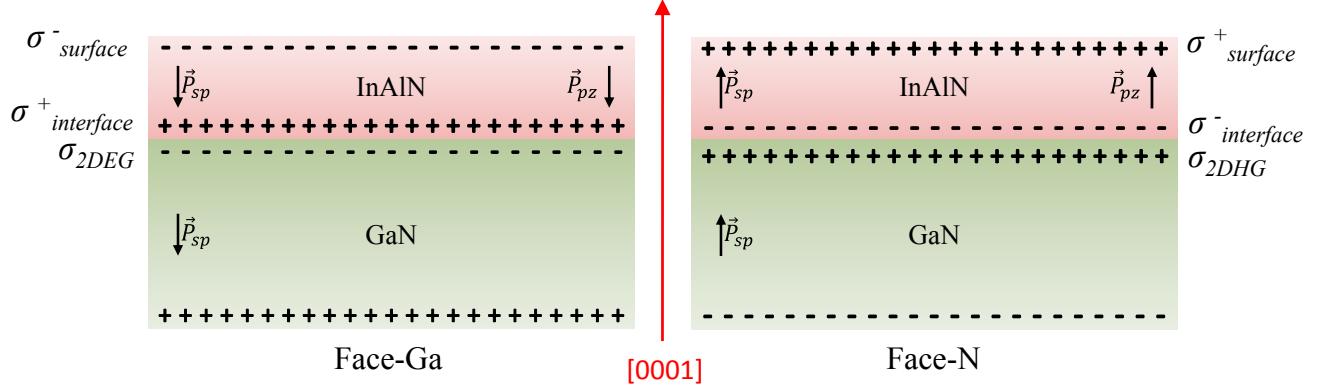


Figure I.6: répartition des charges ainsi que les directions de polarisation spontanée et piézoélectrique dans les hétérostructures InAlN/GaN face-Ga et face-N

La présence des charges induit par conséquent l'existence d'un champ électrique \vec{E} qui se déduit à partir du théorème de Gauss :

$$\operatorname{div}(\varepsilon \vec{E}) = \rho \quad (\text{I.13})$$

Avec ε la permittivité du matériau, ρ la densité volumique des charges. En considérant, par simplification, une structure unidimensionnelle, l'équation précédente se réduit à : $\frac{\partial(\varepsilon E)}{\partial x} = \rho$. L'intégration de cette équation permet de calculer le champ électrique aux différentes interfaces chargées par des densités surfaciques σ_i . Ainsi :

$$\text{A l'interface Grille/InAlN : } \varepsilon_{InAlN} E_1 = 0 + \sigma_{Metal/InAlN} \quad (\text{I.14})$$

$$\text{A l'interface InAlN/GaN : } \varepsilon_{GaN} E_2 = \varepsilon_{InAlN} \cdot E_1 + \sigma_{InAlN/GaN} \quad (\text{I.15})$$

$$\text{Dans le GaN : } \varepsilon_{GaN} \cdot 0 = \varepsilon_{GaN} \cdot E_2 - q \cdot n_s \quad (\text{I.16})$$

D'où les champs électriques à chaque interface :

$$E_1 = \frac{q \cdot n_s - \sigma_{InAlN/GaN}}{\varepsilon_{AlInN}} \quad (\text{I.17})$$

$$E_2 = \frac{q \cdot n_s}{\varepsilon_{GaN}} \quad (\text{I.18})$$

Les travaux réalisés par Ambacher et *al* [15] ont montré que pour une hétérostructure InAlN/GaN face-Ga ayant un taux d'aluminium $x > 0.7$, la densité surfacique $\sigma_{InAlN/GaN}$ à l'hétérointerface est positive et donc des électrons se concentrent à l'interface InAlN/GaN dans le puits de potentiel côté GaN. Pour $x \leq 0.7$, la densité surfacique $\sigma_{InAlN/GaN}$ à

l'hétérointerface est négative créant ainsi des trous dans le puits de potentiel côté GaN. Dans le cas d'une hétérostructure face-N, les effets inverses sont observés. Sachant que l'InAlN et le GaN peuvent être adaptés en paramètre de maille pour $x = 0.82$ et qu'il est préférable que le canal se situe dans le GaN pour de meilleures propriétés de conduction, on peut donc en conclure que la structure Wurtzite de GaN utilisée pour cette hétérostructure est la structure face-Ga. En somme, dans le cas des hétérostructures à base de GaN, c'est la structure Wurtzite face-Ga qui est utilisée.

4. Énergie des bandes interdites et formation du canal bidimensionnel

Comme on peut le voir dans le tableau I-1, les composants secondaires GaN, AlN et InN ont des largeurs de bande interdite de 3.4 eV, 6.2 eV et 0.7 eV respectivement. La largeur de bande d'énergie interdite d'un composé ternaire $A_xB_{(1-x)}N$ peut être calculée en fonction des énergies de bande interdite des composants secondaires qui le composent et du taux d'aluminium x en utilisant l'expression quadratique donnée par l'équation I.19 [18].

$$E_g(A_xB_{1-x}N) = x * E_{g,AN} + (1 - x) * E_{g,BN} + b * x * (1 - x) \text{ eV} \quad (\text{I.19})$$

Où b est le facteur de bowing qui prend en compte les non linéarités de la bande d'énergie interdite du composant ternaire. Vurgaftman et *al* [19] [20] ont proposé des valeurs de b de 2.53 eV et 1.0 eV respectivement pour l' $\text{Al}_x\text{In}_{1-x}\text{N}$ et l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. Cependant, bien d'autres auteurs ont montré une augmentation de la valeur de b lorsque la fraction molaire x d'AlN augmente [21] [22] [23].

Les différences des travaux de sortie et des gaps entre le matériau ternaire $A_xB_{(1-x)}N$ et le GaN crée une différence de potentiel entre ces deux matériaux et aussi une discontinuité des niveaux de Fermi à l'interface. Lorsqu'ils sont mis en contact, les niveaux de Fermi de ces deux matériaux s'alignent pour former une hétérojonction créant ainsi des discontinuités des bandes de conduction $\Delta E_{AxB(1-x)N}^C$ et de valence $\Delta E_{AxB(1-x)N}^V$ à l'hétérointerface. Ces discontinuités entraînent par conséquent la présence du puits de potentiel côté GaN. On peut calculer à partir de l'équation I.20 [15], la discontinuité de la bande de conduction de la couche barrière à l'hétérointerface en fonction du gap et du taux d'aluminium x .

$$\Delta E_{AxB(1-x)N}^C = 0.63 * [E_{ABN}^g(x) - E_{ABN}^g(0)] \text{ eV} \quad (\text{I.20})$$

La figure I.7 présente le diagramme des bandes d'énergie entre l'InAlN et le GaN face-Ga ainsi que la densité des charges dans le 2DEG. On constate bien que l'InAlN à un gap plus élevé que l'AlGaN et peut donc supporter plus de puissance et de température. Aussi, grâce à la discontinuité de la bande de conduction plus importante pour l'InAlN, le puits de potentiel crée à l'hétéro-interface InAlN/GaN est plus élevé ce qui permet de contenir plus de porteurs.

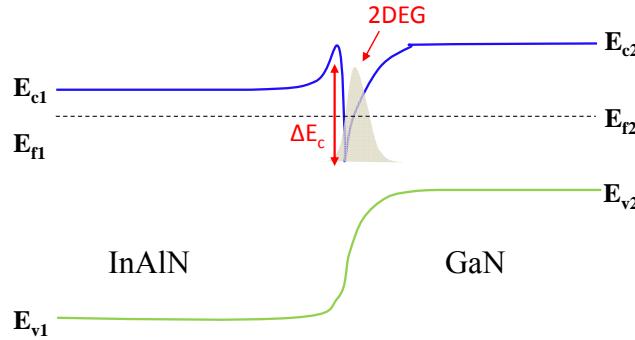


Figure I.7: diagramme des bandes d'énergie d'une hétérojonction InAlN/GaN

5. Conclusion

Grace aux propriétés physico-chimiques présentées précédemment, on constate que l'InAlN présente de meilleures propriétés que l'AlGaN. Ainsi, l'hétérostructure InAlN/GaN présente un meilleur potentiel que l'AlGaN/GaN. La figure I.8 présente les énergies de bande interdite en fonction des paramètres de maille de différents matériaux. On peut remarquer que pour environ 17 % d'Indium l'InAlN peut être en parfait accord de maille avec le GaN ce qui élimine les effets piézoélectriques qui limitent les performances des hétérostructures à base de GaN comme dans l'AlGaN/GaN. En effet, la contrainte de l'AlGaN sur le GaN a pour conséquence la génération de défauts, comme les dislocations, qui vont limiter les performances électriques et en puissance. Par ailleurs, la hauteur de bande interdite plus élevée dans le cas d'InAlN permet à l'hétérostructure InAlN/GaN de supporter plus de puissance et des températures pouvant atteindre 1000°C [24] comparée à l'AlGaN/GaN dont la température limite peut atteindre 700°C. Grace à la polarisation spontanée beaucoup plus élevée dans l'InAlN, la densité de porteurs surfacique à l'interface InAlN/GaN est 3 fois plus élevée que dans le cas de l'AlGaN/GaN, ce qui permet en théorie d'obtenir plus de puissance. La longueur de grille peut aussi être plus réduite dans le cas de l'InAlN grâce à l'absence de phénomène piézoélectrique ce qui va contribuer à la montée en fréquence de ces dispositifs. Ainsi, dans le cadre de cette thèse et donc dans les paragraphes qui suivent, nous nous

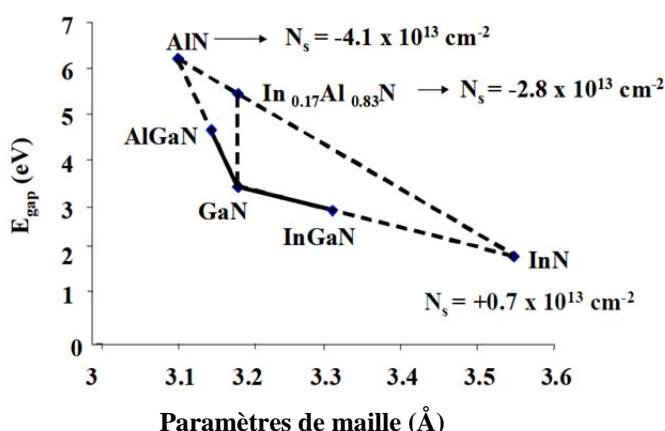


Figure I.8: Bandes d'énergie interdite pour différents matériaux semiconducteurs en fonction des paramètres de maille et les charges Ns à l'interface des matériaux avec le GaN [25].

intéressons principalement aux HEMTs InAlN/GaN face-Ga, sachant que les HEMTs AlGaN/GaN face-Ga ont le même principe de fonctionnement.

V. Le transistor à haute mobilité électronique HEMT InAlN/GaN

1. Le gaz d'électron bidimensionnel 2DEG

Un des avantages de l'hétérostructure InAlN/GaN est qu'il n'est pas obligatoire de doper les matériaux pour obtenir un gaz d'électrons. En effet, la différence des travaux de sortie entre l'InAlN et le GaN, crée un puits de potentiel côté GaN à l'interface de ces matériaux. Les différentes polarisations à l'hétérointerface créent des charges σ_{2DEG} qui vont être piégées dans le puits de potentiel. La densité surfacique n_s des charges du gaz 2D peut se calculer à partir de l'équation I.21. Cette équation est basée sur un modèle électrostatique fondé sur la neutralité des charges et présenté par Yu et *al* dans [26].

$$n_s(x) = \frac{\sigma_{interface}}{q} - \left[\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r(x)}{dq^2} \right] [q\phi_b(x) + E_F(x) - \Delta E_c(x)] \quad (I.21)$$

Avec ε_r la permittivité relative et d l'épaisseur de la couche barrière, ϕ_b la hauteur de barrière Schottky, E_F la position du niveau de Fermi à l'hétérointerface et ΔE_c la discontinuité de la bande de conduction à l'hétérointerface.

Outre les éléments présentés dans l'équation I.21, le pourcentage d'aluminium peut aussi permettre d'augmenter ou de diminuer la densité surfacique du gaz 2D [15]. Un dopage de type donneur de la couche barrière peut aussi augmenter la densité de porteurs du 2DEG. Le dopage de type accepteur de la couche de GaN peut être utilisé pour améliorer le confinement des porteurs dans le canal bidimensionnel. Mais ces dopages ont pour conséquence l'augmentation de défauts dans ces couches ce qui peut limiter le fonctionnement de ces dispositifs.

De nos jours des questions subsistent encore sur l'origine exacte du gaz 2D. Ibetson et *al* [27] ont montré que les états de surface de la couche barrière jouent un rôle important dans la formation du 2DEG. En effet leur modèle stipule que la neutralité de la charge globale dans la structure nécessite une compensation des charges du canal par des donneurs ionisés en surface. La dépendance du 2DEG aux états de surface a été aussi confirmée par beaucoup d'autres travaux réalisés par différents auteurs [28] [29] [30].

2. Structure d'un HEMT

Le transistor HEMT est un cas particulier des transistors FET (Field Effect Transistor). Il est constitué d'un contact Schottky qui constitue la grille et de deux contacts ohmiques qui constituent le drain et la source situés de part et d'autre du contact de grille. Le courant circule du drain vers la source dans le puits de potentiel créé à l'interface de deux matériaux dont la couche supérieure de fort gap et non intentionnellement dopé est appelée couche barrière, et

dont la couche inférieure de faible gap, est appelée couche tampon ou buffer en anglais. La couche barrière est la couche donneuse d'électrons car elle va conditionner le taux des porteurs qui vont être créés à l'hétérointerface. Elle ne doit pas être trop épaisse afin de faciliter le contrôle, par la grille, du courant dans le canal. Il est possible de doper cette couche avec un dopage de type donneur afin d'augmenter la densité des porteurs dans le canal mais, cela a pour conséquence la diminution de la mobilité des porteurs et donc la diminution de la fréquence de coupure du gain en courant du dispositif. En fonction des propriétés électriques souhaitées, il est possible d'ajouter une couche supplémentaire entre la couche barrière et la couche buffer, appelée couche espaceur (Spacer en anglais). Cependant, cette dernière doit être assez fine comparée à la couche barrière afin qu'elle ne dégrade pas la mobilité du 2DEG, son rôle étant de limiter la diffusion des porteurs du 2DEG vers la couche barrière quand une polarisation est appliquée sur la grille. Ardaravicius et *al* [31] ont montré une dépendance de la mobilité des porteurs du 2DEG avec l'épaisseur de la couche espaceur AlN. Ils ont obtenu un pic de la mobilité pour une épaisseur d'AlN de 1 nm. Pour des raisons de confinement de porteurs dans le canal, il est aussi possible d'effectuer un dopage de type accepteur de la couche de GaN afin d'améliorer sa résistivité et donc de limiter les fuites des porteurs du canal vers le GaN lorsqu'une tension est appliquée sur la grille ou le drain. Cela a pour conséquence directe la diminution de la tension de pincement du canal V_p , qui permet de dépeupler complètement celui-ci. La couche de passivation permet de réduire les défauts de surface.

Toutes ces couches sont déposées successivement par épitaxie sur un substrat ayant de bonnes propriétés thermiques pour l'évacuation de la puissance dissipée. Dans le cadre de cette thèse, les substrats utilisés sont le carbure de silicium SiC et le saphir Al_2O_3 . L'intérêt du contact Schottky, dans le HEMT, est majeur car il permet d'avoir des temps de commutation faible étant donné qu'il ne met en action que des porteurs majoritaires. La commande du transistor se faisant par la grille qui module le courant du canal, il est donc nécessaire de porter un vif intérêt sur le contact Schottky.

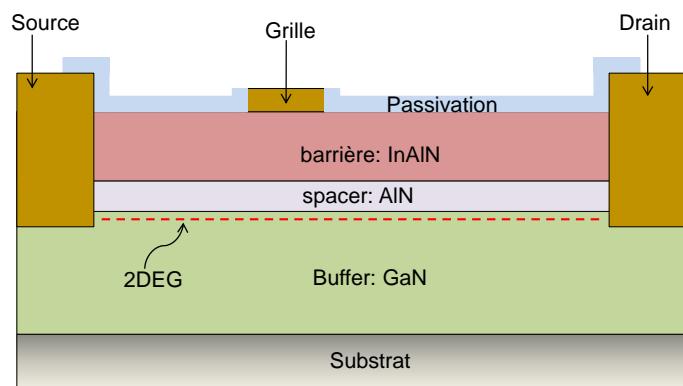


Figure I.9: Coupe transversale d'un HEMT InAlN/GaN

L'effet transistor est obtenu en modulant le courant du canal par une tension négative appliquée sur la grille lorsqu'une tension est appliquée sur le drain. La densité de porteurs dans le canal est donc dépendante de la tension grille source V_{GS} . On peut la calculer à partir de l'équation I.22 :

$$n_s(E_F, V_{GS}) = \frac{\varepsilon_{InAlN}}{q \cdot d_{InAlN}} \left[V_{GS} - \phi b_{InAlN} + \frac{\Delta E_c}{q} - \frac{E_F}{q} + \frac{\sigma_{InAlN/GaN} \cdot d_{InAlN}}{\varepsilon_{InAlN}} \right] \quad (I.22)$$

ε_{InAlN} est la permittivité de la couche barrière InAlN, E_F est le niveau de Fermi et ϕb la hauteur de barrière de la jonction métal/semiconducteur. Ainsi, on peut en déduire l'expression de la tension de pincement

$$V_p = \phi b_{InAlN} - \frac{\Delta E_c}{q} + \frac{E_F}{q} - \frac{\sigma_{InAlN/GaN} \cdot d_{InAlN}}{\varepsilon_{InAlN}} \quad (I.23)$$

L'équation I.23 peut ainsi se réduire sous la forme :

$$n_s(E_F, V_{GS}) = C_0 [V_{GS} - V_p] \quad (I.24)$$

Avec C_0 la capacité par unité de surface entre la grille et le gaz d'électron bidimensionnel.

En appliquant une tension V_{DS} entre le drain et la source, on obtient un courant I_{DS} qui circule du drain vers la source. En considérant $V(x)$ la tension à la position x dans le canal, le courant $I(x)$ s'exprime alors comme suit :

$$I(x) = W_g \cdot \mu_n \cdot C_0 [V_{GS} - V_p - V(x)] \cdot \frac{dV(x)}{dx} \quad (I.25)$$

En considérant un courant constant le long du canal et en intégrant suivant la direction x on obtient :

$$I_{DS} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{DS}} \left[(V_{GS} - V_p) \cdot V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad (I.26)$$

La caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ est divisée en deux zones ou régimes : un régime linéaire et un régime saturé. Le régime linéaire est observé pour des tensions $V_{DS} \ll (V_{GS} - V_p)$, l'équation précédente peut alors se réduire à :

$$I_{DS_linéaire} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{DS}} [(V_{GS} - V_p) \cdot V_{DS}] \quad (I.27)$$

Le régime saturé ou régime de survitesse est le régime où les porteurs dans le canal atteignent une vitesse maximale notée v_{sat} . Il est observé pour des tensions $V_{DS} \geq V_{GS} - V_p$. L'expression du courant drain-source devient :

$$I_{DS_saturé} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{2L_{DS}} \cdot (V_{GS} - V_p)^2 \quad (I.28)$$

Le gain statique en courant appelé transconductance G_m est la fonction de transfert du dispositif. Elle peut se calculer suivant les régimes par les équations suivantes pour une tension V_{DS} constante :

$$\text{En régime linéaire : } G_{m_linéaire} = \left. \frac{dI_{DS_linéaire}}{dV_{GS}} \right|_{V_{DS}=cste} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{DS}} \cdot V_{DS} \quad (I.29)$$

$$\text{En régime saturé : } G_{m,\text{saturé}} = \frac{dI_{DS,\text{saturé}}}{dV_{GS}} \Big|_{V_{DS}=\text{cste}} = \frac{W_g \cdot \mu_n \cdot C_0}{L_{DS}} (V_{GS} - V_p) \quad (\text{I.30})$$

La tension drain-source qui sépare le régime ohmique du régime saturé est appelée tension de coude V_{coude} . Ainsi, plus la pente de la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$, dans la zone ohmique, est grande plus la tension de coude est faible. Cela a pour conséquence l'augmentation de l'excursion courant/tension, et donc de la puissance de sortie du dispositif.

VI. Les effets limitatifs dans les HEMTs à base de GaN

1. Les limitations dues à des défauts

Les principaux effets limitatifs des HEMTs à base de GaN sont liés aux défauts dans les matériaux qui les constituent, ce qui empêche ces dispositifs d'atteindre les performances qui ont été prédictes. Au cours du fonctionnement du dispositif, ces défauts appelés aussi pièges peuvent capturer et réémettre les porteurs libres. Ces porteurs peuvent rester capturés pendant un temps donné ce qui va dégrader les performances statiques et les performances dynamiques de ces dispositifs. Ces défauts génèrent des états énergétiques qui sont localisés dans la bande d'énergie interdite. On parle alors d'énergie d'activation E_a du piége qui est le niveau du piége dans la bande interdite par rapport à la bande de conduction E_c ou de valence E_v selon les conventions. Ces états énergétiques sont aussi caractérisés par des constantes de temps (τ) de capture ou d'émissions lentes ou rapides. La capture des électrons du canal pendant un temps va diminuer le courant en sortie du transistor, on parlera dans ce cas de l'effet collapse ou effondrement du courant. En fonction du temps, ce courant aura une variation exponentielle due à des constantes de temps de capture. A l'inverse, si des électrons sont émis vers le canal, le courant augmente et atteint son niveau permanent avec des transitoires caractérisés par des constantes de temps d'émission. Les deux gammes de constantes de temps peuvent être classées dans les intervalles de temps suivants : de quelques microsecondes à plusieurs secondes pour les pièges lents et de quelques nanosecondes à plusieurs centaines de nanosecondes pour les pièges rapides. Il faut noter que les phénomènes de capture sont plus rapides que les phénomènes d'émission qui nécessitent plus d'énergie pour que la particule soit arrachée de son état. Les constantes de temps (τ) sont souvent extraites à partir de la loi d'Arrhenius qui établit leur relation avec l'énergie d'activation E_a du piége à la température T .

$$\frac{1}{\tau} = C \sigma T^2 \cdot e^{-E_a/kT} \quad (\text{I.31})$$

Où C est une constante, σ est la section de capture du piége en cm^2 , E_a est l'énergie d'activation du piége et est exprimée en electronvolt (eV). Ces constantes de temps peuvent également être distribuées lorsqu'il s'agit d'une distribution de pièges en surface ou en interface. Il est dans ce cas possible d'extraire l'intervalle de temps de capture/émission des pièges ainsi que celui de leurs énergies d'activation [32] [33].

Il existe deux types de pièges : des pièges dits accepteurs et des pièges dits donneurs. Un piège de type accepteur peut être soit négatif soit neutre et un piège de type donneur peut être soit positif soit neutre. Un piège de type accepteur est négatif quand il est rempli par un électron et est neutre quand il est vide. Un accepteur rempli peut émettre un électron ou capturer un trou, un accepteur vide peut capturer un électron ou émettre un trou. A l'inverse, un piège de type donneur est positif lorsqu'il est vide et est neutre quand il est rempli. Ainsi, un donneur vide peut capturer un électron ou émettre un trou et un donneur rempli peut émettre un électron ou capturer un trou.

Différents travaux sont réalisés pour identifier et localiser ces défauts dans ces composants. L'origine de ces défauts est variée, on trouve des défauts dus à des dislocations et à des impuretés dans la couche barrière et la couche buffer, à des impuretés aux interfaces de différents matériaux et à des impuretés de surface au-dessus de la couche barrière.

a. Les pièges de surface

La neutralité de la structure conduit au fait que les pièges de surface sont de nature positive dans le cas d'un canal contenant un gaz d'électron 2D. Bien que ces pièges participent à la formation de ce gaz, ils présentent un inconvénient qui est de limiter les performances du composant. En effet, les défauts de surface vont capturer les charges négatives injectées sur la grille lorsqu'une polarisation négative y est appliquée. Ces charges peuvent être capturées à l'interface métal/barrière ou dans les espaces grille-drain et grille-source par effet tunnel ou par saut de porteur (hopping en anglais). La capture des charges entre la grille et le drain peut conduire à l'apparition d'une grille virtuelle lorsqu'une tension est appliquée sur le drain. Celle-ci a pour conséquence, la dispersion sur les mesures I-V entre les modes DC et RF. Plusieurs chercheurs [34]-[37] ont montré que ce mécanisme est à l'origine de l'effondrement du courant drain-source appelé current collapse en anglais. Le mécanisme de la grille virtuelle a été présenté par Vetry et *al* [38] et a été supporté par beaucoup d'autres travaux. L'application d'une tension brusque sur le drain ou sur la grille peut activer les pièges de surface, on parlera ainsi de l'effet drain lag lorsque l'activation des pièges se fait suite à l'application d'une tension brusque sur le drain et de l'effet gate lag lorsque l'activation des pièges se fait suite à l'application d'une tension brusque sur la grille. Ces effets de lag ont fait l'objet de plusieurs études [39]-[41]. Mazzanti et *al* [42] ont montré, dans le cas des HFETs AlGaAs/GaAs, que ces défauts de surface peuvent être à l'origine de l'effet de coude appelé aussi effet Kink en anglais. L'effet Kink est caractérisé par une augmentation brusque du courant drain-source quand la tension drain-source augmente et atteint une valeur nommée V_{ds_Kink} .

L'origine des pièges de surface peut être l'oxydation de l'aluminium contenu dans la couche barrière ou de la contamination lors de la fabrication du composant. Il est possible de limiter la concentration de ces pièges en utilisant une couche de passivation de bonne qualité [43] [44] [45]. L'utilisation d'une plaque de champ peut aussi permettre de réduire le taux de pièges en surface [46]-[48]. Elle permet également de réduire le pic de champ entre la grille et

le drain, augmentant ainsi la tension de claquage du composant. L'inconvénient de la plaque de champ est qu'elle ajoute une capacité entre la grille et le drain [49] ce qui va limiter les performances fréquentielles de ces dispositifs.

Il existe plusieurs techniques pour mettre en évidence l'existence des pièges en surface. Des méthodes comme la spectroscopie atomique et le transitoire de capture des électrons par des pièges ont permis à Koley et *al* [50] de montrer l'existence de ces pièges. On peut aussi citer les méthodes de gate lag, de DLTS (Deep Level Transition Spectroscopy) qui sont les plus utilisées. Dans le cadre de ces travaux, nous avons mesuré les impédances des dispositifs en mode diode en fonction de la fréquence et sous plusieurs conditions de polarisation de la grille sur un banc C-V.

b. Les pièges en volume : dans le GaN et dans la barrière

Les pièges dans la couche de GaN contribuent à l'effet drain Lag. En effet, sous l'effet d'un fort champ électrique entre le drain et la grille ou lorsqu'il y a une variation brusque de la tension drain-source, les électrons libres du canal peuvent diffuser dans la couche buffer si celle-ci n'est pas assez résistive. Ces électrons vont y être capturés pendant un temps, réduisant ainsi le courant du canal. En effectuant des mesures de drain lag sur des composants HEMTs ayant des couches de GaN de résistivités variables, Binari et *al* [51] ont observé une réduction du taux de drain lag sur des matériaux de GaN peu résistifs. En effet, l'augmentation de la résistivité de la couche de GaN peut se faire en effectuant un dopage de type accepteur sur ce matériau. Le dopage avec le Carbone est le plus utilisé puisqu'il est facile de contrôler le profil de dopage. Cependant, la présence d'éléments de type accepteur dans le GaN peut conduire à une augmentation de pièges dans ce dernier et donc augmenter le taux de drain Lag. Il est possible d'ajouter près du canal, dans le GaN, une couche de faible bande interdite afin de créer une barrière arrière des électrons du canal [52].

Les défauts en volume peuvent aussi se situer dans la couche barrière. Le passage des électrons du canal vers la grille peut se faire grâce à différents mécanismes assistés par défauts comme l'effet Poole-Frenkel et l'effet de hopping. Les pièges dans la couche barrière peuvent provenir des dislocations dues à des contraintes (effet piézoélectrique) [53] [54]. Ils peuvent aussi provenir des impuretés ioniques provenant d'une contamination lors de la fabrication du composant.

Une étude électrique de ces dispositifs permet de mettre en évidence ces défauts par une étude du courant de grille dans différentes conditions de polarisation par exemple ou par des mesures de C-V. Les phénomènes de capture et d'émission peuvent être aussi étudiés par des mesures de densité spectrale de bruit aux basses fréquences dont la variation avec la fréquence se traduit par la signature de phénomènes de génération-recombinaison des porteurs. L'impact de ces défauts ne se limite pas qu'aux basses fréquences mais aussi aux fréquences pouvant atteindre quelques GHz comme nous le montrerons au chapitre 2 avec l'étude de la dispersion fréquentielle de la transconductance et de la conductance de sortie et au chapitre 3 sur le facteur de bruit minimum.

2. Les effets thermiques

L'état thermique résulte principalement de l'auto échauffement du composant et de la température ambiante. La chaleur générée va être dissipée par effet Joule et va donc être évacuée par conduction thermique qui est un phénomène lié à l'activité des atomes du matériau. Le transfert de la chaleur se faisant des atomes les plus énergétiques vers les atomes les moins énergétiques. Dans le composant HEMT, la chaleur va donc diffuser vers le substrat pour la dissipation d'où l'intérêt d'utiliser un substrat de bonne conductivité thermique comme le SiC ou le diamant.

L'augmentation de la température de composant a des conséquences directes sur la largeur de bande interdite et la mobilité des porteurs. Lorsque la température augmente, les largeurs de maille des matériaux augmentent, la largeur de la bande d'énergie interdite diminue et cela conduit à une diminution de la tension de claquage du composant. Lorsque la température augmente, la vitesse des porteurs diminue ce qui entraîne une diminution de la transconductance et du courant drain-source. Pour la conception d'un amplificateur faible bruit LNA (Low Noise Amplifier), la température est l'un des paramètres à prendre en compte car le facteur de bruit augmente quand la température augmente.

VII. État de l'art des HEMTs InAlN/GaN

Les HEMTs à base de GaN ont été développés afin de répondre aux besoins croissants des télécommunications et des radars qui nécessitent des systèmes de forte puissance et faible bruit fiables, immunisés face aux radiations et pouvant supporter des températures élevées. Ces besoins concernent les domaines des communications militaires terrestres et spatiales comme les systèmes furtifs, les satellites et les systèmes de détection. Ces HEMTs sont utilisés dans les circuits micro-ondes comme les oscillateurs, les commutateurs, les amplificateurs de puissance et aussi des amplificateurs faible bruit. De nos jours, les applications des HEMTs à base de GaN se sont élargies jusqu'aux communications civiles. On peut citer les communications sans fil, les radars et les satellites de communication. Parmi les HEMTs à base de GaN, les AlGaN/GaN sont les plus matures et déjà commercialisés. Récemment la société AMCOM a réalisé des amplificateurs large bande à base de GaN en technologie MMIC fonctionnant du DC à 12 GHz avec un gain de 14 dB et une puissance de saturation en sortie de 36 dBm [55]. Cependant, plusieurs chercheurs se penchent aujourd'hui sur la technologie InAlN/GaN qui présente de meilleurs potentiels que l'AlGaN/GaN notamment pour la montée en fréquence. Cette technologie n'a pas encore atteint sa phase de maturité, ainsi la majorité des travaux portent encore sur la compréhension des mécanismes et les propriétés physiques de l'hétérostructure InAlN/GaN car plusieurs problèmes sont encore à résoudre. Par exemple, le fait d'adapter en paramètre de maille l'InAlN avec le GaN élimine la polarisation piézoélectrique qui contribue aussi à la création des charges dans le canal ce qui peut conduire à la réduction de la densité des porteurs du gaz 2D.

Même si la technologie InAlN/GaN est actuellement en phase de développement, des résultats intéressants ont déjà été obtenus. Au niveau composant, Sun et *al* [56] sont les

premiers à avoir obtenu les performances en bruit hyperfréquence sur des HEMTs InAlN/GaN 0.1- μ m de longueur de grille fabriqués à l'école polytechnique de Lausanne. Ils ont obtenu à 10 GHz, un facteur de bruit minimum (F_{min}) et un gain associé (G_a) de 0.62 dB et 15.4 dB respectivement. A l'état actuel, le record en bruit hyperfréquence de la technologie InAlN/GaN a été obtenu par Saunier et *al* [57] avec un facteur de bruit de 0.25 dB à 10 GHz. Le record en fréquence de transition de 370 GHz a été obtenu par Yue et *al* [58] en 2012 avec des transistors de 30 nm de longueur de grille réalisés à l'université de Notre Dame.

En termes de puissance, le laboratoire III-V Lab est le premier à avoir réalisé des HEMTs InAlN/GaN avec une puissance de sortie de 10.8 W/mm et un rendement en puissance ajoutée (PAE : power added efficiency) de 60% à 3.5 GHz pour une tension drain-source de 30V sur des transistors de 0.25 μ m de longueur de grille [59]. En 2014, ils ont réalisé sur des composants de 0.15 μ m, 2.5 W/mm de puissance de sortie avec un pic de PAE de 25 % à 30 GHz [60]. Le même laboratoire est aussi le premier à avoir réalisé en 2010, à partir des HEMT InAlN/GaN 0.25 μ m de longueur de grille, des amplificateurs de puissance avec une puissance de sortie en mode CW de 1.65 W et un PAE de 15.5 % à 26.5 GHz [61].

VIII. Conclusion du Chapitre I

Les HEMTs GaN présentent des potentiels pouvant répondre aux besoins de la microélectronique grâce à leurs propriétés physico-chimiques. Les limites des HEMTs AlGaN/GaN en termes de performances en puissance et en bruit aux hautes fréquences ont conduit à l'apparition de la technologie InAlN/GaN qui présente de meilleurs potentiels que son homologue AlGaN/GaN.

La filière InAlN/GaN est prometteuse au vu de l'état de l'art actuel grâce aux avantages qu'elle présente, notamment la forte densité et la bonne mobilité des porteurs du gaz 2D qui conduisent à un fonctionnement aux fréquences élevées. La bonne tenue en température qui est la conséquence de la grande bande interdite de l'alliage InAlN est aussi un atout majeur pour l'immunité face aux agressions radiatives.

Dans le but de démontrer les potentialités de la technologie InAlN/GaN, il est donc nécessaire d'étudier ces dispositifs. Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié différentes topologies de dispositifs fabriqués par III-V Lab afin de concevoir des amplificateurs faible bruit en bande Ka.

IX. Bibliographie du Chapitre I

- [1] D. Delagebeaudeuf, P. Delescluse, P. Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, T. LinhNuyen, "Twodimensional électron gas M.E.S.F.E.T structure," Electronics Letters in IEEE, vol. 16, no. 17, pp. 667-668, 1980.
- [2] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu, "A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n-AlGaAs hétérojonction," Japanese journal of applied physics, vol. 9, no. 5, pp. 2225-2227, 1980.
- [3] M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, "Metal semiconductor field effect transistor based on single crystal GaN," Applied Physics letters, vol. 62, no. 15, pp. 1796-1797, 1993.
- [4] M. A. Khan, J. N. Kuznia, D. T. Olson, W. J. Schaff, J. W. Burm, M. S. Shur, "Microwave performance of 0.25 μ m gate AlGaN/GaN heterostructure field effect transistor," Applied Physics Letters, vol. 65, no. 9, pp. 1121-1123, 1994.
- [5] F. Bernardini, V. Fiorentini, "Polarization-Based Calculation of the Dielectric Tensor of Polar Crystals," Phys. Rev. Lett., vol. 79, no. 3958, 1997.
- [6] E. O. Johnson, "Physical Limitations on Frequency and Power Parameters of Transistors," *RCA Review*, vol. 26, pp. 163-177, 1965.
- [7] B. J. Baliga, "Semiconductors for High-Voltage, Vertical Channel Field-Effect Transistors," *J.Appl.Phys.*, vol. 53, no. 3, pp. 1759-1764, 1982.
- [8] B. J. Baliga, "Power Semiconductor Device Figure of Merit for High-Frequency Applications," IEEE Electron Device Lett., vol. 10, no. 10, pp. 455-457, 1989.
- [9] R. W. Keyes, "Figure of Merit for Semiconductors for High Speed Switches," *Proc. IEEE*, vol. 60, pp. 225-232, 1972.
- [10] H. Ueda, M. Sugimoto, T. Uesugi, T. Kachi, "Wide-bandgap semiconductor devices for automotive applications," CS MANTECH Conférence, Vancouver, Canada, April 24-27, pp. 37-40, 2006.
- [11] T. Li, M. Mastro, A. Dadgar, III-V compound semiconductors: integration with silicon-based microelectronics.
- [12] S. Strite, H. Morckoç, "GaN, AlN, and InN: A review," *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 10, pp. 1237-1266, 1992.
- [13] P. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of (In)GaN/GaN hetero-and quantum well structures," *J. Phys.: Condens. Matter* Vol. 14, pp. 3399-3434, 2002.

- [14] F. Bernardini, V. Fiorentini, D. Vanderbilt, “Spontaneous polarization and piézoélectrique constants of III-V nitrides,” Phys. Rev. B, vol. 56, pp. 10024-10027, 1997.
- [15] O. Ambacher, R. Dimitrov, M. Stutzmann, B. E. Foutz, M. J. Murphy, J. A. Smart, J. R. Shealy, N. G. Weimann, K. Chu, M. Chumbes, B. Green, A. J. Sierakowski, W. J. Schaff, L. F. Eastman, “Role of spontaneous and piezoelectric polarization induced effects in group-III based hétérostructure and devices,” Phys. Stat. Sol. B, vol. 216, pp. 381, 1999.
- [16] H. Morkoç, “Handbook of nitride semiconductors and devices, vol. 2: electronic and optical process in nitrides,” 2008.
- [17] J. Kuzmik, “Power electronics on InAlN(In)GaN: prospect for a record performance,” IEEE Electron Device Letters, vol. 22, no. 11, 2001.
- [18] J. A. Van Vechten, T. K. Bergstresser, “Electronic structures of semiconductor alloys”, Phys. Rev. B, vol. 1, pp. 3351, 1970.
- [19] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, “Band parameters for nitrogen-containing semiconductors,” J. Appl. Phys., vol. 94, pp. 3675, 2003.
- [20] I. Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Moham, “Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys,” J. Appl. Phys., vol. 89, pp. 5815-5880, 2001.
- [21] E. Lliopoulos, A. Adikimenakis, C. Giensen, M. Heuken, A. Georgakilas, “Energy bandgap bowing of InAlN alloys studied by spectroscopic ellipsometry,” Appl. Phys. Lett., vol. 92, pp. 191907, 2008.
- [22] Z. Dridi, B. Bouhafs, P. Ruterama, “First-principles investigation of lattice constant and bowing parameters in wurtzite $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ alloys,” Semicond. Sci. Technol., vol. 18, pp. 850-856, 2003.
- [23] M. Ferhat, F. Bechstedt, “First-principles calculations of gap bowing in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ and $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ alloys: relation to structural and thermodynamic properties,” Phys. Rev. B, vol. 65, pp. 075213, 2002.
- [24] D. Maier, M. Alomari, N. Grandjean, J.-F. Carlin, M.-A. Diforte-Poisson, C. Dua, S. Delage, E. Kohn, “InAlN/GaN HEMTs for operation in the 1000°C regime: a first experiment,” IEEE Electron Device Letters, vol. 33, no. 7, 2012.
- [25] E. Kohn, F. Medjoub, “InAlN – A new barrier material for GaN-based HEMTs,” Phys. Semiconductor Devices, International workshop on IEEE, pp. 311-316, 2007.
- [26] E. T. Yu, G. J. Sullivan, P. M. Asbeck, C. D. Wang, D. Qiao, S. S. Lau, “Measurement of piezoelectrically induced charge in GaN/AlGaN hétérostructure field-effect transistors,” Appl. Phys. Lett., vol. 71, pp. 2794, 1997.

- [27] J. P. Ibbetson, P. T. Fini, K. D. Ness, S. P. DenBaars, J. S. Speck, U. K. Mishra, "Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGaN/GaN hétérostructure field effect transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, pp. 250, 2000.
- [28] B. Jogai, "Influence of surface states on the two-dimensional electron gas in AlGaN/GaN heterojonction field-effect transistors," *J. Appl. Phys.*, vol. 93, pp. 1631, 2003.
- [29] G. Koley, M. G. Spencer, "On the origin of the two-dimensional electron gas at AlGaN/GaN hétérostructure interface," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 86, pp. 042107, 2005.
- [30] J. H. Shin, Y. J. Jo, K.-C. Kim, T. Jang, K. S. Kim, "Gate metal induced reduction of surface donor states of AlGaN/GaN hétérostructure on Si-substrate investigated by electroreflectance spectroscopy," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 100, pp. 111908, 2012.
- [31] L. Ardaravicius, M. Ramonas, J. Liberis, O. Kiprijanovic, A. Matulionis, J. Xie, M. Wu, J. H. Leach, H. Morkoç, "Electron drift velocity in lattice-matched InAlN/AlN/GaN channel at electric fields," *J. Appl. Phys.*, vol. 106, pp. 073708, 2009.
- [32] A. Van der Ziel, "Noise in solid state devices and circuits," Wiley, Chapitre 7, New-York, 1986.
- [33] S. D. Nsele, L. Escotte, J.-G. Tartarin, S. Piotrowicz, S. L. Delage, "Broadband frequency dispersion small signal modeling of the output conductance and transconductance in AlInN/GaN HEMTs," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 64, no. 4, pp. 1372-1378, 2013.
- [34] A. M. Wells, M. J. Uren, R. S. Balmer, K. P. Hilton, T. Martin, M. Missous, "Direct demonstration of virtual gate' mechanism for current collapse in AlGaN/GaN HDETs," *Solid-state Electronics*, vol. 49, pp. 279-282, 2005.
- [35] M. Faqir, M. Bouya, N. Malbert, N. Labat, D. Carisetti, B. Lambert, G. Verzellesi, F. Fantini, "Analysis of current collapse effect in AlGaN/GaN HEMT : Experiments and numerical simulations," *Microelectronics Reliability*, vol. 50, pp. 1520-1522, 2010.
- [36] M. Moradi, P. Valizadeh, "Analytical modeling of current collapse in AlGaN/GaN HFETs according to the virtual gate concept," *IEEE Trans. Dev. Mat. Reliability*, vol. 10, no. 2, pp.287, 2010.
- [37] H. Hasegawa, T. Inagaki, S. Ootomo, T. Hashizume, "Mechanisms of current collapse and gate leakage currents in AlGaN/GaN hétérostructure field effectr transistors," *J. Vac. Sci. Technol. B*, vol. 21, pp. 1844, 2003.
- [38] R. Vetur, N. Q. Zhang, S. Keller, U. K. Mishra, "The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN HFETs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, 2001.

- [39] J. Kuzmik, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, A. Kostopoulos, G. Konstantinidis, G. Pozzovivo, F. Golka, A. Georgakilas, N. Grandjean, G. Strasser, D. Pogany, “Gate-lag and drain-lag effects in (GaN)/InAlN/GaN and InAlN/AlN/GaN HEMTs,” *Phys. Stat. Sol. A*, vol. 204, no. 6, pp. 2019-2022, 2007.
- [40] J. G. Tartarin, S. Karboyan, F. Olivié, G. Astre, L. Bary, B. Lambert, “I-DLTS, electrical lag and low frequency noise measurements of trapping effect in AlGaN/GaN HEMT for reliability studies,” *IEEE, Microwave integrated circuit conference (EuMIC)*, pp. 438-441, 2011.
- [41] N. Ramanan, B. Lee, V. Misra, “Device modeling for understanding AlGaN/GaN HEMT gate-lag,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 61, no. 6, 2014.
- [42] A. Mazzanti, G. Verzellesi, C. Canali, G. Meneghesso, E. Zanoni, “Physics-based explanation of kink dynamics in AlGaAs/GaAs HFETs,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 23, no. 7, 2002.
- [43] H. Kim, R. M. Thompson, V. Tilak, T. R. Prunty, J. R. Shealy, L. F. Eastman, “Effect of SiN passivation and high electric field on AlGaN-GaN HFET degradation,” *IEEE Electron device letters*, vol. 24, no. 7, 2003.
- [44] W. S. Tan, M. J. Uren, P. A. Houston, R. T. Green, R. S. Balmer, T. Martin, “Surface leakage currents in SiNx passivated AlGaN/GaN HFETs,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 27, no. 1, 2006.
- [45] R. Wang, G. Li, O. Laboutin, Y. Cao, W. Johnson, G. Snider, P. Fay, D. Jena, H. (Grace) Xing, “210-GHz InAlN/GaN HEMTs with dielectric-free passivation,” *IEEE. Electron Device Letters*, vol. 32, no. 7, 2011.
- [46] A. Nakajima, K. Itagaki, K. Horio, “Physical mechanism of buffer-related lag and current collapse in GaN-based FETs and their reduction by introducing a field plate,” *IEEE international, Reliability Physics Symposium*, pp. 722-726, 2009.
- [47] H.-C. Chiu, C.-W. Yang, H.-C. Wang, F.-H. Huang, “Characteristics of AlGaN/GaN HEMTs with various field-plate and gate-to-drain extensions,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 11, 2013.
- [48] H. Huang, Y. C. Liang, G. S. Samudra, T.-F. Chang, C.-F. Huang, “Effect of gate field plates on the surface state related current collapse in AlGaN/GaN HEMTs,” *IEEE Trans. Power Electron. Vol. 29, no. 5, 2014.*
- [49] Y.-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, R. P. Smith, S. Sheppard, P. M. Chavarkar, T. Wisleder, U. K. Mishra, P. Parikh, “30-W/mm GaN HEMTs by field plate optimization,” *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 3, 2004.
- [50] G. Koley, V. Tilak, L. F. Eastmann, M. G. Spencer, “Slow transients observed in AlGaN/GaN HFETs: effects of SiN_x passivation and UV illumination,” *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 50, no. 4, 2003.

- [51] S. C. Binari, K. Ikossi, J. A. Roussos, W. Kruppa, D. Park, H. B. Dietrich, D. D. Koleske, A. E. Wickenden, R. L. Henry, "Trapping effects and microwave power performance in AlGaN/GaN HEMTs," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, 2001.
- [52] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Heikman, S. Keller, S. P. DenBaars, U. K. Mishra, "AlGaN/GaN high electron mobility transistors with InGaN back-barriers," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 27, no. 1, 2006.
- [53] H. Zhang, E. J. Miller, E. T. Yu, "Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ grown by molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics*, vol. 99, no. 2, pp. 2006.
- [54] W. Chikhaoui, J.-M. Bluet, M.-A. Poisson, N. Sarazin, C. Dua, C. Bru-Chevallier, "Current deep level transient spectroscopy analysis of InAlN/GaN high electron mobility transistors: Mechanism of gate leakage," *Applied Physics Letters*, vol. 96, no. 7, pp. 072107, 2010.
- [55] AMCOM Communications, "Gallium nitride MMIC 2W DC-12.0 GHz power amplifier," AM00012033 TM-SN, Aout 2014.
- [56] H. F. Sun, A. R. Alt, H.-R. Benedickter, E. Feltin, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, N. Grandjean, C. R. Bolognesi, "Low-noise microwave performance of $0.1 \mu\text{m}$ gate InAlN/GaN HEMTs on SiC," *IEEE Microw. Wireless Comp. Lett.*, vol. 20, no. 8, pp. 453-455, 2010.
- [57] P. Saunier, M. L. Schuette, T.-M. Chou, H.-Q. Tserng, A. Ketterson, E. Beam, M. Pilla, X. Gao, "InAlN barrier scaled devices for very high f_T and low-voltage RF applicatiosn," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3099-3104, 2013.
- [58] Y. Yue, Z. Hu, J. Guo, B. Sensale-Rodriguez, G. Li, R. Wang, F. Faria, T. Fang, B. Song, X. Gao, S. Guo, T. Kosel, G. Snider, P. Fay, D. Jena, H. Xing, "InAlN/AlN/GaN HEMTs with regrown ohmic contacts and f_T of 370 GHz," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 33, no. 7, pp. 988-990, 2012.
- [59] O. Jardel, G. Callet, J. Dufraisse, N. Sarazin, E. Chartier, T. Reveyrand, M. Oualli, D. Lancereau, M. Di Forte Poisson, S. Piotrowicz, E. Morvan, and S. Delage, "Performances of InAlN/GaN HEMTs for power applications at microwave frequencies," *Microwave integrated circuits conference (EuMIC)*, pp. 49 –52, 2010.
- [60] S. Piotrowicz, O. Jardel, E. Chartier, R. Aubr, L. Baczkowski, M. Casbon ,C. Dua, L. Escotte, P. Gamarra, J.C. Jacquet, N. Michell, S.D. Nsele, M. Oualli, O. Patard, C Potier, M. A .Di-Forte Poisson, S. L. Delage, "12W/mm with O.15J.lm InAlN/GaN HEMTs on SiC Technology for K and Ka-Bands Applications," *IEEE MTT-S international*, pp. 1-3, 2014.

- [61] O. Jardel, G. Callet, D. Lancereau, J.-C. Jacquet, T. Reveyrand, N. Sarazin, R. Aubry, S. Leger, E. Chartier, M. Oualli, C. Dua, S. Piotrowicz, E. Morvan, M. A. Di Forte Poisson, S. L. Delage, "First demonstration of InAlN/GaN HEMTs amplifiers at K band," IEEE MTT-S, pp. 1-3, 2012.

Chapitre II :

Caractérisation électrique et modélisation petit signal des HEMTs InAlN/GaN

I. Introduction

Le chapitre 1 a fait état des avantages intrinsèques liés à l'utilisation du matériau GaN, ainsi que des défauts induits par les différentes contraintes à caractère électro-thermo-mécaniques qui exposent ces technologies à diverses limites d'exploitation (verrous technologiques, évolution des structures dans le temps, ...). Certains de ces défauts sont localisés en surface et en volume : ils peuvent être fixes, ou encore évoluer dans le temps sur des constantes très larges (de quelques microsecondes à plusieurs dizaines de minutes – hors considérations de défauts irréversibles liés à la fiabilité des transistors). Un des moyens utilisé pour réduire les défauts de surface est l'utilisation d'une couche de passivation de bonne qualité. La diffusion des porteurs du canal vers la couche buffer de GaN traduit une faible résistivité de cette dernière : un dopage de type accepteur permet d'améliorer la résistivité de la couche de GaN et donc d'améliorer le confinement des porteurs dans le canal 2DEG. L'utilisation de la couche dite 'cap-layer' d'AlN permet de réduire la diffusion des porteurs du gaz 2D vers la couche barrière (cf. figure II.1).

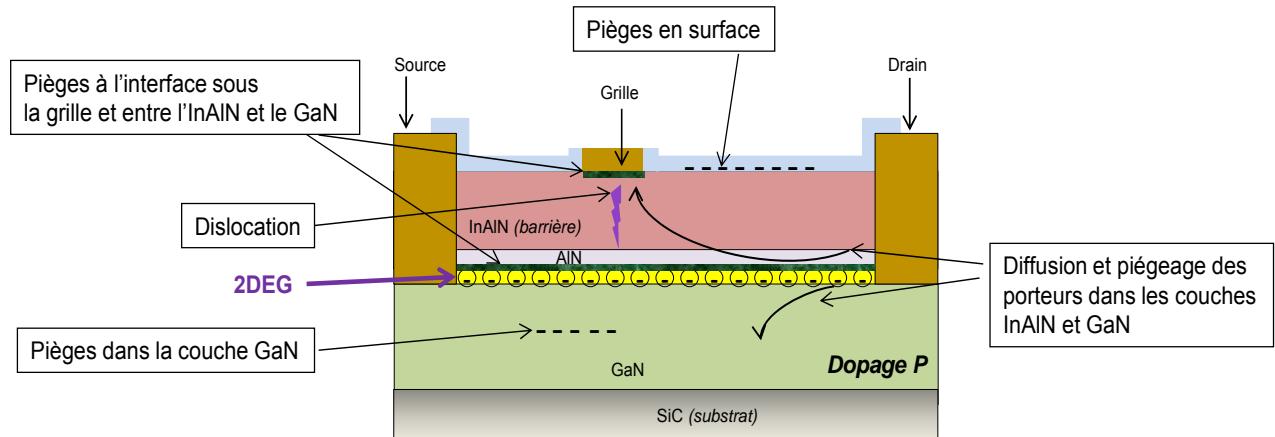


Figure II.1: Structure d'un HEMT incluant les pièges

Dans le cadre de nos travaux, nous avons étudié des composants non dopés, faiblement dopés et fortement dopés en Carbone et ayant des couches d'AlN d'épaisseur variant entre 1 et 1.5 nm. Différents types de dopage peuvent être employés, chacun présentant des avantages et des inconvénients propres : l'intérêt du dopage en Carbone par rapport au dopage Fer (Fe) plus communément utilisé est qu'il est facile de réaliser des profils de dopage parfaitement contrôlés. Le dopage Fer, au-delà de certaines concentrations pour lesquelles il devient efficace (10^{16} cm^{-3}) présente des centres de piéges profonds, tandis que le dopage Carbone ne présente aucune signature de centre de recombinaison. Cependant, des modifications de la structure de maille peuvent expliquer des phénomènes statiques relevés sur des structures employant un tel dopage. Le contrôle du courant de grille est également reconnu comme un marqueur efficace de la maturité technologique des filières GaN : un courant de grille élevé augmente le bruit du composant aussi bien aux basses fréquences qu'en hyperfréquence. Les évolutions de ce courant de fuite peuvent également être corrélées à des mécanismes de dégradation des transistors. Ainsi, il est nécessaire d'apporter un intérêt particulier aux mécanismes de conduction du courant de grille, grâce particulièrement à des analyses en bruit basse fréquence et à des mesures électriques.

Dans ce chapitre nous allons présenter l'impact de la passivation et du dopage en Carbone sur les caractéristiques I(V) des dispositifs étudiés : ces études découlent des solutions envisagées par Thales III-V Lab pour répondre aux exigences électriques que doivent fournir les dispositifs de notre étude pour répondre au cahier des charges en fréquence et en puissance en bande Ka. L'analyse en bruit HF dans cette même bande de fréquence est envisagée en parallèle, en objectif de la réalisation d'amplificateurs faible bruit pour les étages de réception robustes, grâce aux études portées par notre équipe sur les solutions technologiques évoquées ci-après. Une étude des mécanismes de conduction et un modèle du courant de grille ont été développés en fonction de la température. Des mesures de capacité-tension (C-V) ont été effectuées et viennent appuyer l'existence et la localisation de certains défauts dans les dispositifs par des analyses thermiques sous différentes conditions de polarisation ; ces analyses sont également étayées par des modèles d'impédance d'entrée développés lorsque le dispositif est polarisé en mode diode.

Au cours de ces travaux, nous avons étudié plusieurs déclinaisons technologiques avec et sans plaque de champ. Les impératifs liés aux aspects plus contractuels de notre activité au sein du projet Genghis Khan ne nous permettaient pas de reconduire de manière systématique l'ensemble des caractérisations sur chacune de ces déclinaisons technologiques : en dehors de ces engagements formels, nos choix ont donc été guidés par le souci de mettre en évidence les mécanismes principaux révélés dans chacun des cas technologiques explorés. Toutefois, certaines analyses représentant l'axe majeur de notre activité de recherche, ont été appliquées à chaque lot de composant étudié (bruit HF, paramètres [S] et mesures électriques DC). Le tableau II-1 présente les caractéristiques physiques des différents composants étudiés au cours de ces travaux.

Tableau II-1: Caractéristiques physiques des composants étudiés au cours de ces travaux. (+) faible dopage, (+++) fort dopage, (0) sans dopage

	In (%)	InAlN (nm)	AlN (nm)	Passivation	Dopage C	Ns $\times 10^{13}$ cm $^{-2}$
TS500	18.5	6.1	1.5	SiN ₂	+	1.7
TS502	19.2	6.4	1.5	SiN ₂	+++	1.8
TS522	19	5.7	1.5	SiN ₂	+	1.4
TS626W3	18	6.5	1.5	SiN ₃	+++	1.7
AEC1669	18.7	11.5	1	SiN ₁	0	1.3
AEC1814 (MOS-HEMT)	21.2	10	1	SiN ₁	0	1.1
AEC1893 (MOS-HEMT)	21	10	1	SiN ₁	0	1.4
AEC1903 (MOS-HEMT)	20.8	9	1	SiN ₁	0	1.5

II. Composant étudiés : caractéristiques I(V)

Dans cette partie nous allons présenter l'impact du dopage en Carbone et de la passivation sur le courant drain-source I_{DS} et sur la transconductance extrinsèque G_m des HEMTs InAlN/AlN/GaN. Les composants faiblement et fortement dopés en Carbone sont issus des plaques notées respectivement TS500 et TS502, relativement à un même processus de fabrication. Les composants présentant des passivations différentes, et également issus d'un même processus de fabrication, sont identifiés par les plaques TS522 et TS626.

1. Impact du dopage en Carbone

Les composants étudiés ici présentent des espacements grille-drain (G-D) et grille-source (G-S) variables. Les composants KTx (x : identification du composant du masque KT) ont des longueurs de grille L_g de 0.15 et 0.25 μm et une largeur de grille W_g de 2x53 μm . Les composants dénommés 2x50Lgy (y : valeur de la longueur de grille en μm) ont une largeur de grille de 2x50 μm . Les autres éléments géométriques de ces deux plaques sont présentés dans le tableau II-2.

Tableau II-2: Dimensions des composants KT7 et 2x50Lg025 des plaques à faible dopage C (TS500) et à fort dopage C (TS502).

	Lg (μm)	Wg (μm)	S-D (μm)	G-S (μm)	G-D (μm)	D (μm)
a) 2x50Lg025	0.25	2x50	6.00	1.62	4.13	53.00
b) KT7	0.25	2x53	3.15	0.95	1.95	47.30

S-D représente l'espacement entre source et drain et D représente la largeur du plot de contact de drain. La figure II.2 présente les caractéristiques de sortie $I_{DS}(V_{DS})$ pour différentes valeurs de la tension de commande V_{GS} pour les composants de 0.25 μm de longueur de grille en (a) et en (b). Leurs dimensions sont résumées dans le tableau II-2. Sur les caractéristiques

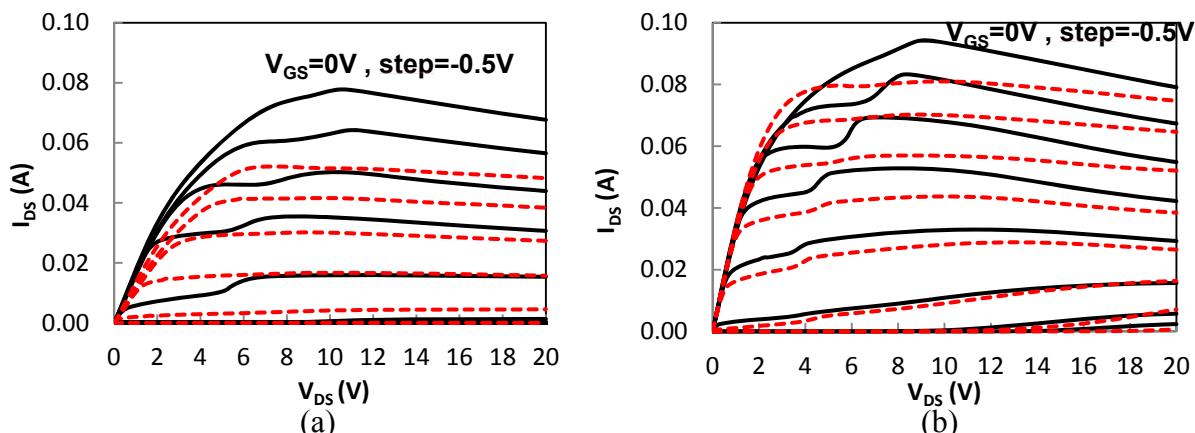


Figure II.2: caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ des HEMTs issus de la plaque à faible dopage C (TS500) en rouge et en pointillés, et de la plaque à fort dopage C (TS502) en noir et en traits continus. (a) composants 2x50Lg025 des plaques TS500 et TS502. (b) composants KT7 des plaques TS500 et TS502.

de la figure II.2, le dopage en Carbone augmente sensiblement le courant de drain (de l'ordre de 30% pour les dispositifs 'a', et environ 10% pour les dispositifs 'b') et donc la puissance de sortie des dispositifs de la plaque TS502. La transconductance est également plus élevée dans le cas des dispositifs TS502 comme le révèle la figure II.3 à $V_{DS}=4V$, ce qui conduit par conséquent aux meilleures performances dynamiques avec la plaque TS502. Sur les dispositifs 'a' présentant un plus grand espace D-S, le fort dopage peut également expliquer la diminution notable de la résistance R_{ON} , qui n'est pas visible sur le composant de plus petite dimension D-S. Nous remarquons également le rapport x2 sur cette résistance R_{ON} , qui est cohérent avec le rapport sur les distances S-D relevées dans le tableau II-2.

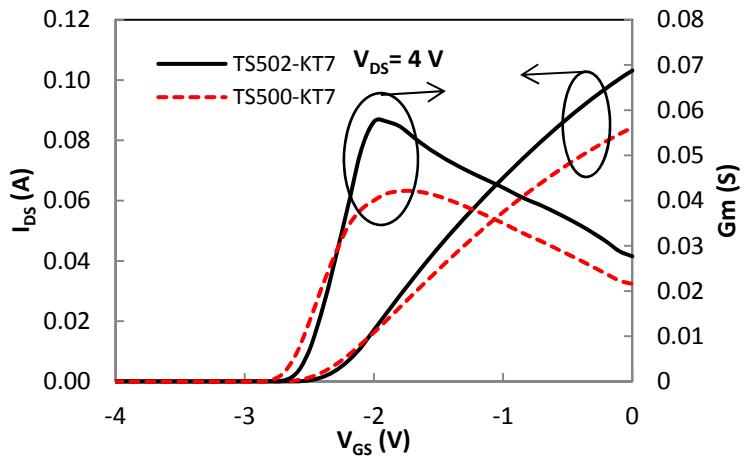


Figure II.3: courant I_{DS} et transconductance en fonction de la tension V_{GS} à $V_{DS}=4V$ (faible dopage Carbone en pointillés rouges, fort dopage Carbone en traits pleins noirs)

La présence d'éléments accepteurs dans le GaN augmente la résistivité de ce matériau : il y a donc un meilleur confinement de porteurs dans le canal pour les HEMTs de la plaque TS502. Dans le cas de la figure II.2(b) des composants de petites dimensions, on observe un mauvais pincement du canal de ces dispositifs aux forts champs ce qui peut s'expliquer par une modification des pièges dans le GaN avec le champ électrique, induit par la tension V_{DS} , et donc une variation de la résistivité de la couche de GaN. Il est également possible que la maîtrise de la couche ternaire AlInN (impuretés éventuelles) puisse expliquer la difficulté rencontrée pour pincer le canal à forte tension V_{DS} . Des améliorations sont encore à apporter au niveau de la technologie afin de corriger ce défaut. Une remarque importante concerne l'effet Kink qui est plus marqué pour les dispositifs fortement dopés en Carbone. En effet, la présence d'élément accepteur en quantité importante dans la couche tampon de GaN peut avoir pour conséquence de générer un taux de piége plus élevé dans ce dernier. Ainsi, lorsque la tension drain-source augmente et atteint des valeurs comprises entre 5 et 10 V dans le cas de la figure II.2(a) et entre 3 et 9V dans le cas de la figure II.2 (b) , il y a une forte émission des charges des pièges du GaN vers le canal, conduisant à une augmentation du courant I_{DS} . Haruyama et *al.* [1] ont suggéré 3 origines possibles de l'effet kink : 1) le phénomène d'ionisation par impact dans le canal et une variation des charges à l'interface canal/substrat due à une accumulation de trous en surface. 2) des phénomènes de capture et d'émission des porteurs de la couche tampon sous l'effet d'un champ électrique. 3) une combinaison du phénomène d'ionisation par impact et des phénomènes de capture et

d'émission des porteurs. D'autres études ont démontré par des analyses statiques, en bruit basse-fréquence et par des simulations physiques de type T-CAD que cette signature était corrélée à l'apparition d'un canal parasite dans la couche à grande bande interdite AlGaN [2]. Dans le cas présent, une couche de type 'cap layer' empêche la création d'un tel canal en relevant la bande de conduction du côté de la couche AlInN. Dans notre cas également, la différence entre les composants comparés réside dans le pourcentage variable du dopage de la couche de GaN. Cela amène à fortement incriminer la couche de GaN comme étant le siège où résident les principaux pièges responsables de ce phénomène de Kink, dans la mesure où pour les composants faiblement dopés l'effet kink est moins marqué. D'autres auteurs comme Meneghesso et *al.* [3] ont aussi attribué l'origine de l'effet kink à des pièges situés dans la couche de GaN. Pour confirmer ces hypothèses et faire la distinction entre les différents phénomènes, nous avons mesuré les caractéristiques de sortie du courant I_{DS} en faisant varier la tension V_{DS} dans le sens croissant et dans le sens décroissant. D'autres mesures de $I_{DS}(V_{DS})$ pour différentes valeurs de V_{GS} ont été effectuées avec différents temps d'intégrations de l'appareil de mesure utilisé pour ces mesures DC (4156C de chez Agilent). Les résultats sont présentés dans les figures II.4. (a) et (b).

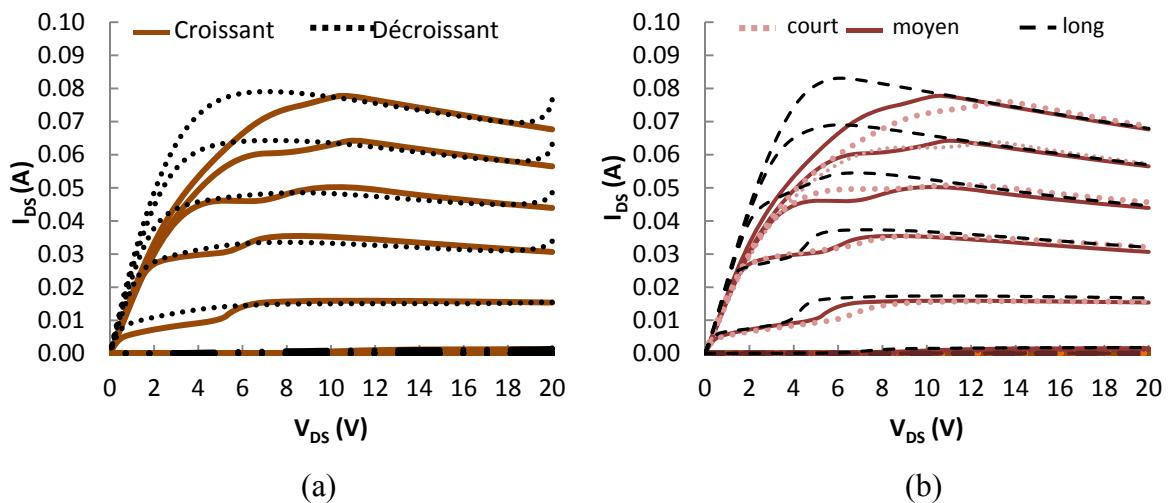


Figure II.4: caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ pour différentes valeurs de V_{GS} . (a) V_{DS} variant dans le sens croissant (courbe noire) et décroissant (courbe marron), (b) variation du temps d'intégration de l'appareil de mesure. court: 80 μ s, moyen : 20 ms et long : 320 ms. Composants TS502 2x50Lg025

Dans le cas (a) de la figure II.4 nous constatons que lorsque V_{DS} varie dans le sens décroissant, l'effet kink n'est pas observé, et la caractéristique de sortie conserve une allure plus classique, avec en régime ohmique une résistance R_{ON} mesurée 50% en dessous de celle relevée en configuration de tensions croissantes. En caractérisation de tension décroissante, nous remarquons également l'effet thermique sur la décroissance du courant de drain (dans le sens de caractérisation V_{DS} allant de 20V vers 0V). Sous l'effet d'un fort champ, les pièges sont vides au début de la mesure, ainsi lorsque V_{DS} diminue, ce phénomène de variation du courant lié aux pièges est masqué. Par contre lorsque V_{DS} augmente, à faible champ les porteurs du gaz 2D sont piégés et se libèrent lorsque V_{DS} augmente et atteint la valeur $V_{DS-Kink}$. Ceci explique également l'incidence du sens de caractérisation (croissant-décroissant) sur

la variation de R_{ON} . Dans le graphique de la figure II.4 (b), nous faisons varier cette fois-ci le temps d'intégration de la mesure DC ; nous constatons que plus le temps d'intégration est important moins l'effet Kink est sensible. En effet, plus le temps d'intégration est élevé plus les pièges ont la possibilité de se vider complètement durant la fenêtre du temps d'intégration de la mesure ce qui conduit au fait qu'il est difficile d'observer cet effet en mode long (temps d'intégration supérieur à 320 ms) et pour des niveaux de courant élevés comme à V_{GS} proche de 0V. Une fois encore, lorsque les pièges agissent nous relevons une augmentation de la résistance R_{ON} tandis que lorsque l'effet Kink n'est plus visible, cette valeur se stabilise autour de 40Ω (cf. figure II.4. a et b). Pour les niveaux de courant faible on observe l'effet Kink car l'effet des variations de charges est plus sensible à faible courant. Ces résultats permettent de confirmer que dans notre cas, des phénomènes de capture/émission sont la cause des variations de courant relevées sous la dénomination 'effet Kink' : dans ces zones, la transconductance subit de fait des variations lorsque V_{DS} varie. Un autre résultat présenté dans la figure II.5 vient s'ajouter aux observations précédentes. Nous relevons sur cette figure II.5, une augmentation abrupte du courant de grille lorsque $V_{DS} = V_{DS-Kink}$. Cette augmentation est corrélée à l'augmentation du courant de drain. En polarisant le drain, le courant de grille est dépendant de la densité de porteur du canal. Les mesures effectuées en utilisant des tés de polarisation BF n'ont montré aucun changement sur ce phénomène, ce qui permet d'exclure la manifestation d'une oscillation du composant ; l'hypothèse liée au phénomène d'ionisation par impact observé par Hurayama et al. [1] semble ainsi la mieux adaptée, et permet de situer notre cas d'étude dans le cas 3) reliant le phénomène d'ionisation à celui de piégeage-dépiégeage. Ces résultats viennent corroborer ceux déjà obtenus par plusieurs autres auteurs dans le cas des HEMTs AlGaN/GaN [4] [5].

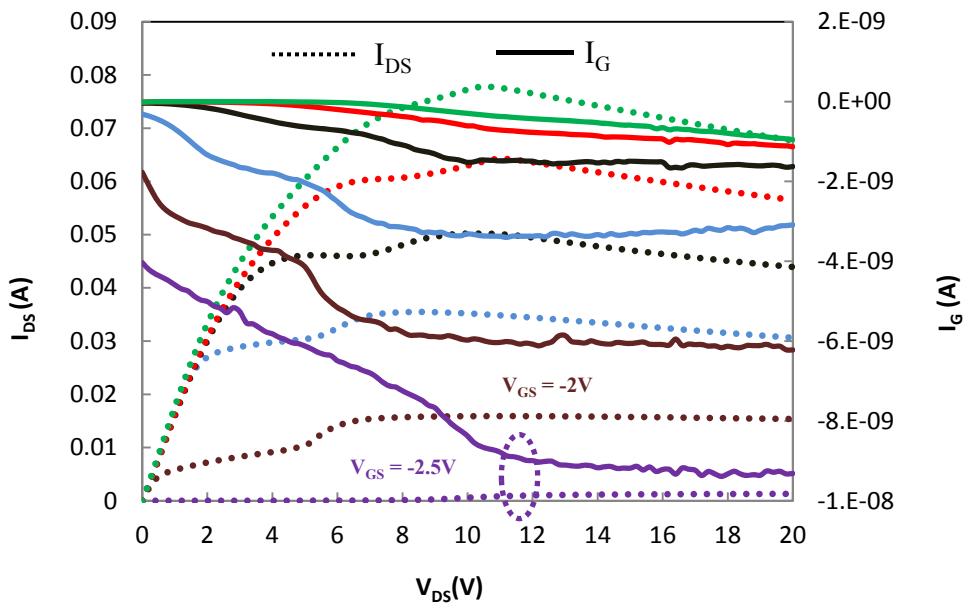


Figure II.5: variations des courants I_{DS} et I_G en fonction de V_{DS} pour différentes valeurs de V_{GS} .

Par ces résultats nous constatons : bien que le dopage en Carbone présente l'avantage d'améliorer le confinement des porteurs du gaz 2D, améliorant ainsi les performances des dispositifs, il présente des inconvénients qui résident dans l'augmentation du taux de pièges

dans ces HEMTs. Ceci peut avoir des conséquences néfastes sur la fiabilité de ces dispositifs. Les résultats obtenus dans le cas des HEMTs InAlN/GaN sont similaires à ceux déjà obtenus avec la technologie AlGaN/GaN. De manière plus générale, dans l'histoire moins récente des évolutions technologiques, les filières III-V à effet de champ ont déjà rencontré des phases analogues où hautes performances dynamiques et fiabilité présentaient des corrélations inverses : la présence de défauts pouvaient en effet se traduire par de meilleures performances, mais limitaient fortement la durée de vie des composants affectés (par exemple, des défauts de gravure de grille de certaines filières pouvaient leur conférer de meilleures performances en bruit HF et en dynamique, mais au détriment de FIT (Failure In Time) plus élevés que des composants ne présentant pas les mêmes caractéristiques, bien que issus des mêmes plaquettes). Nos travaux, et les travaux sur les filières GaN de manière plus générique, sont dans une phase de maturité qui ne permet pas encore d'assurer avec certitude les corolaires entre performance et robustesse.

III. Le contact Schottky

1. Généralités du Contact Schottky

Un contact Schottky est formé par un métal dont le travail de sortie est ϕ_m , et par un semiconducteur de travail de sortie ϕ_s et d'affinité électronique χ_s . Le travail de sortie du métal correspond à l'énergie minimale qu'il faut fournir à celui-ci pour arracher un électron situé au niveau de Fermi E_{Fm} pour l'amener au niveau du vide NV , sans vitesse initiale. L'affinité électronique du semiconducteur correspond dans ce cas à l'énergie qu'il faut fournir au semiconducteur pour arracher un électron situé au bas de sa bande de conduction pour l'amener au niveau du vide NV , sans vitesse initiale. Pour avoir un contact Schottky il faut par conséquent utiliser un métal ayant un travail de sortie supérieur au travail de sortie du semiconducteur (dans le cas des semiconducteurs de type P il faut considérer le contraire). Lorsque le métal et le semiconducteur-n sont mis en contact, le travail de sortie du semiconducteur étant inférieur à celui du métal, les électrons passent du semiconducteur vers le métal créant ainsi une zone de déplétion dans le semiconducteur et une barrière ϕ_B à l'interface. Cette barrière correspond à la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semiconducteur ($\phi_B = \phi_m - \chi_s$). Le passage des électrons du semiconducteur vers le métal crée des charges positives dans le semiconducteur et une accumulation des charges négatives à l'interface dans le métal. Cela crée une tension de diffusion V_d qui va déterminer l'équilibre du système. L'équilibre thermodynamique apparaît lorsque les niveaux de Fermi sont alignés, créant par conséquent une courbure des bandes ($\phi_m - \phi_s$) d'énergie du semiconducteur. L'écart entre la bande de conduction et le niveau de Fermi à l'interface est plus grand que dans la zone neutre du semiconducteur. La figure II.6 présente le diagramme de bande d'énergie idéalisé d'un métal et d'un semiconducteur de type N avant et après contact (considération d'une couche métallique unique, pas de charges piézoélectriques ni spontanées,).

Lorsqu'une tension négative V_a est appliquée sur la jonction métal-semiconducteur (M-S), la bande de conduction du semiconducteur est abaissée. La hauteur de barrière des électrons de la bande de conduction du semiconducteur augmente ce qui va empêcher leur diffusion du semiconducteur vers le métal : c'est le cas d'une diode Schottky. La jonction est donc polarisée en inverse. En polarisation directe c'est à dire une tension positive sur la jonction métal-semiconducteur, la bande de conduction du semiconducteur s'élève de qV_a et la courbure des bandes diminue, le passage des électrons du semiconducteur vers le métal est favorisé. En présence d'un champ électrique E perpendiculaire à la surface de la jonction et par conséquent en appliquant une tension V_a à la jonction M-S, la hauteur de barrière peut baisser de $\Delta\phi$ (cf. figure II.7) à cause de la présence d'une force image. Cette force image apparaît grâce à la charge négative dans le métal qui est attirée par une charge image positive dans le semiconducteur. Il faut noter que cette force image existe aussi après la mise en contact du métal et du semiconducteur. L'équation II.1 permet de calculer l'abaissement $\Delta\phi$ de la hauteur de barrière.

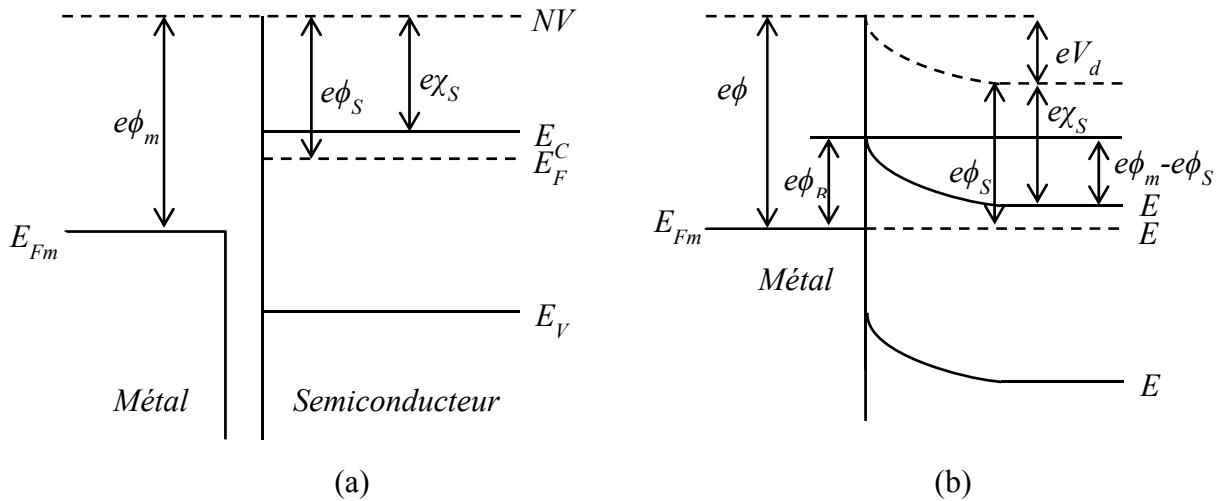


Figure II.6: diagramme de bande d'énergie entre un métal et un semiconducteur-n avant contact (a) et après contact (b).

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_s}} \quad (\text{II.1})$$

Où ϵ_s est la permittivité du semiconducteur. Ainsi, le passage des électrons du métal vers le semiconducteur peut être favorisé en polarisation inverse. En polarisation directe, l'effet de la force image diminue. L'avantage d'un contact Schottky par rapport au contact ohmique est de pouvoir créer un contact pour lequel il n'y a pas de collection des porteurs. C'est une diode qui présente des propriétés de rapidité en HF supérieures à celles d'une diode conventionnelle.

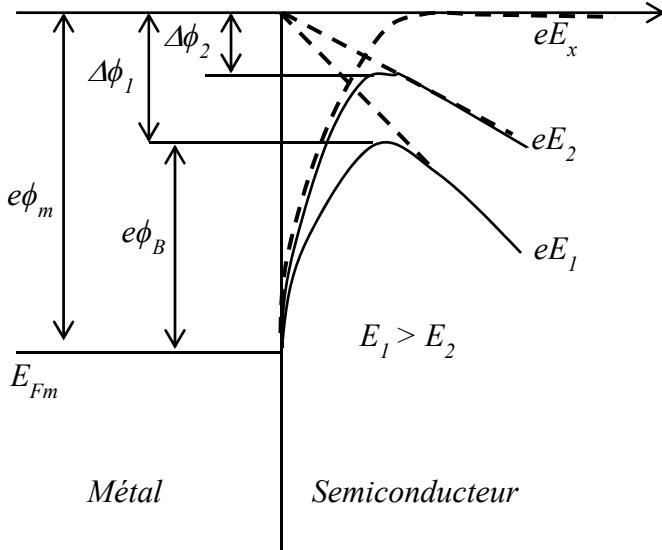


Figure II.7: effet de la force image entraînant un abaissement de la hauteur de barrière en présence des champs électriques E_1 et E_2 .

Le modèle de Schottky-Mott précédent est un modèle idéal qui ne prend pas en compte les défauts d'interface, et dans la réalité ce cas idéal est difficile à réaliser. En effet, les matériaux utilisés sont susceptibles de s'oxyder et/ou d'avoir des niveaux importants de piéges dans leurs bandes interdites qui sont grandes. Cela entraîne par conséquent des états d'interface dont les densités ne sont pas négligeables. D'où le modèle de Bardeen [6] qui introduit une couche d'interface (δ) d'épaisseur fine (2 à 10 Å) et qui prend en compte ces états d'interface M-S. Dans son modèle, le niveau de Fermi ne change pas de position et reste bloqué au niveau ϕ_0 si la densité d'états d'interface est élevée. La présence de la couche d'interface modifie le mode d'équilibre des charges, le transfert des charges du semiconducteur vers le métal se faisant à travers la couche d'interface. Le métal n'agit donc plus sur la courbure des bandes d'énergie du semiconducteur, la hauteur de barrière est par conséquent fixée par le niveau de Fermi qui reste bloqué à la position ϕ_0 , et s'exprime alors par l'équation II.2.

$$q\phi_B = E_g - q\phi_0 \quad (\text{II.2})$$

La figure II.8 présente le diagramme des bandes d'énergie du modèle de Bardeen de la jonction M-S.

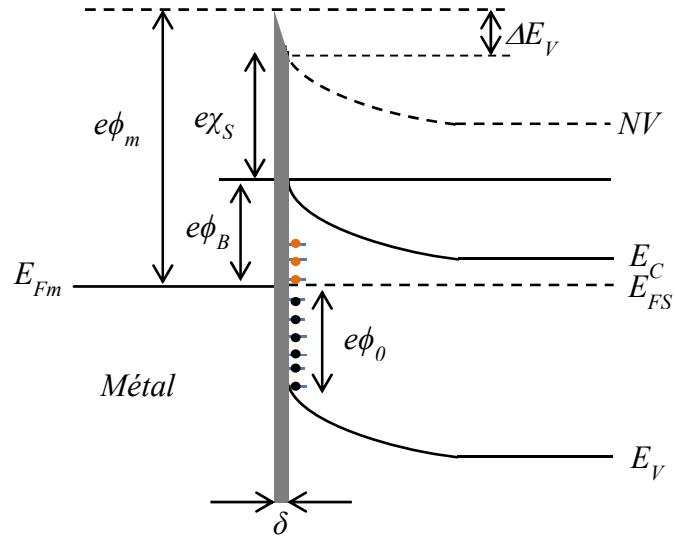


Figure II.8: diagramme de bande d'énergie en présence d'états d'interface : modèle de Bardeen

Un modèle général permet d'associer le modèle idéal de Schottky-Mott et le modèle de Bardeen. Ce modèle prend en compte les états de surface et les états d'interface. Son concept de base étant la présence d'un dipôle des états de surfaces répartis de part et d'autre de l'interface [7]. En se basant sur le modèle de Bardeen, Cowley et Sze [8] ont montré que la hauteur de barrière peut s'exprimer par l'équation II.3 :

$$q\phi_B = \gamma(q\phi_m - q\chi_S) + (1 - \gamma)(E_g - q\phi_0) \quad (\text{II.3})$$

$$\text{Avec } \gamma = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 D_s \delta} \quad (\text{II.4})$$

$D_s(\text{V}^{-1} \cdot \text{cm}^{-2})$ est la densité d'états d'interface, ε_i est la permittivité de la couche d'interface et δ l'épaisseur de la couche d'interface. Les états de surface sont supposés être distribués dans la bande d'énergie interdite. Ainsi, en l'absence d'états de surface ($D_s = 0$), $\gamma = 1$ et l'équation (II.3) devient celle de Schottky-Mott. Lorsque la densité d'états de surface est très forte alors γ devient négligeable et l'équation (II.3) s'approche du modèle de Bardeen.

2. Diode Schottky polarisée

Le passage des porteurs majoritaires à travers la barrière Schottky est régi par plusieurs mécanismes qui peuvent se manifester séparément ou simultanément en polarisation directe ou en polarisation inverse.

- En polarisation directe : les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur peuvent avoir une énergie supérieure à la hauteur de barrière de potentiel de sorte qu'ils passent au-dessus de celle-ci lorsque la température (et/ou la tension appliquée) est suffisante. On parle dans ce cas du courant direct dû à l'émission thermoïonique (TE). Sous l'effet du champ électrique et pour une température suffisante, les électrons peuvent

passer à travers la barrière dans la zone étroite de l'interface. Ce mécanisme développé par Padovani et Stratton [9] est appelé émission thermoïonique assistée par champ, généralement identifié sous son acronyme anglo-saxon TFE (Thermoionic Field Emission). Un autre modèle TFE qui prend en compte les états d'interface a été développé par Hasegawa [10]. Ce modèle considère que le mécanisme de TFE serait favorisé par la présence d'une fine couche d'interface appelée TSB (Thin Surface Barrier) et ayant une forte densité de pièges. En présence de niveaux de défauts proches de la bande de conduction, les électrons peuvent aussi traverser la barrière via ces défauts : il s'agit de l'effet tunnel assisté par défauts DAT (Defect Assisted Tunneling).

- En polarisation inverse : le phénomène (TE) est négligeable compte tenu de la hauteur de barrière qui est élevée pour les électrons du métal. Cependant à faible champ électrique, on peut assister à un courant en surface (CS) comme nous le montrerons dans le paragraphe IV.3 relatif à l'étude du courant de grille à faible champ. Le concept de courant en surface a déjà été évoqué dans des travaux antérieurs parmi lesquels nous pouvons citer ceux de Graffeuil et *al.* [11]. A faible champ électrique et en présence de défauts, les électrons peuvent passer à travers la barrière en transitant de piége en piége jusqu'à la bande de conduction de semiconducteur. Ce mécanisme ne peut se produire que si l'énergie de l'électron est supérieure à la hauteur de barrière entre deux piéges : il s'agit de l'effet Poole-Frenkel (PF) ou mécanisme de 'hopping' [12]. Cependant, lorsque le champ électrique à travers la barrière M-S est important, la barrière prend une forme triangulaire. Ainsi, les électrons ayant une énergie suffisante pour arriver à cette zone peuvent passer à travers la barrière sous l'effet de ce champ électrique : on parle alors de l'effet tunnel Fowler Nordheim (FN). Un effet tunnel direct (DT) peut aussi apparaître lorsque l'incurvation des bandes est importante, ainsi les porteurs peuvent traverser la barrière directement.

La figure II.9 présente les différents mécanismes de conduction du contact Schottky en polarisation directe et inverse.

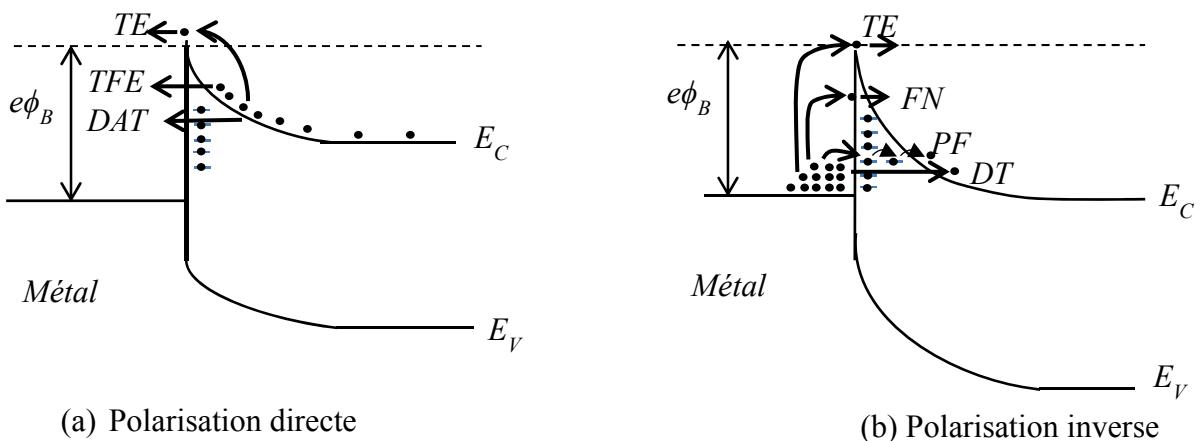


Figure II.9: mécanismes de conduction des électrons dans un contact Schottky en polarisation directe (a) et inverse (b)

Dans le cadre de ces travaux nous nous sommes intéressés directement aux jonctions inhomogènes en direct et en inverse afin d'extraire les paramètres de la grille, et de mettre en évidence les mécanismes de conduction de celle-ci. Sachant qu'à partir d'une jonction inhomogène nous pouvons remonter aux paramètres d'une jonction homogène pour laquelle les paramètres qui traduisent les inhomogénéités sont négligeables. En polarisation directe, plusieurs modèles permettent de caractériser la diode Schottky. Nous allons présenter dans le paragraphe V.1 le modèle qui à permis de caractériser la diode en polarisation directe. En polarisation inverse les principaux mécanismes observés sont présentés dans le paragraphe V.2.

IV. Caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ des composants étudiés

L'étude du courant de grille permet de mettre en évidence et de localiser certains défauts dans les dispositifs actifs. Ce niveau élevé de courant augmentera le bruit dans ces dispositifs d'une part, et se présente comme un marqueur de fiabilité moindre d'autre part. Ainsi, dans le but de comprendre et d'identifier les mécanismes de conduction du courant de grille plusieurs déclinaisons technologiques ont été étudiées afin d'en déduire la meilleure technologie en vue de concevoir des amplificateurs faible bruit robustes. Ainsi, les caractéristiques de courant de grille ont été mesurées en mode diode en maintenant le drain en circuit ouvert. Dans cette partie nous allons présenter notamment l'impact du dopage en Carbone de la couche de GaN et celui de la passivation sur le courant de grille. Nous parlerons également du courant de grille à faible champ et de la saturation du courant de grille en polarisation inverse.

1. Impact du dopage en Carbone sur le courant de grille

Cette partie de l'étude porte sur des composants issus des plaques TS500 et TS502 évoquées précédemment. La figure II.10 présente le courant de grille des composants présentant des longueurs de grille variables (de $0.25\mu\text{m}$ à $2\mu\text{m}$).

Nous distinguons deux zones qui permettent de comparer les caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ des composants TS500 et TS502. La première zone correspond aux tensions V_{GS} autour de zéro volt comprise entre -1V et $+1\text{V}$ et la deuxième zone qui correspond à la saturation du courant de grille. Dans la première zone, de grandes différences sont observées entre un composant faiblement dopé et un composant fortement lorsque ceux-ci présentent de petites dimensions. Dans cette zone, les composants faiblement dopés présentent plus de courant de fuite que les composants fortement dopés pour les composants à faible longueur de grille 'c' et 'd'. Cependant la tendance s'inverse dans la deuxième zone lorsque la tension V_{GS} s'approche de $V_p = -3\text{ V}$ qui est la tension de pincement de ces dispositifs lorsqu'ils sont polarisés en mode transistor. En parallèle, nous observons un décalage de la tension d'inversion du courant de grille pour le dispositif fortement dopé Carbone, à l'instar des caractéristiques des dispositifs AlGaN/GaN (présentant des désaccords de maille à

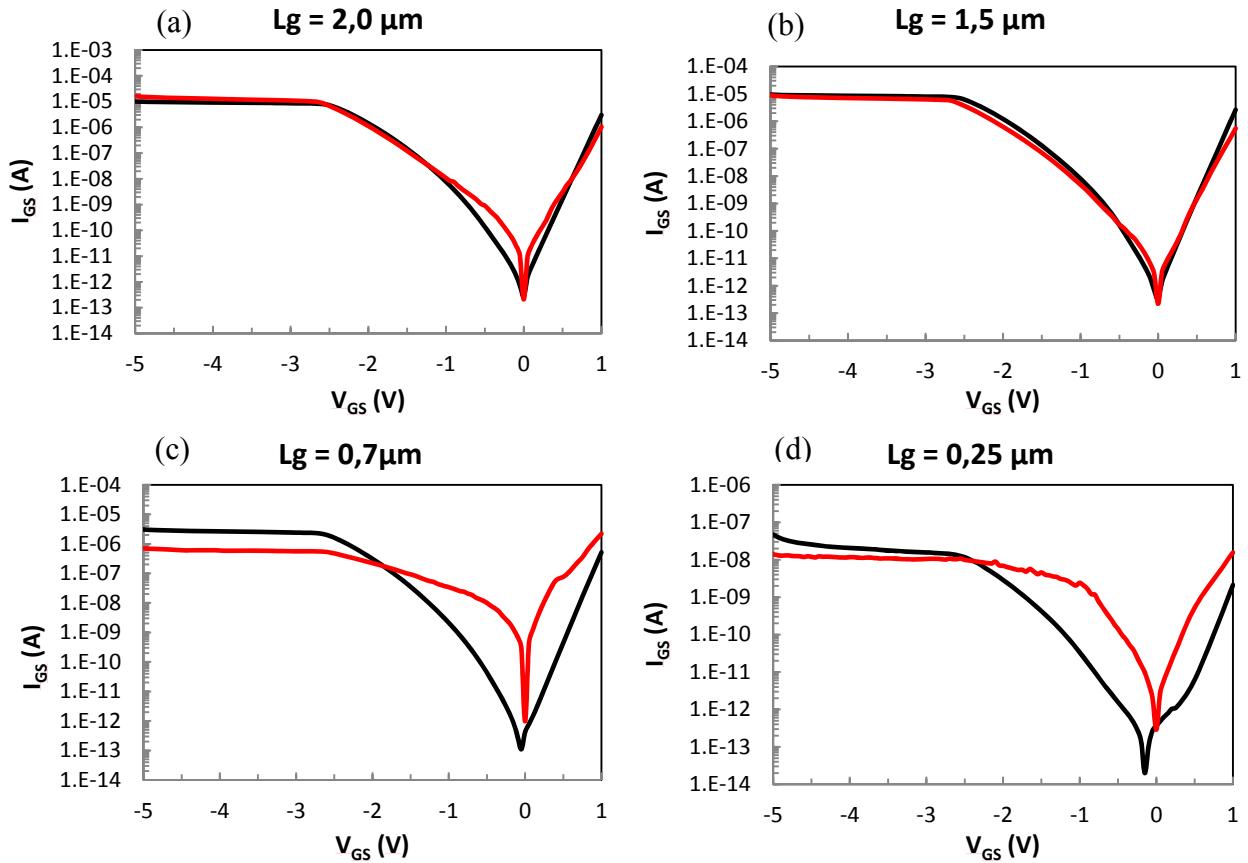


Figure II.10 : courant de grille I_{GS} en fonction de la tension grille-source pour les composants fortement et faiblement dopés en Carbone avec différentes longueurs de grille. TS500 (courbe rouge) et TS502 (courbe noire).

l'interface). Ce point, quoique moindre vis-à-vis de ce qui est observé sur les technologies précédemment citées, peut être un révélateur de défauts d'interface, comme déjà indiqué sur les caractéristiques de sortie (présence de charges). Les tendances observées dans les cas (c) et (d) ont également été observées sur des composants de $1\mu\text{m}$ de longueur de grille avec des espacements grille-source de $1.67\mu\text{m}$. Les espacements grille-source sont de $1.67\mu\text{m}$ et de $1.62\mu\text{m}$ pour les cas (c) et (d) respectivement. Dans les cas (a) et (b) où les composants ont les mêmes espacements grille source ($1.78\mu\text{m}$), les caractéristiques sont assez proches entre les composants des plaques TS500 et TS502. Cela exclut l'hypothèse où ces différences entre les composants TS500 et TS502 dépendraient des espacements grille-source mais seraient plutôt attribuées à la longueur de grille et peut-être à la surface du contact Schottky. Nous remarquons que le dopage en Carbone ne joue pas sur la saturation du courant de grille pour les grandes dimensions, c'est-à-dire pour des courants inverses élevés (10^{-5}A pour $V_{GS} < -3\text{V}$). Le courant de grille, dans la zone de saturation, est plus élevé pour les composants fortement dopé en Carbone dès que les dimensions de longueur de grille diminuent ($0.25\mu\text{m}$), ou plus justement que le courant de fuite à fort champ inverse des structures faiblement dopées est plus faible en régime pincé. Les dispositifs de la plaque à faible dopage Carbone présentent des profils de fuite particuliers pour les structures 'c' et 'd', notamment dans la zone proche de $V_{GS}=0\text{V}$. Ces composants ne proposent pas une tendance monotone des profils de fuite en fonction de la diminution de la longueur de grille, contrairement aux composants du lot TS502 à fort dopage Carbone. Il faut noter que le dopage en Carbone augmente le taux de

pièges dans la couche de GaN, et que pour ces fortes tensions inverses la couche barrière est totalement déplétée sous la grille avec une extension partielle vers la zone grille-source (en raison du profil de la zone de charge d'espace). Nous pouvons émettre l'hypothèse suivante : les principales causes du courant de grille dans la zone de saturation sont liées aux états de pièges dans la couche de GaN (lorsque la longueur du contact Schottky est faible). Cependant cette hypothèse est contradictoire avec le fait que le dopage de type accepteur utilisé améliore la résistivité de la couche barrière et donc les fuites dans la couche de GaN devraient être plus faibles pour les TS502. Avant la saturation, le courant de grille est dominé par les mécanismes de conduction en volume comme cela a été montré par d'autres chercheurs, et par des mécanismes de surface [13] [14] [15]. Une fois la couche barrière en déplétion sous l'effet du champ vertical, certaines charges sont émises par les pièges du GaN et contribuent au courant de grille. D'où le niveau de courant plus élevé pour les composants TS502. Cependant, dans cette hypothèse, la longueur de grille n'intervient pas et un comportement similaire devrait être observé sur des dimensions telles que celles des structures 'a' et 'b'. Une autre hypothèse peut être avancée qui considère que le dopage Carbone provoque un déséquilibre dans l'accord de maille, ce qui peut induire des contraintes à caractère piézoélectrique qui pourraient être visibles au travers du décalage de la tension d'inversion (traduisant la présence de charges sous la grille) lorsque le pied de grille présente la longueur la plus critique à $0.25\mu\text{m}$ (et les contraintes les plus fortes). Sous ces conditions, l'application d'un fort champ inverse va se traduire par des tenseurs verticaux et horizontaux. Ces mêmes tenseurs horizontaux vont déformer le matériau, et l'évolution du tenseur longitudinal entre grille et source sous le champ inverse appliqué peut être corrélée à l'augmentation du courant de fuite conformément à des études réalisées sur des structures de faibles et grandes dimensions réalisées en technologie AlGaN/GaN, à fort caractère piézoélectriques [16]. Cette seconde hypothèse n'incriminant pas directement la couche GaN sous le 2DEG a notre préférence, mais reste à être confirmée (mesures de structures de même longueur de grille, largeur différente, mesures OBIRCH sous polarisations inverses variables).

L'analyse des courants de fuite reste un domaine d'étude spécifique qui soulève encore de nombreuses questions et qui mériterait des analyses plus poussées : compte tenu des contraintes du projet (engagement contractuel sur certains aspects), nous n'avons pas pu mener des études plus poussées sur la saturation du courant de grille pour ces mêmes composants afin de valider les précédentes hypothèses. Mais nous allons tenter une corrélation de ces résultats avec ceux présentés au paragraphe IV.4 qui porte sur l'étude du courant de grille en saturation, sur d'autres composants.

2. Impact de la passivation sur le courant de grille

Les composants étudiés ici sont issus des plaques TS522 et TS626. Ces plaques sont issues d'un même processus de fabrication mais n'ont pas la même passivation. Nous allons donc présenter dans ce paragraphe l'impact de la passivation sur les caractéristiques du courant de grille. La figure II.11 présente les caractéristiques I_{GS} (V_{GS}) pour des composants ayant des largeurs de grille différentes mais possédant le même nombre de doigts de grille.

Nous remarquons que les composants issus de la plaque TS626 présentent plus de courant de fuite de grille que ceux de la plaque TS522. La passivation joue sur les défauts de surface qui participent au courant de grille par différents phénomènes comme l'effet Poole-Frenkel ou encore l'effet de 'hopping' [12] [17], ce qui permet de conclure que la plaque TS522 présente moins de défauts de surface que la plaque TS626. L'impact de la passivation sur les caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ a fait l'objet d'une grande production scientifique qui a montré un gain sensible dans la réduction du courant de grille pour des composants passivés [18] [19]. Les composants ayant plus de doigts de grille ou des largeurs de grille plus grandes ont naturellement des courants de fuite de grille plus élevés (ce courant est généralement normalisé par mm de doigt de grille).

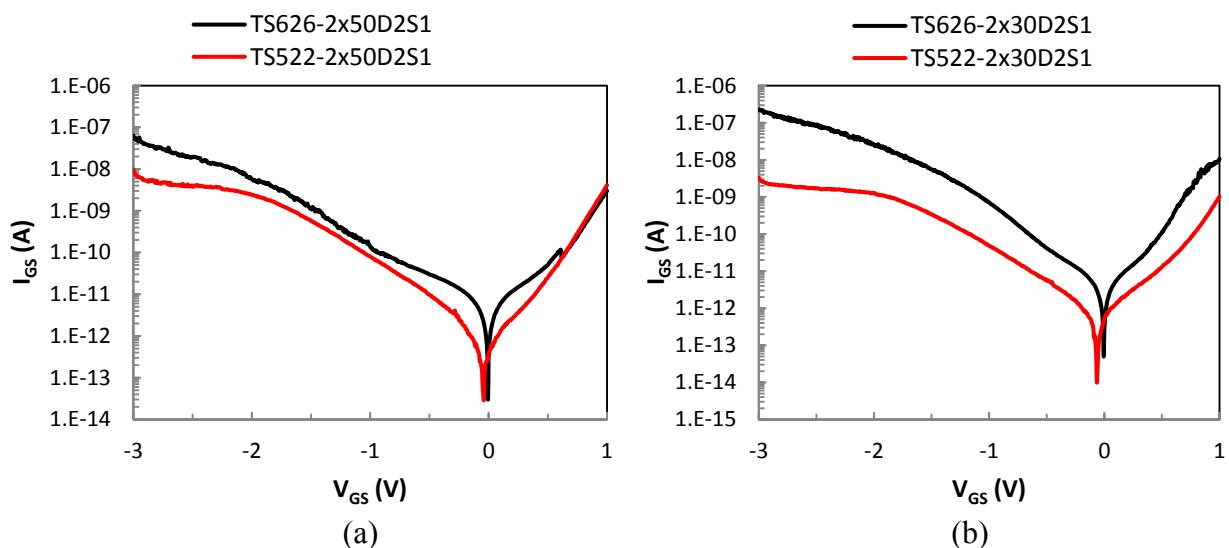


Figure II.11: courant de grille I_{GS} en fonction de V_{GS} pour des composants de 2 doigts de grille, de longueur $0.25\mu\text{m}$ mais de largeurs de grille et de passivations différentes (2x50 figure a, 2x30 figure b)

Les résultats de la figure II.11 correspondent aux composants de 2 doigts de grille. Les mêmes résultats ont été obtenus sur des composants de 4 et de 6 doigts de grille où les composants TS626 présentent systématiquement des courants de fuite plus élevés (jusqu'à plus de deux décades à faible tension d'inversion). Contrairement aux résultats obtenus dans le cas des composants faiblement et fortement dopés en Carbone, pour les fortes valeurs de V_{GS} , nous remarquons que la passivation joue sur le profil de la saturation du courant de grille en inverse. On peut relever le même phénomène dans les travaux publiés dans [17], sur le courant de surface entre un composant passivé et un composant non passivé. Dans ces travaux, le courant de grille d'un composant passivé SiN a tendance à saturer à partir de $V_{GS} = -2\text{V}$ contrairement au composant non passivé. Cependant ce phénomène ne concerne que le courant en surface, le courant de grille total pouvant être une contribution du courant en surface et du courant en volume, ou exclusivement l'une de ces deux contributions. Ceci explique la dépendance du courant de grille avec la surface totale du contact Schottky (courant en volume) et de la qualité de la passivation (courant en surface), au travers des études du périmètre normalisé par la surface.

3. Courant de grille à faible champ : courant de surface

L'étude du courant de grille à faible champ (V_{GS} autour de 0V) permet non seulement de mettre en évidence les charges d'interface M-S mais aussi la nature du transport du courant de grille à faible champ. Cette étude s'est portée sur des composants des plaques TS500, TS522, TS626 et AEC1893. Nous ne présenterons que les résultats de la plaque TS500 sachant que les mêmes résultats ont été obtenus sur les autres plaques.

Nous avons étudié le courant de grille pour des polarisations bas niveau lorsque le transistor est polarisé en mode diode (drain en circuit ouvert), sur des composants ayant des longueurs de grille différentes et des espacements grille-source différents. Les premières études sont portées sur des composants d'un même wafer, donc seules les dimensions sont différentes. En traçant la courbe $\log(I_{GS}) = \log(|V_{GS}|)$ sur la figure II.12, nous constatons qu'à faible champ le courant de grille en inverse est superposé au courant de grille en direct, avec un comportement linéaire dont la pente géométrique est égale à 1 (représentation log-log). Dans un premier temps, ce comportement identique en direct et en inverse indique que les charges qui contribuent au courant de grille sont de même nature sous ces polarisations. D'un point de vue physique, ce comportement linéaire qui lie le courant de grille I_{GS} à la tension de grille V_{GS} pour de faibles niveaux de polarisation est à caractère Ohmique, de conductance G égale à $2.5 \cdot 10^{-10} \text{ S}$. Cela signifie que dans ces conditions, le courant de fuite traverse une zone purement résistive de forte valeur de résistance. De plus ce courant est supérieur à la contribution thermoïonique qui de fait est masquée.

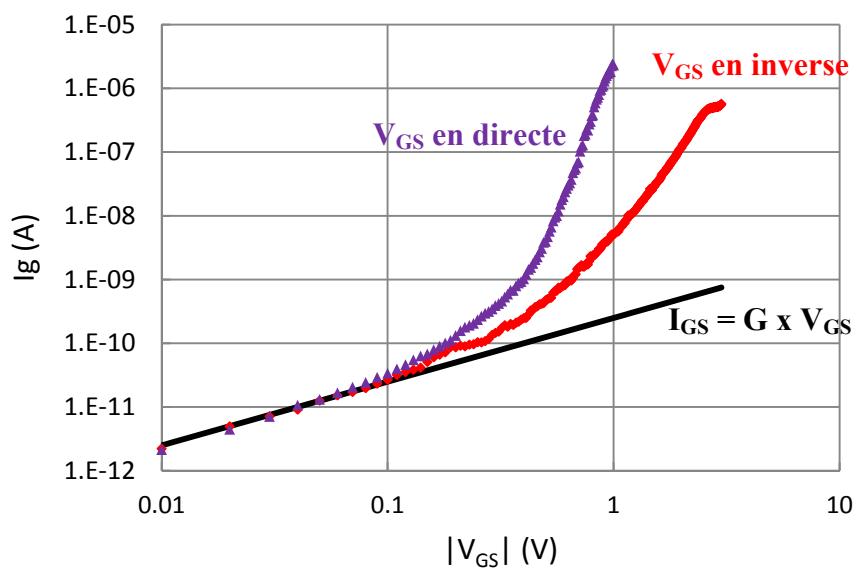


Figure II.12: courant de grille en inverse (rouge) et en direct (violet) d'un composant TS500 en fonction de la tension $|V_{GS}|$ en échelle log x log. En noir le modèle linéaire du courant de surface (composant de longueur de grille $1\mu\text{m}$).

Ce résultat est analogue à celui obtenu par Graffeuil et *al.* [11] dans le cas des MESFETs GaAs, et correspond à la manifestation du courant de surface. Afin de comprendre le chemin par lequel circule le courant, nous avons tracé les valeurs extraites de G en fonction des longueurs de grille L_g et en fonction des longueurs L_{gs} qui correspondent aux espacements grille-source (cf. figures II.13.a et II.13.b). Nous constatons (figure II.13.a) que G développe une dépendance exponentielle inverse avec l'espacement grille-source L_{gs} , ce qui n'est pas naturel au premier abord. Kotani et *al.* [17] ont montré, en mesurant le courant de surface, que celui-ci serait dominé par des phénomènes de Poole-Frenkel et de 'hopping' qui pourraient expliquer la dépendance de G de manière non inversement proportionnelle à L_{gs} .

Par ailleurs, aucune variation cohérente de G n'est observée en fonction de la longueur de grille sur la figure 'b' ce qui permet d'affirmer que le courant de grille à faible champ est un courant latéral, et par conséquent il dépend purement de la distance entre la grille et la source : c'est bien un courant en surface.

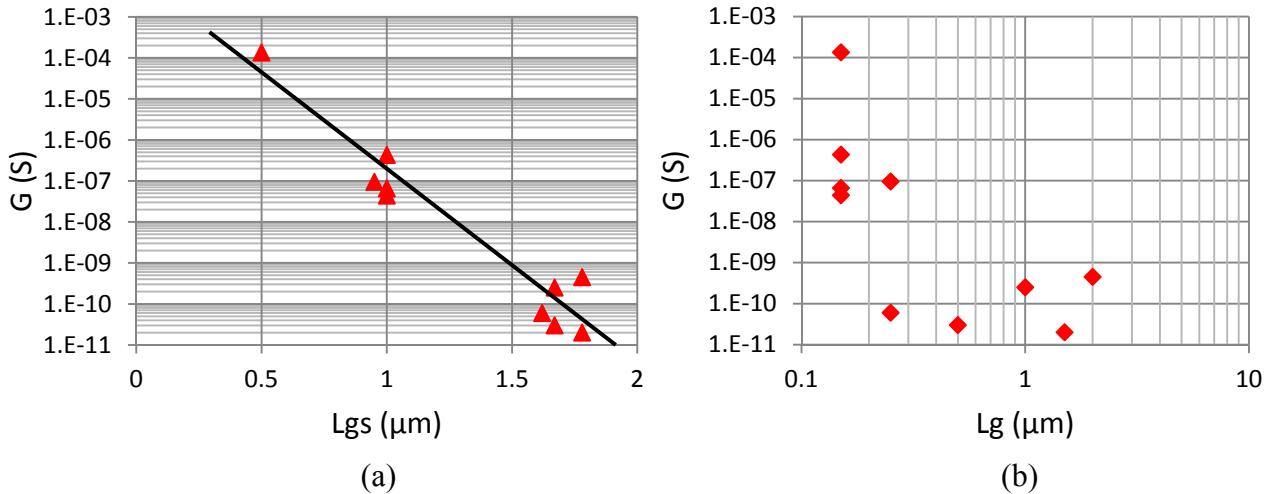


Figure II.13: variation de la conductance G des composants TS500 en fonction de la distance grille-source (a) et en fonction de la longueur de grille (b).

En supposant que le courant de surface circule dans un barreau résistif de résistivité ρ et d'épaisseur e , nous avons tracé la résistance $R_f = 1/G$ ($\text{G}\Omega$) du barreau (normalisée par rapport à L_{gs} et par rapport à W) en fonction de W . W est la largeur totale de la grille et la résistance R_f normalisée devrait correspondre par conséquent au rapport ρ/e . Les valeurs de R_f ont été obtenues sur les mesures de courant de grille des composants de la plaque TS522 (passivation la plus performante). Le résultat est présenté sur la figure II.14. Nous constatons que plus la largeur de grille augmente plus le rapport ρ/e augmente avec un comportement linéaire. Si nous supposons que l'épaisseur impliquée e est constante quelle que soit la largeur W , alors nous pouvons dire que la répartition des porteurs n'est pas uniforme le long de la largeur des doigts de grille. Ceci pourrait être attribué à des défauts répartis de manière aléatoire le long de la largeur de grille, et présents en plus grand nombre sur les structures de grande dimension (ce qui se traduit par la relation linéaire de la figure II.14). Des travaux au sein de l'équipe ont démontré que des pièges, plus fortement visibles à fort champ inverse,

sont inégalement répartis sur la largeur du pied de grille [16]. La méthode de recuit de la grille

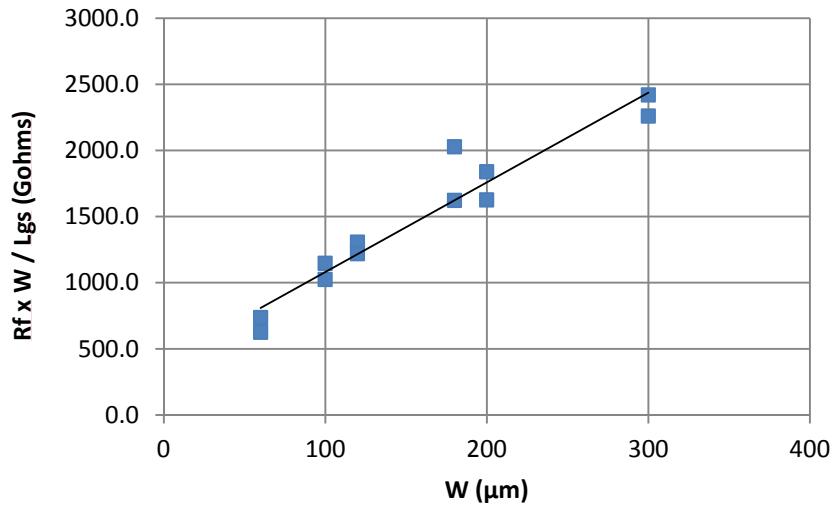


Figure II.14: variations de la résistance R_f normalisée en fonction de la largeur totale de la grille

Schottky à très haute température, et la relaxation du pied de grille lorsque les températures diminuent pourraient en être un élément d'explication.

4. Saturation du courant de grille en inverse

La figure II.15 présente la caractéristique du courant de grille en fonction de la tension de grille pour différentes températures allant de 100 K à 325 K, pour un composant de la plaque AEC1893 $2 \times 0.15 \times 75 \mu\text{m}^2$. Nous constatons que lorsque la température augmente, le courant de grille augmente. En effet, les constantes de temps des piéges sont inversement proportionnelles à la température ; ainsi, plus la température augmente plus les constantes de temps des piéges diminuent et donc le courant augmente en raison de l'augmentation de la densité des porteurs générés par les piéges.

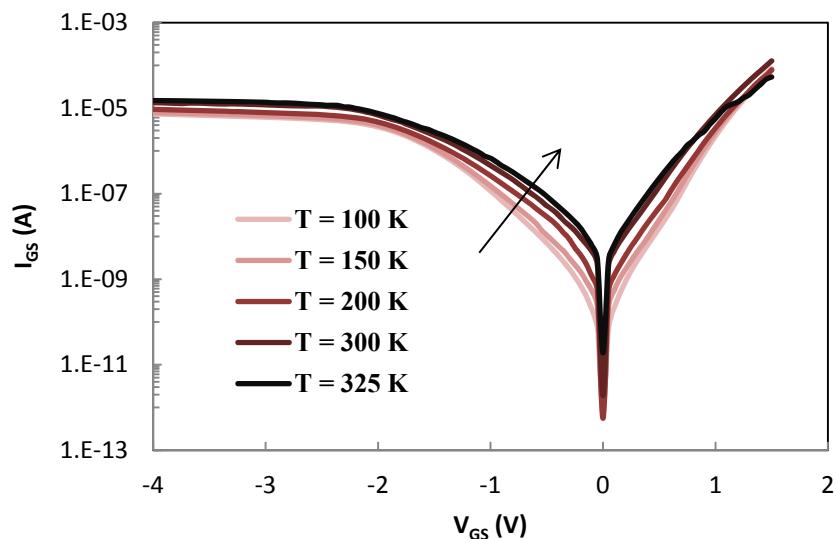


Figure II.15: variation du courant de grille en fonction de VGS pour différentes températures allant de 100K à 325K pour un composant AEC1893.

Cependant, lorsque la tension de grille devient supérieure à $V_p = -2.5$ V, le courant inverse de grille est quasi-indépendant de la température. Ceci traduit le fait que celui-ci est dominé par des mécanismes de conduction par effet tunnel. Par ailleurs, nous remarquons aussi que, quelle que soit la température, le courant inverse de grille sature au delà de V_p . En traçant le courant de grille en fonction de V_{GS} dans une représentation en valeurs naturelles et pour $V_{GS} > V_p$, nous constatons que pour toutes les températures le courant de grille croît linéairement avec une pente $a = 10^{-6}$ et de manière indépendante de la température (cf. figure II.16.a). Seule la valeur ‘b’ prise à l’origine varie en fonction de la température comme l’atteste la figure II.16.b.

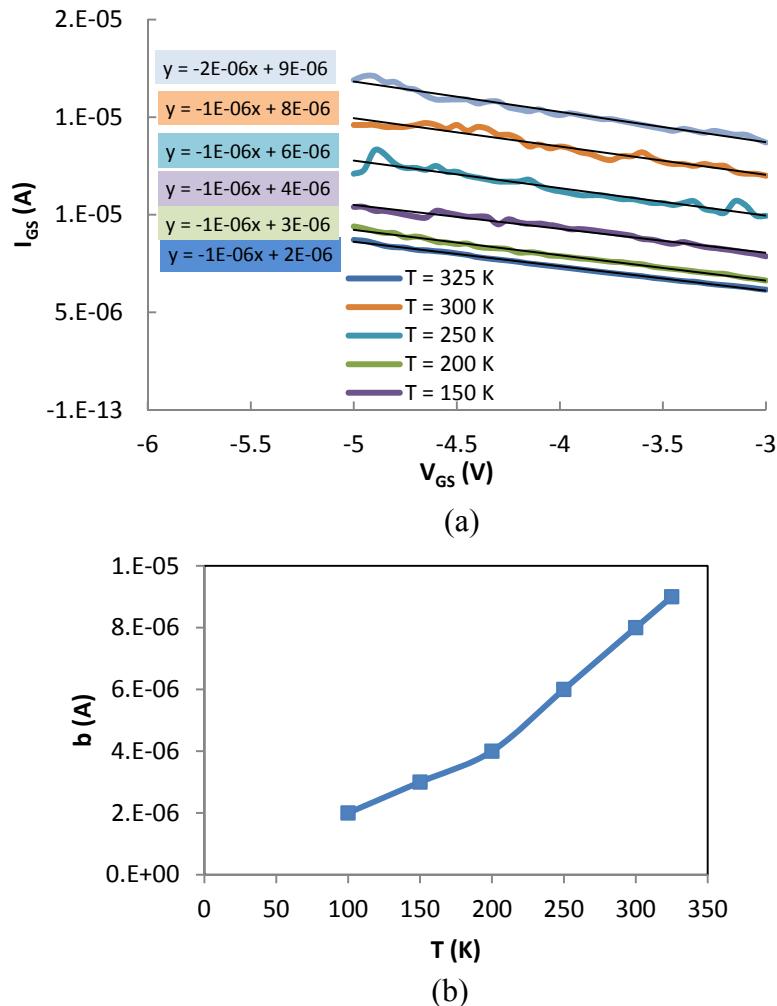


Figure II.16: (a) Courant de grille en inverse pour différentes températures. (b) Variation du paramètre ‘b’ issu de la figure II.15.a, en fonction de la température d’un composant AEC1893.

Cela traduit un comportement ohmique du courant de grille, par conséquent la pente ‘ a ’ représente une conductance, et ‘ b ’ est un courant qui traduit l’augmentation du niveau de I_{GS} en saturation avec l’augmentation de la température.

La faible variation du courant de grille avec la température dans la zone de saturation est souvent attribuée au mécanisme de conduction par effet tunnel. En mesurant le courant de grille en mode transistor, nous constatons que, quelle que soit la tension appliquée sur le

drain, le paramètre ‘*a*’ ne varie pas et le paramètre ‘*b*’ varie très peu à température ambiante. Par conséquent ‘*b*’ est un paramètre fortement dépendant de la température (cf. figure II.17) et non du champ électrique appliqué au composant.

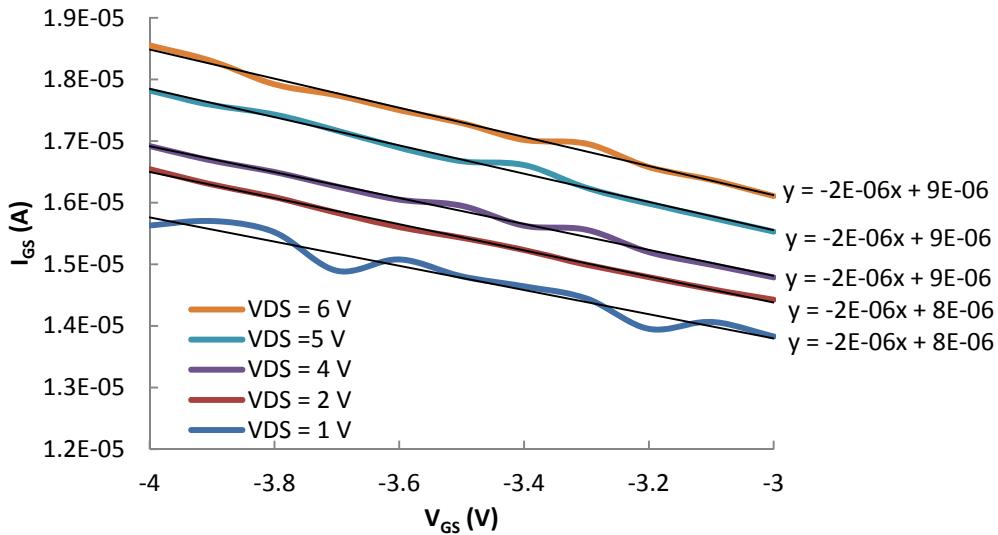


Figure II.17: Variation du courant de grille en saturation en fonction de V_{GS} pour différentes tensions V_{DS} d'un composant AEC1893.

La valeur de ‘*a*’ lorsque le drain est polarisé est le double de celle obtenue lorsque le drain est en circuit ouvert ; celle de ‘*b*’ varie de 8×10^{-6} à 9×10^{-6} A. La valeur de ‘*b*’ correspond pratiquement à celle obtenue à 300 K : l’élévation de température induite par l’énergie dissipée en mode transistor pourrait porter la température dans la zone de fuite à des valeurs sensiblement supérieures à 300K, ce qui pourrait laisser croire que la zone concernée est suffisamment éloignée de la zone de transfert d’énergie dans le gaz d’électron 2D entre grille et drain. Ce courant de grille en mode de saturation circule dans une zone du composant non encore identifiée, et dont la conductance ne dépend pas, ou peu, de la température. En combinant les résultats obtenus aux paragraphes précédents et ceux de ce paragraphe, de fortes présomptions laissent penser que le courant de grille en saturation circule dans la couche tampon de GaN lorsque la couche barrière est totalement en déplétion sous la grille. Cependant cette saturation peut être masquée à cause des états de surface. L’ensemble de ces résultats nécessite plus d’approfondissement afin de mieux cerner les mécanismes mis en jeu.

V. Caractérisation du contact Schottky inhomogène

1. Caractérisation du contact Schottky en polarisation directe

En considérant une diode inhomogène, la caractéristique du courant de grille peut présenter plusieurs phases comme nous pouvons le voir sur la figure II.18 qui présente le courant de grille en direct à 100 K. Ces différentes phases apparaissent à basse température. Ainsi, plusieurs modèles sont exploitables pour caractériser le contact Schottky [20] [21] [22]. Parmi ces modèles, le modèle de Werner et Gütler [23] [24] est le plus utilisé pour l’extraction de la hauteur de barrière ϕ_B et du facteur d’idéalité n . Werner et Gütler ont

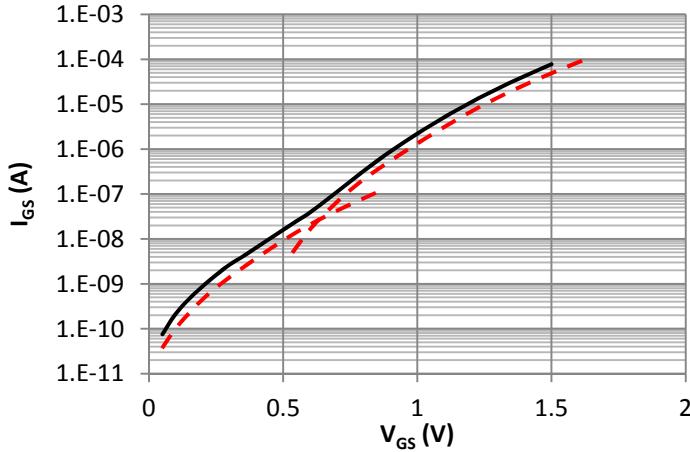


Figure II.18: variation du courant de grille en directe à 100 K d'un composant AEC1893.

montré que ϕ_B et n peuvent varier avec la température. Cette variation est liée aux fluctuations de la hauteur de barrière autour d'une valeur moyenne $\bar{\phi}_B$ avec une déviation standard σ . Les causes principales de ces fluctuations sont les défauts et les rugosités de l'interface M-S. Ainsi, la hauteur de barrière effective ϕ_B peut alors s'exprimer par l'équation (II.5).

$$\phi_B = \bar{\phi}_B - \frac{q\sigma^2}{2kT} \quad (\text{II.5})$$

Où q est la charge de l'électron, k la constante de Boltzmann et T la température. La caractéristique du courant de grille en polarisation directe est souvent divisée en deux sous parties : une première à faible champ pour des tensions $V_{GS} < 0.2$ V (il s'agit du courant en surface identifié précédemment), et une deuxième partie qui correspond au mode de conduction thermoïonique dans le cas d'une diode idéale. D'autres phénomènes peuvent masquer l'effet thermoïonique comme l'effet tunnel direct. En supposant que le courant de grille est dominé par le mode thermoïonique dont l'équation est donnée par (II.6), nous pouvons extraire les paramètres du contact Schottky en utilisant le modèle de Werner.

$$J = J_S \left[\exp \left(\frac{qV - R_S I}{n k T} \right) - 1 \right] \quad (\text{II.6})$$

Où V est la tension appliquée à la diode, n le coefficient d'idéalité de la diode Schottky, R_S est la résistance série et J_S (A/cm^2) est le courant de saturation inverse qui est exprimé par l'équation (II.7) si on néglige $\Delta\phi$.

$$J_S = A^* T^2 \exp \left(- \frac{q\phi_B}{kT} \right) \quad (\text{II.7})$$

$$\text{Avec la constante de Richardson : } A^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3} \text{ (A.cm}^{-2}.\text{K}^{-2}) \quad (\text{II.8})$$

Où m^* est la masse effective de l'électron dans le semiconducteur et h la constante de Planck. Dans le cas où $V > \frac{3kT}{q}$ et où on néglige la résistance série R_S , l'équation (II.6) peut se réduire à l'équation (II.9)

$$I \approx I_S \left[\exp \left(\frac{qV}{n k T} \right) \right] \quad (\text{II.9})$$

Ainsi on a :

$$\ln\left(\frac{I}{AA^*T^2}\right) = \frac{qV}{nkT} - \frac{q\phi_B}{kT} \quad (\text{II.10})$$

En traçant la courbe du courant de grille en échelle semi-logarithmique $\ln I_G(V)$, si celle-ci présente une zone linéaire, on peut extraire à partir de cette zone la hauteur de barrière effective à partir de l'ordonnée à l'origine de la partie linéaire et le facteur d'idéalité à partir de sa pente. La figure II.19 illustre la méthode d'extraction de ces paramètres.

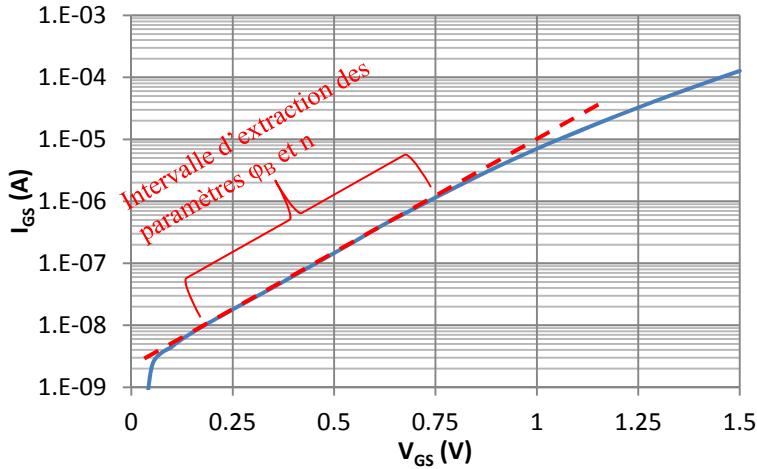


Figure II.19: variation du courant de grille en fonction de V_{GS} en directe et procédure d'extraction des paramètres du contact Schottky.

En traçant les variations de la hauteur de barrière en fonction de la température, nous pouvons extraire les valeurs de la hauteur de barrière moyenne $\bar{\phi}_B$ et de la déviation standard σ . Cependant, l'existence des inhomogénéités de la diode peut induire la présence de deux ou plusieurs hauteurs de barrière comme on peut le voir en rouge sur la figure II.18 (page 67). Une méthode d'extraction améliorée et les analyses associées ont été proposées pour les technologies AlGaN/GaN [25] qui permet des analyses croisées entre des variantes technologiques, et également sur des lots de composants ayant subi des contraintes de vieillissement. La figure II.20 présente les variations du coefficient d'idéalité et de la hauteur de barrière en fonction de la température. Nous avons extrait pour chaque température, deux valeurs de la hauteur de barrière et deux valeurs du coefficient d'idéalité (cf. figure II.20) correspondant aux faibles et aux forts V_{GS} . Nous notons (ϕ_{B-L}, n_L) et (ϕ_{B-H}, n_H) les couples hauteurs de barrière et coefficients d'idéalité obtenus à faible V_{GS} (indice L) et à fort V_{GS} (indice H), respectivement. Nous constatons que les coefficients d'idéalité de ces composants sont très élevés et les hauteurs de barrière sont anormalement basses ; cela traduit la mauvaise qualité du contact Schottky, ou autrement dit un nombre de défauts associés à la zone de commande entre grille et source relativement élevé. D'autres travaux sont en cours qui permettent de pousser plus loin l'analyse de ce modèle de Werner amélioré proposé par notre équipe [26]. Ainsi, des mécanismes de conduction différents du mécanisme thermoionique, traditionnellement impliqué dans la modélisation de la barrière en direct, interviennent sur le courant de grille. Ce problème d'hypothèse rend difficile l'extraction de ces paramètres avec la méthode exposée. La conduction par effet tunnel serait l'une des principales causes

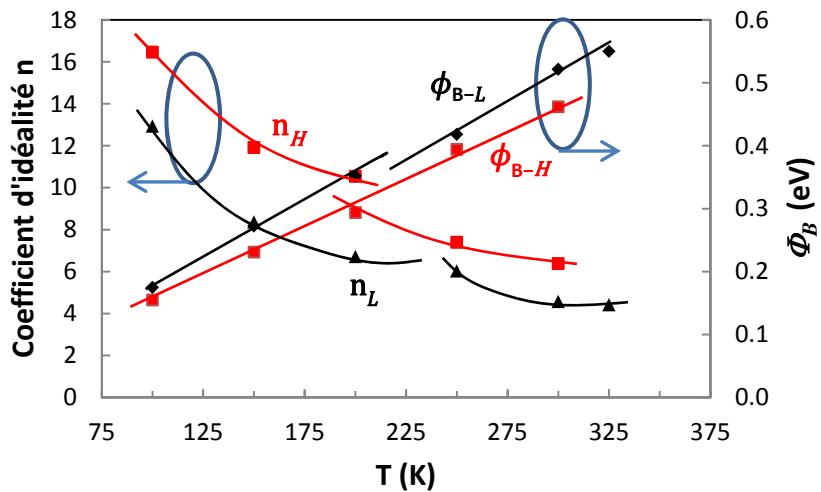


Figure II.20: variation de la hauteur de barrière et du facteur d'idéalité n en fonction de la température. En noir et en rouge les valeurs obtenues pour des faibles et fortes tensions V_{GS} respectivement. Composant AEC1893.

justifiant les valeurs élevées des coefficients d'idéalité n_L et n_H , ce qui par conséquent n'a pas permis d'extraire les valeurs cohérentes de la constante de Richardson.

Sur cette figure II.20 nous constatons qu'entre 200 K et 250 K il y a un léger saut sur le coefficient d'idéalité et sur la hauteur de barrière. Les travaux menés en parallèle de notre étude montre que l'intervalle de courant sur lequel l'extraction est réalisée joue un rôle dans la mise en évidence des défauts en question (ou des barrières multiples éventuelles). La figure II.21 présente les variations des 2 hauteurs de barrière (ϕ_{B-L} et ϕ_{B-H}) en fonction de $(2kT)^{-1}$.

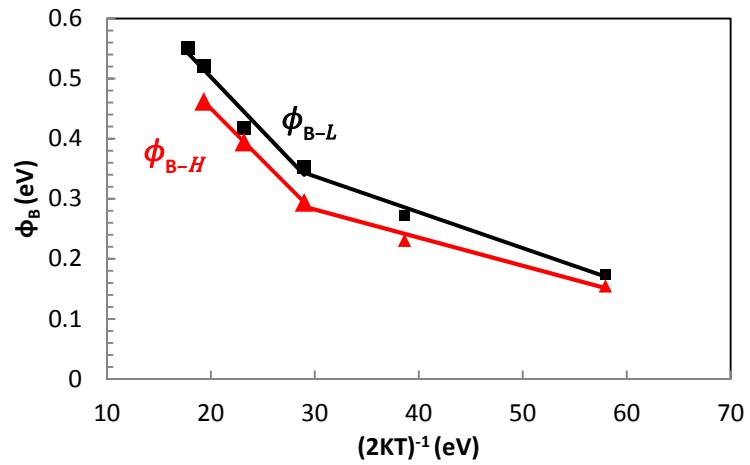


Figure II.21: variations de ϕ_{B-L} et ϕ_{B-H} en fonction de $(2kT)^{-1}$.

Ce graphe montre l'existence de 2 zones linéaires, pour chacune des hauteurs de barrières, entre 100K et 200K et entre 200 K et 325 K. A 300K nous avons obtenu des hauteurs de barrières ϕ_{B-L} et ϕ_{B-H} de 0.52eV et 0.46eV, respectivement. Avec la hauteur de barrière à faible V_{GS} (ϕ_{B-L}), nous avons extrait des hauteurs de barrière moyenne ($\overline{\phi_{B-L}}$) de 0.87 eV et 0.52 eV dans les bandes de température de 200-325K et 100-200K respectivement.

Les déviations standards dans les mêmes bandes de température sont de 135meV et de 77meV respectivement. Avec ϕ_{B-H} nous avons extrait des couples $(\overline{\phi_{B-H}}, \sigma_H)$ de (0.80 eV, 371meV) et de (0.42eV, 68meV) respectivement dans les bandes de température 200-325K et 100-200K. Nous pouvons remarquer que les valeurs des déviations standards ne sont pas négligeables devant celles des hauteurs de barrière moyennes. Par conséquent, celles-ci peuvent aussi être l'une des principales causes des valeurs faibles et élevées de la hauteur de barrière et du coefficient d'idéalité, respectivement. Nous constatons aussi que les déviations standards sont plus faibles pour la bande 100-200K que pour la bande 200-325K. De ce fait, les 2 'diodes' (double barrière = 2 'diodes') présentent moins d'inhomogénéités à basse température, ce qui peut contribuer au fait que le phénomène à double ou plusieurs hauteurs de barrière est plus marqué à basse température. En combinant les équations II.5 et II.7 on obtient l'équation II.11.

$$\ln\left(\frac{I_S}{T^2}\right) - \frac{q^2\sigma^2}{2k^2T^2} = -\frac{q\overline{\phi_B}}{kT} + \ln(AA^*) \quad (\text{II.11})$$

A est la section de la diode Schottky. En traçant le terme de gauche en fonction de $1000/T$ nous avons déterminé des valeurs de A^* de $86 \text{ A.cm}^{-2}\text{K}^{-2}$, au minimum. Celles-ci sont très élevées comparées à celle qu'on peut trouver dans la littérature, soit $56 \text{ A.cm}^{-2}\text{K}^{-2}$ [27] et qui a servit à l'extraction de la hauteur de barrière et du coefficient d'idéalité. Ceci vient appuyer le fait que la présence des inhomogénéités à l'interface M-S, qui se traduit par des phénomènes de conduction qui ne sont pas des phénomènes thermoioniques purs, rend difficile l'extraction avec précision des paramètres de la diode Schottky de grille.

2. Caractérisation du contact Schottky en polarisation inverse

a. Introduction

Les structures étudiées ici sont des HEMTs $\text{In}_{0.21}\text{Al}_{0.79}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ de la plaque AEC1893. Le pourcentage d'indium de 21% et l'épaisseur de couche d'AlN de 1 μm indiquent que la couche barrière est en légère compression par rapport à la couche tampon de GaN. Ce qui implique que la densité des charges du gaz 2D est compensée par la densité des charges de polarisation. Les valeurs des charges de polarisation, $\sigma_{\text{InAlN/AlN}}$ et $\sigma_{\text{AlN/GaN}}$ aux différentes interfaces, dues à la fois aux polarisations spontanées et piézoélectriques sont calculées à partir des expressions données par Ambacher et *al.* [28]. Ces charges sont évaluées à $-4.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour l'interface InAlN/AlN, et à $6.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour l'interface AlN/GaN.

Les mesures de $C(V)$ par sonde de mercure effectuées à la température de 300K et à la fréquence de 100 MHz ont permis d'extraire la valeur de la densité surfacique n_S du 2DEG et la valeur du champ électrique vertical E . Le choix de la fréquence 100 MHz est motivée par le fait que les constantes de temps des pièges 'lents' (typiquement identifiées sur les spectres de bruit BF) ne peuvent plus suivre le signal AC, et ce quelle que soit la tension DC appliquée sur la grille : entre 10 MHz et 100 MHz les capacités extraites sont indépendantes de la

fréquence. Il faut noter que les faibles dimensions des composants rendent délicate l'extraction des valeurs de la capacité. Ce travail serait facilité par l'exploitation de dispositifs de type FatDiode ou de transistors multi-doigts pour améliorer l'intervalle de confiance de nos analyses : ces mesures ont été effectuées directement sur les composants, pour lesquels les plots de contact présentent une capacité parasite équivalente de 1.6×10^{-13} F. Celle-ci a été obtenue par modélisation petit signal des HEMTs InAlN/GaN durant mon stage de Master 2 [29]. En prenant en compte la capacité parasite, nous avons pu extraire par intégration de la courbe C(V) une densité surfacique du 2DEG de $1.42 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ à potentiel nul, comme on peut le voir sur la figure II.22 qui présente les variations de la capacité et de n_s en fonction de la tension de grille en polarisation inverse ($V_R = \text{reverse voltage}$). La valeur de n_s que nous avons obtenue par mesure de C(V) correspond à celle mesurée par effet Hall par III-V Lab, extraite à $n_s = 1.45 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$.

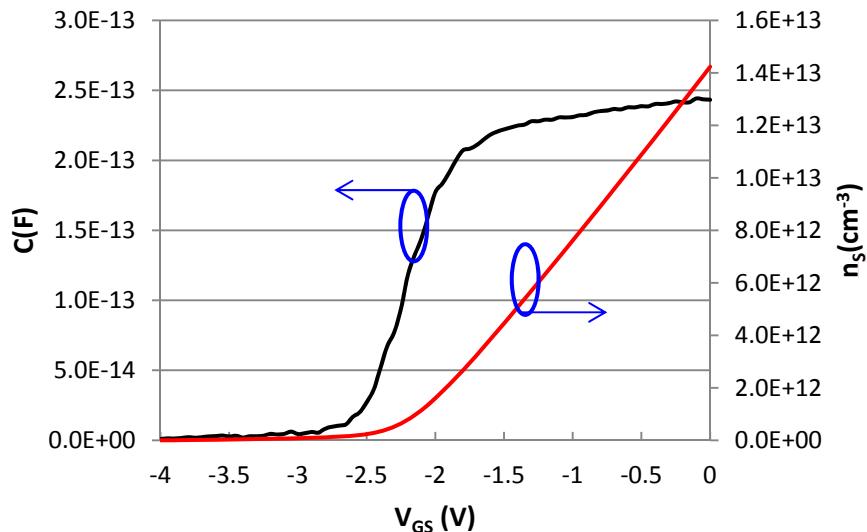


Figure II.22: Variation de la capacité et de la densité des porteurs extraite à partir des mesures de C(V) en fonction de la tension grille source.

Le champ électrique vertical total E à travers la couche barrière a été calculé en utilisant le théorème de Gauss et les mesures de C(V) précédentes. Il s'exprime par l'équation II.12.

$$E = \frac{q(\sigma_{InAlN/AlN} + \sigma_{AlN/GaN} - ns)}{\epsilon_0 \epsilon_r} \quad (\text{II.12})$$

Où ϵ_r est la permittivité relative basse fréquence de la couche InAlN obtenue égale à 11.2 grâce aux équations proposées dans [28], ϵ_0 est la permittivité du vide. La figure II.23 montre les variations du champ électrique vertical calculé en fonction de la tension inverse V_R de la grille.

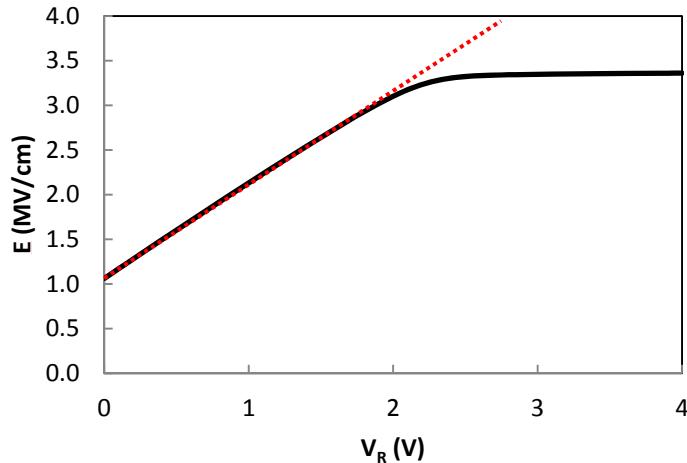


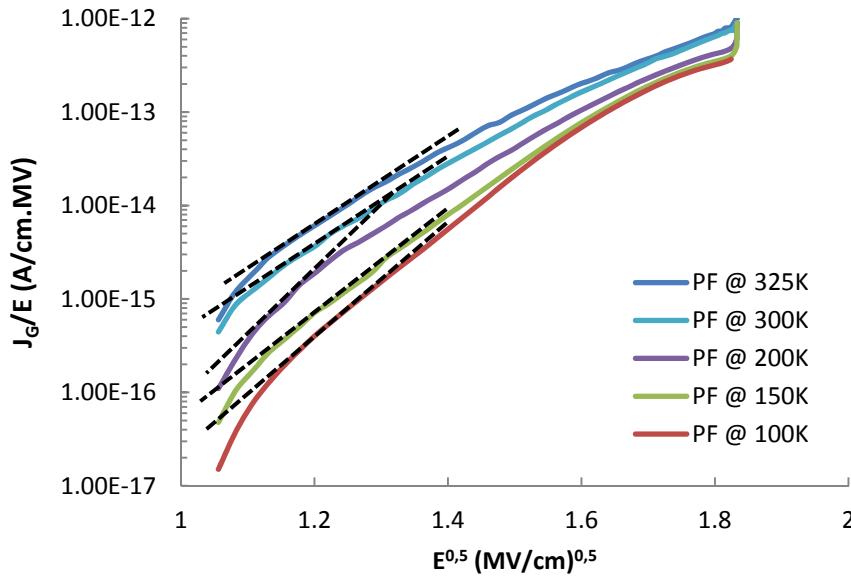
Figure II.23: variation du champ électrique E en fonction de la polarisation V_{GS} en inverse, et extrait à partir des mesures de $C(V)$ (également en fonction de la tension $|V_{GS}|$ inverse). Composant AEC1893

Nous constatons sur cette figure que le champ électrique est non nul à potentiel nul. Dans sa partie linéaire représentée par la courbe en pointillé, il peut être représenté par l'expression linéaire $E = E_0 + V_R/d$ pour des valeurs de $V_R < 1.5$ V. E_0 est le potentiel à zéro volt et vaut 1.06 MV/cm, d est l'épaisseur de la couche barrière et est extraite égale à 9.4 nm à partir de la pente de la courbe en pointillés. Cette valeur de d est proche de l'épaisseur de la couche barrière mesurée par III-V Lab et qui est de 10 nm. La saturation du champ électrique apparaît pour les valeurs de $V_R > 2.5$ V. Cela est cohérent avec la saturation observée sur le courant de grille en inverse autour de ces mêmes valeurs tant pour la plaquette AEC1893 que pour la plaquette TS502. En présence d'états de surface, il y a un équilibre des charges dû au respect de neutralité de la structure ; ceci permet d'expliquer pourquoi pour une passivation donnée le courant ne sature pas car les défauts de surface évoluant avec la polarisation, ceci entraîne de fait l'équilibre des charges.

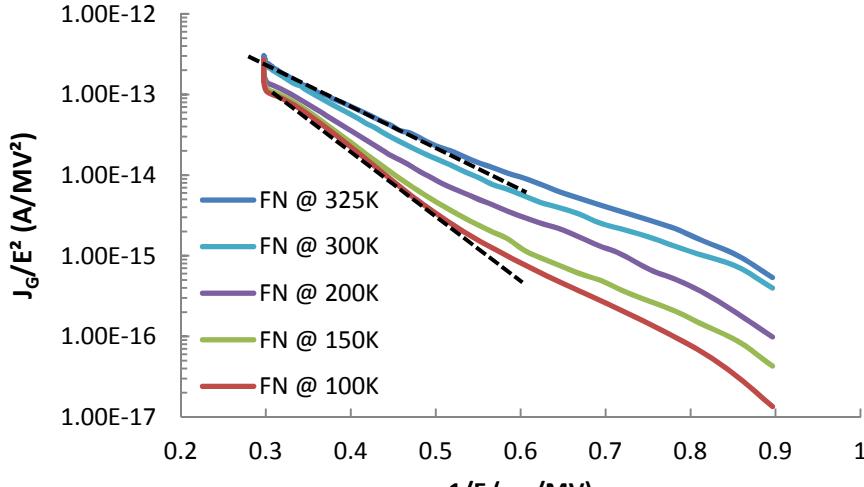
Nous avons modélisé le courant de grille en inverse afin d'identifier les mécanismes de conduction qui interviennent. Nous avons obtenu deux composantes principales qui interviennent sur la conduction du courant de grille : l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel Fowler-Nordheim. Dans le paragraphe suivant, nous allons tenter de modéliser ces courants de fuite.

b. Modélisation du courant de grille

Avant de modéliser le courant de grille en inverse, nous avons identifié au préalable les mécanismes de conduction de celui-ci en traçant les caractéristiques $\log(I_G/E) = f(E^{0.5})$ et $\log(I_G/E^2) = f(1/E)$ basées sur les équations II.13 et II.15 de l'effet Poole-Frenkel et de l'effet tunnel Fowler-Nordheim, respectivement. Le comportement linéaire observé à faible champ sur la figure II.24.a (V_{GS} entre 0 et -1V) montre que l'effet Poole-Frenkel est le mécanisme dominant dans cet intervalle de tension. Par conséquent, un autre mécanisme domine à fort champ : il s'agit de l'effet tunnel Fowler-Nordheim qui est observé pour des tensions inverses de grille (V_R) supérieures à 1 V (cf. figure II.24.b) et pour lesquelles les variations du courant de grille en fonction de la température deviennent plus faibles.



(a)



(b)

Figure II.24: (a) variation de $\log(J_G/E)$ en fonction de $E^{0.5}$. La partie linéaire (pointillés) indique la présence de la composante Poole-Frenkel. (b) variation de $\log(J_G/E^2)$ en fonction de $1/E$. la partie linéaire (pointillés) indique la présence de la composante Fowler-Nordheim. Composant AEC1893, le drain en circuit ouvert.

Ainsi, à faible champ le courant de grille a été modélisé par l'effet Poole-Frenkel dont l'équation est :

$$I_{gPF} = C_{PF}E * \exp\left(-\frac{q(\phi_t - \sqrt{qE/\pi\epsilon_0\epsilon_s})}{kT}\right) - I_{gPF0} \quad (\text{II.13})$$

Où C_{PF} est une constante, ϕ_t est la hauteur de barrière entre la bande de conduction et le niveau du piége à partir duquel est émis l'électron, ϵ_s est la permittivité haute fréquence de la couche barrière. I_{gPF0} est le courant de grille à zéro volt dû à l'effet Poole-Frenkel. Celui-ci permet de garder un courant nul lorsque la diode est polarisée à zéro volt. L'équation (II.13) peut aussi s'écrire :

$$I_{gPF} = C_{PF} E * \exp(-C1 + \sqrt{C2E}) - I_{gPF0} \quad (\text{II.14})$$

La figure II.25 présente en rouge le modèle Poole-Frenkel (PF) et en noir la mesure du courant de grille en fonction de la tension inverse de grille.

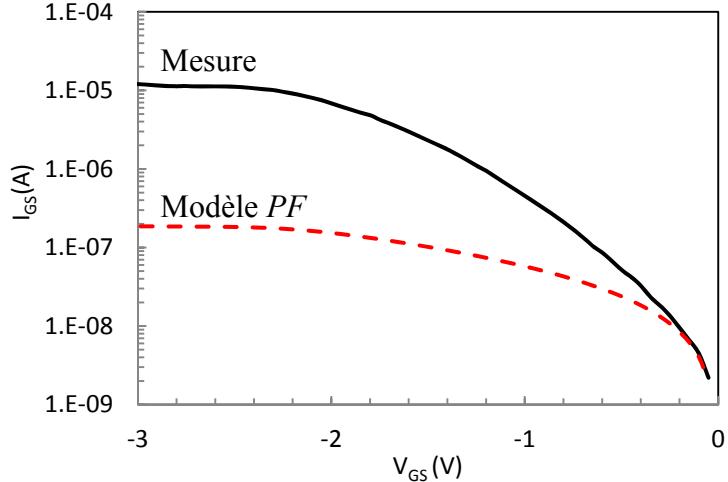


Figure II.25: modèle Poole-Frenkel en rouge et la mesure du courant de grille en noir. Composant AEC1893.

Les modèles ont été réalisés à des températures allant de 150 K à 300K. Celles-ci ont permis de tracer les caractéristiques des paramètres C_1 et C_2 en fonction de $1000/T$ et de $1/T^2$ respectivement (cf. figure II.26.a et figure II.26.b).

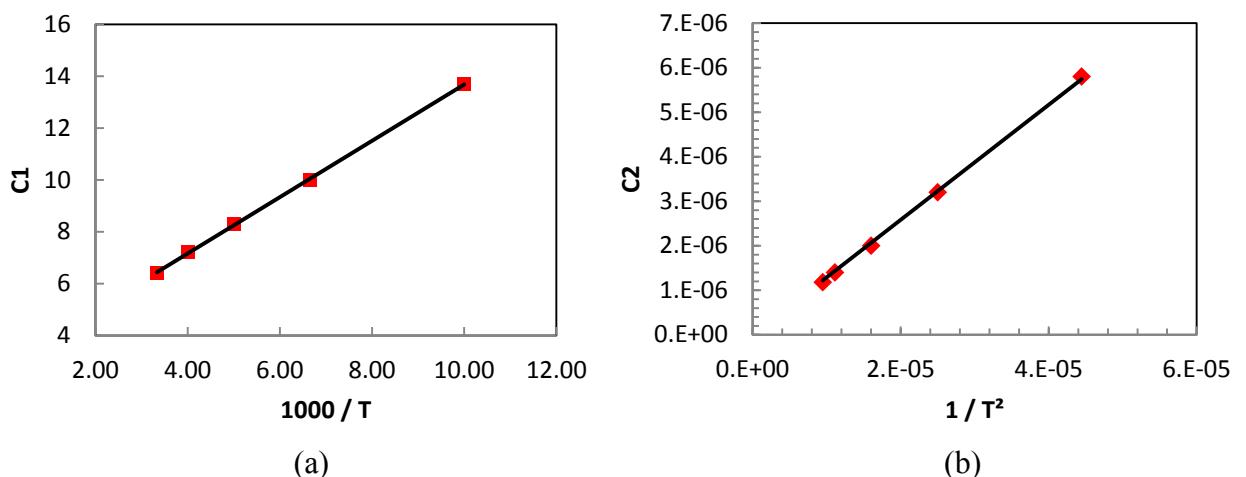


Figure II.26: Paramètres C_1 en (a) et C_2 en (b) du modèle Poole-Frenkel. Composant AEC1893

A partir de la pente de la courbe $C_1(1000/T)$, nous avons pu extraire une valeur de ϕ_t de 0.1 eV et une valeur de ε_s de 6 à partir de la pente de la courbe $C_2(1/T^2)$. Ces valeurs sont en accord avec celles obtenues par d'autres équipes [14] [30] [31] [32]. Il en résulte que le courant de grille à faible champ est dominé par l'émission des électrons à partir de pièges vers un continuum d'états de défauts associés aux dislocations de la couche barrière ce qui se traduit par une faible valeur de ϕ_t comme cela a été suggéré par Zhang et al. [33]. Cependant, à fort

champ, le courant de grille est dominé par l'effet tunnel Fowler-Nordheim dont l'équation est donnée par :

$$I_{gFN} = C_{FN} E^2 \exp\left(-\frac{B}{E}\right) - I_{gFN0} \quad (\text{II.15})$$

Avec : $C_{FN} = \frac{Aq^3}{8\pi h\phi_B}$ et $B = \frac{8\pi}{3qh} \sqrt{2\phi_B^3 m_t^*}$. A est la surface de la grille, h la constante de Planck, ϕ_B est la hauteur de barrière de la diode Schottky et m_t^* est la masse effective de l'électron passant à travers la couche InAlN par effet tunnel. I_{gFN0} permet d'obtenir un courant nul de la diode à zéro volt. A partir de la valeur de C_{FN} à 300 K, nous avons pu extraire une valeur de 0.52 eV de ϕ_B et une masse effective $m_t^* \sim 0.3m_e$, m_e étant la masse de l'électron. La valeur de ϕ_B extraite ici est celle obtenue en polarisation directe (cf. V.1 de ce chapitre) à 300K. La figure II.27 présente le modèle de Fowler-Nordheim (FN) et le courant de grille mesuré.

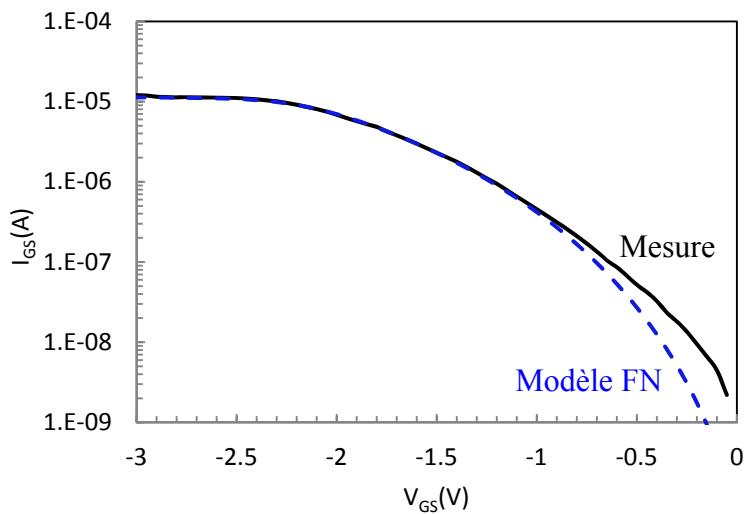


Figure II.27: le modèle Fowler-Nordheim (bleue) et le courant de grille mesuré (noire). Composant AEC1893

La figure II.28 présente la comparaison entre le courant total du modèle (vert) et la mesure (noir) ainsi que les différentes composantes du modèle, à savoir les contributions de Poole-Frenkel et de Fowler-Nordheim. On peut voir sur cette figure II.26, le bon accord entre le modèle et la mesure du courant de grille. Par conséquent, nous en déduisons les deux principaux mécanismes de conduction du courant de grille. Le premier mécanisme traduit la présence d'un continuum d'états de piéges dans la bande interdite de la couche barrière (avec la présence potentielle des dislocations) et un deuxième mécanisme, qui dépend peu de la température et qui traduit le passage des électrons à travers une zone étroite de la barrière M-S.

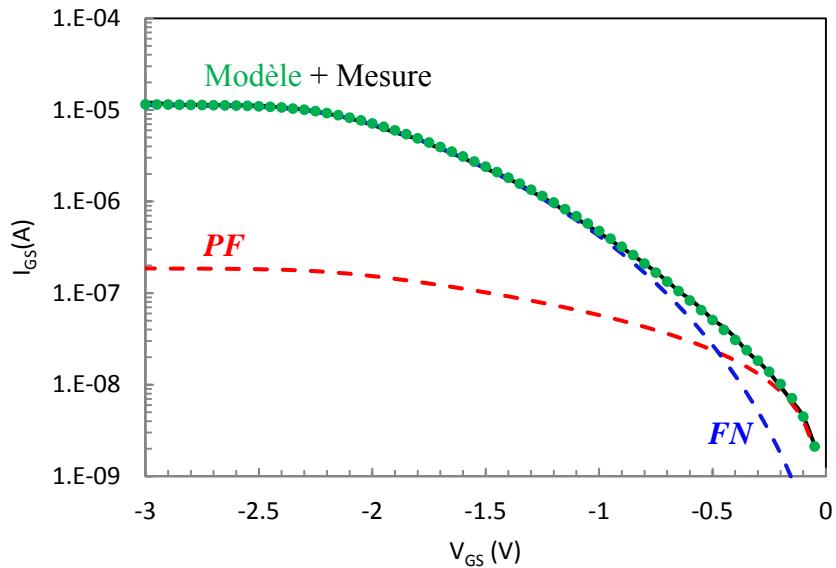


Figure II.28: comparaison modèle (vert) et mesure (noire). En rouge la contribution du modèle Poole-Frenkel et en bleu celle de l'effet tunnel Fowler-Nordheim. Composant AEC1893

c. Conclusion

Les niveaux de courant de grille des HEMTs InAlN/AlN/GaN que nous avons mesurés sont assez élevés comparés à la technologie HEMTs AlGaN/GaN. Cela provient du fait que la polarisation spontanée dans les structures InAlN/GaN est plus élevée que dans les structures AlGaN/GaN, ce qui a pour conséquence un champ électrique plus élevé dans l'InAlN/GaN favorisant ainsi les phénomènes de conduction par effet Poole-Frenkel et par effet tunnel Fowler-Nordheim. L'utilisation d'une couche d'oxyde de forte permittivité sous la grille (technologie MOS-HEMT) est une solution qui a été trouvée pour limiter ces fuites. Cependant cette dernière présente l'inconvénient de rajouter une capacité parasite qui peut limiter les performances fréquentielles de ces dispositifs.

Nous avons pu mettre en évidence l'impact bénéfique de la passivation sur le courant de grille, avec une amélioration de une à plus de deux décades sur le courant de grille. D'autre part la saturation du courant de grille à fort champ est également conditionnée par la qualité de la passivation, et donc par la minimisation des défauts de surface. En effet, le champ électrique vertical dépend des charges de polarisation qui, en présence des charges de surface et grâce au respect de l'équilibre des charges (neutralité de la structure), peuvent changer en fonction de la tension appliquée sur la grille. La couche barrière étant totalement déplétée, le champ électrique vertical dépend fortement des charges de polarisation spontanée (et piézoélectrique si le composant venait à ne pas être 'idéalement' ternaire InAlN, mais par exemple quaternaire InAlGaN) qui à leur tour vont évoluer avec la polarisation de la grille en raison de la présence des états de surface dépendant eux-mêmes de la polarisation. Ceci explique pourquoi les composants TS626, que nous supposons plus exposés aux défauts de surface en raison d'une passivation médiocre, ne présentent pas de saturation du courant de grille.

Par ailleurs, grâce à la modélisation du courant de grille nous avons pu identifier les deux mécanismes de conduction du courant de grille : il s'agit de la conduction par saut de porteurs appelée effet Poole-Frenkel et de la conduction par effet tunnel Fowler-Nordheim. Nous avons également extrait grâce au modèle Poole-Frenkel la hauteur de barrière entre les niveaux de piége, la permittivité relative de la couche barrière, la hauteur de barrière de la diode Schottky polarisée en inverse et la masse effective des électrons dans la couche barrière InAlN. Ces résultats sont en parfait accord avec ceux obtenus par beaucoup d'autres chercheurs, et notamment par des mesures réalisées par notre partenaire du projet III-V Lab.

3. Modélisation de l'impédance de la jonction M-S

Les mesures d'impédance d'entrée ont été réalisées lorsque le transistor est polarisé en mode diode (drain en circuit ouvert). Ces mesures ont été effectuées sur un banc C(V) à sonde de mercure pour des polarisations de grille allant de - 4 V à 0 V par pas de 0.5 V. Pour chaque polarisation une mesure d'impédance a été effectuée en fonction de la fréquence dans la bande 1 KHz - 100 MHz. La figure II.29 montre les variations des capacités extraites à partir de la mesure d'impédance en fonction de la fréquence pour différentes tensions de grille. Nous constatons sur cette figure que la capacité ne varie plus à partir de -2.5 V. Cela est dû au fait que la zone de charge d'espace sous la grille n'évolue plus avec la tension car la couche barrière est en déplétion totale, dans ce mode de polarisation. Les variations des capacités avec la fréquence, observées en dessous de 1 MHz, ont pour origine des piéges dont les constantes de temps suivent le signal AC. Nous remarquons ainsi l'invariance des capacités (et donc l'absence de piéges actifs) au-delà de 1MHz conformément à une remarque formulée dans le paragraphe II.2.a.

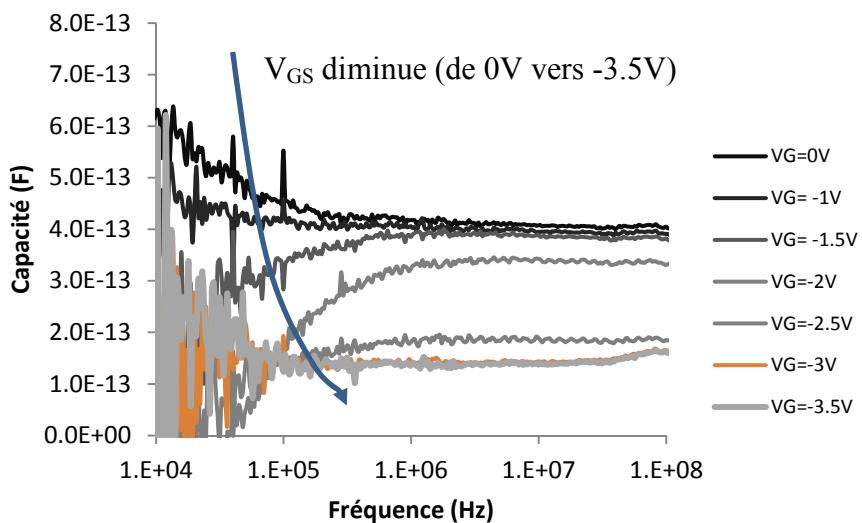


Figure II.29: variation des capacités extraites à partir des mesures d'impédance en fonction de la fréquence pour plusieurs valeurs de V_{GS} . Composant AEC1893

Nous nous sommes particulièrement intéressés à la modélisation d'impédance grille-source en polarisation inverse afin de mettre en évidence les différents niveaux de piéges pour

les corréler aux mesures et analyses de courant de grille. Dans la littérature, des modèles sont proposés, constitués d'une cellule R-C série en parallèle avec une capacité pour chaque couche qui constitue le dispositif [34] [35]. Si l'on considère ces modèles tels quels, ils traduisent alors le fait que chacune de ces cellules modélise un mécanisme associé à une constante de temps Ainsi, nous avons développé deux modèles qui permettent de prendre en considération les différentes constantes de temps soit en les localisant dans la structure soit en considérant un système de cellules distribuées.

Le premier modèle localisé est constitué d'une succession en série de cellules parasites élémentaires R_i-C_i parallèles (cf. figure II.30.a). Ces cellules traduisent les différentes constantes de temps de pièges dans la zone grille-source. Le nombre de ces cellules dépend du nombre de constantes de temps de pièges à modéliser. Par conséquent, plus il y a de constantes de temps de pièges plus le modèle devient complexe. Ainsi nous avons développé un deuxième modèle distribué qui considère une distribution uniforme de défauts dans la structure. Des cellules R_i-C_i séries sont distribuées en parallèle sous le contact de grille (cf. figure II.30.b). Ce deuxième modèle est en adéquation avec celui développé ultérieurement dans le cas des phénomènes de la dispersion fréquentielle, et traduit mieux la physique sous-jacente au phénomène modélisé.

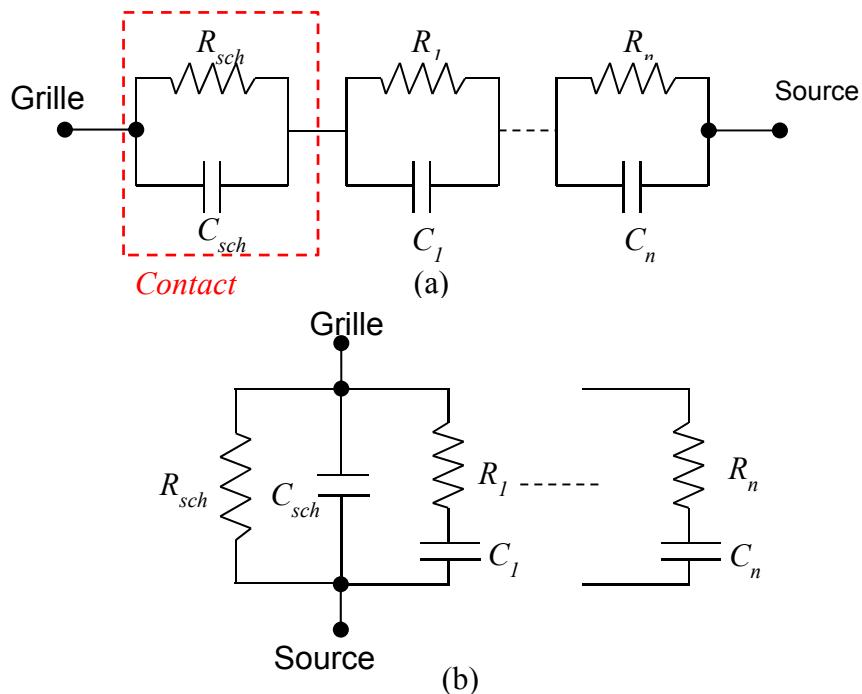


Figure II.30: modèle localisé (a) et modèle distribué (b).

a. Modèle localisé

En plus de la cellule R-C parallèle de la diode Schottky, nous avons utilisé jusqu'à quatre cellules R-C supplémentaires pour rendre compte des effets de pièges. Ce modèle est une distribution du modèle C-G prenant en compte les états d'interface et les défauts dans le

matériau [36]. Celui-ci est similaire au modèle utilisé dans la littérature dans le cas des impédances thermiques. Le nombre de cellule est de 4 à $V_{GS} = 0V$ et $-0.5V$, ce nombre diminue lorsque la tension inverse diminue (vers le pincement) ; Cela traduit le fait que les pièges ne sont plus localisés en volume, ce qui vient corroborer les résultats obtenus avec la modélisation du courant de grille qui a mis en évidence des phénomènes de conduction en volume lorsque la tension de grille augmente vers la condition de canal ouvert. La figure II.31 présente le résultat du modèle localisé comparé à la mesure de l'impédance à $V_{GS} = 0V$.

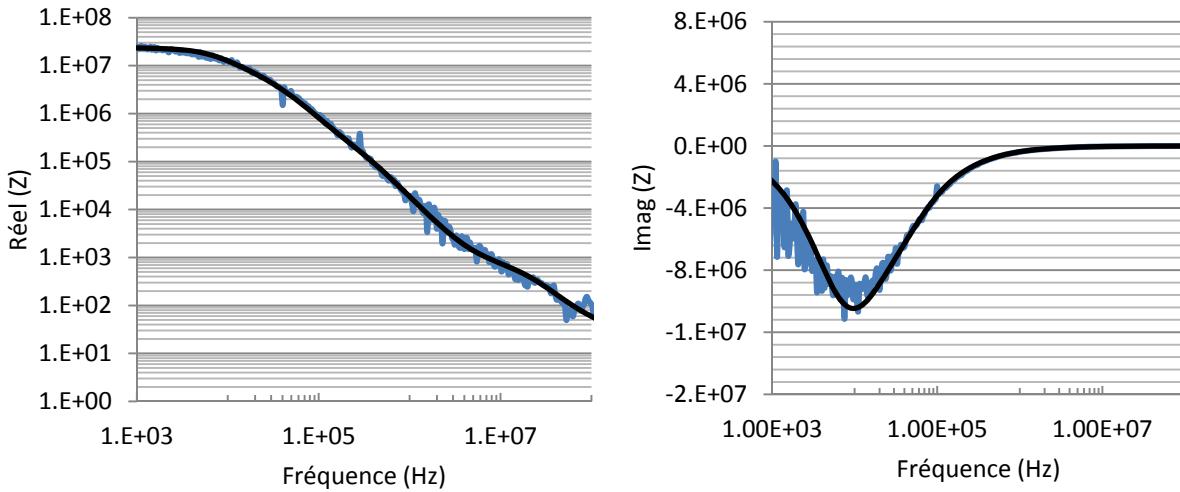


Figure II.31: comparaison du modèle localisé (noir) et de la mesure (bleu). (a) partie réelle de Z. (b) partie imaginaire de Z. Le dispositif est polarisé en mode diode ($V_{GS} = 0V$) avec le drain en circuit ouvert. Composant AEC1893

A partir de $V_{GS} = -1.5$ V, nous n'avons utilisé que 2 cellules R-C : une cellule pour la diode Schottky et une cellule parasite. Cependant, lorsque $V_R \geq 3$ V et pour des fréquences supérieures à 30 MHz, la partie réelle de l'impédance mesurée devient négative contrairement à la partie réactive qui reste capacitive quelle que soit la tension inverse de la grille. $V_R \geq 3V$ correspond aux tensions inverses pour lesquelles le courant de grille sature. Le modèle à partie réelle négative et à partie réactive capacitive peut être assimilé à celui développé par Obregon durant ses travaux de thèse en 1980 sur la diode à avalanche [37], lorsque la fréquence est supérieure à la fréquence de résonance de la diode. Il considérait alors deux zones distinctes pour la diode à avalanche : une zone d'avalanche et une zone de transit. Lorsque la fréquence est inférieure à la fréquence de résonance de la zone d'avalanche la diode est modélisée par une impédance à partie réelle positive et à partie réactive inductive. Lorsque la fréquence est supérieure à la fréquence d'avalanche, la diode est modélisée par une impédance à partie réelle négative et à partie réactive capacitive. Nous pouvons donc considérer par analogie deux zones lorsque $V_R \geq 3V$: la zone de déplétion totale de la couche barrière sous la grille et la zone de transit dans la couche de GaN. Ainsi lorsque la fréquence est supérieure à la fréquence de 30 MHz, la diode est modélisée par une impédance à partie réelle négative et à partie réactive capacitive. Lorsque la fréquence est inférieure à 30 MHz, la diode est modélisée par une impédance à partie réelle positive et à partie réactive négative. **De plus amples investigations doivent être menées pour valider ce modèle.**

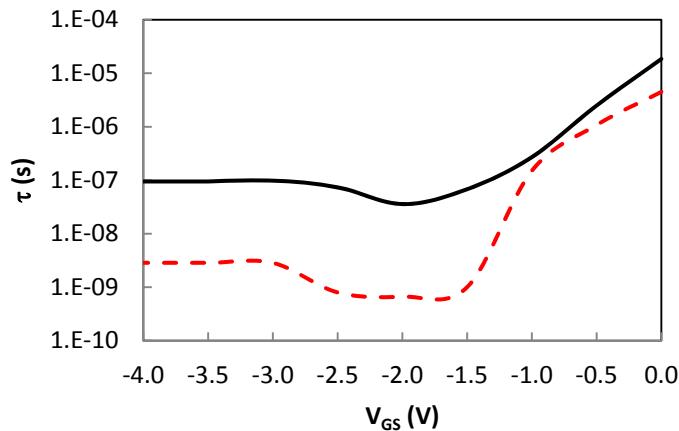


Figure II.32: constantes de temps de la diode Schottky (noir) et de la première cellule parasite (rouge) en fonction de VGS.

La figure II.32 présente les variations des constantes de temps extraites pour la diode Schottky et pour la première cellule R-C parasite (les autres cellules parasites n'étant pas présentes pour tous les points de polarisation, leurs résultats ne sont pas exposés ici). Nous remarquons sur cette figure que plus la tension inverse augmente plus les mécanismes de pièges deviennent rapides. Stoklas et *al.* [38] ont montré que les pièges rapides sont des pièges de surface et d'interface, tandis que les pièges longs sont des pièges situés en volume présentant un temps de relaxation plus grand. Ainsi nous pouvons dire que lorsque la tension inverse V_R augmente vers 2V et au-delà (vers 4V), la dépendance aux pièges en volume diminue car il y a déplétion totale de la couche barrière et les charges du canal diminuent. Par conséquent seules les charges en surface et/ou interface influent sur la diode. Par ailleurs, lorsque la tension de grille atteint la tension de pincement et au-delà, nous pouvons remarquer que les constantes de temps ne varient plus avec la tension. Cela traduit le fait qu'un autre mécanisme de conduction, différent des autres, commence à se produire et que celui-ci est indépendant de la tension de grille : il est lié au courant de saturation en inverse. La valeur de la conductance de la diode Schottky extraite dans la zone de saturation à partir de ce modèle est de 1.4×10^{-6} S. Celle-ci est assez proche de la constante $a = 10^{-6}$ S obtenue à partir du courant de grille en saturation au paragraphe IV.4. Ceci vient appuyer la validité du modèle proposé.

b. Modèle distribué

Ce modèle est basé sur les équations développées dans l'étude de la dispersion fréquentielle au paragraphe VI.2. Nous ne présenterons ici que les résultats du modèle. La figure II.33 présente le modèle distribué superposé à la mesure de l'impédance. En plus des éléments de la diode Schottky, 3 cellules distribuées ont été utilisées pour modéliser les variations fréquentielles de l'impédance. Ceci traduit la présence d'une distribution de pièges à des niveaux énergétiques différents dans la structure, et avec des constantes de temps différentes.

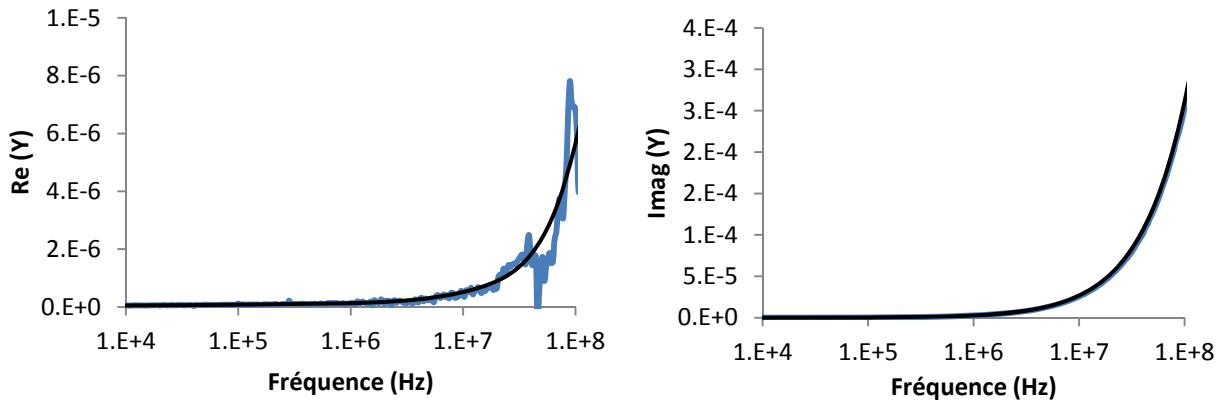


Figure II.33 : comparaison du modèle localisé (noir) à la mesure (bleu). (a) partie réelle de Y . (b) partie imaginaire Y . $V_{GS} = 0V$

Nous avons pu extraire les paramètres de la diode Schottky, qui sont très proches de ceux obtenus pour le modèle précédent. Cependant, les constantes de temps des éléments parasites sont bien différentes. Cette différence est due au fait que le modèle distribué donne accès à un intervalle de constantes de temps. Par conséquent, pour chaque cellule parasite on relève deux constantes de temps : la première est basse fréquence tandis que la deuxième est haute fréquence. Les tableaux ci-dessous résument les différentes constantes de temps des éléments parasites pour 3 valeurs de tensions de grille car pour les autres tensions certains éléments ne sont pas exploitables, et la comparaison est délicate.

Tableau II-3: constantes de temps des cellules parasites R-C du modèle localisé (a) et du modèle distribué (b). \Tau_i ($i = 1, 2, 3$ et 4) en (a) correspond à une constante de temps de la $i^{\text{ème}}$ cellule parasite (modèle localisé) et $\Tau_{k,0}$ et $\Tau_{k,1}$ ($k = 1, 2$ et 3) en (b) correspondent aux constantes de temps basse et haute fréquence respectivement du modèle distribué.

Localisé

$V_{GS}(V)$	$\Tau_{1,0}(s)$	$\Tau_{1,1}(s)$	$\Tau_{2,0}(s)$	$\Tau_{2,1}(s)$	$\Tau_{3,0}(s)$	$\Tau_{3,1}(s)$
0	4.50E-06		5.71E-07		8.00E-09	
-0.5	1.08E-06		2.00E-07		7.20E-09	
-1	1.50E-07		5.00E-10			

(a)

Distribué

	Cellule 1		Cellule 2		Cellule 3	
$V_{GS}(V)$	$\Tau_{1,0}(s)$	$\Tau_{1,1}(s)$	$\Tau_{2,0}(s)$	$\Tau_{2,1}(s)$	$\Tau_{3,0}(s)$	$\Tau_{3,1}(s)$
0	8.00E-06	4.00E-08	4.00E-08	1.50E-09	1.50E-09	2.00E-10
-0.5	1.00E-06	1.00E-08	1.00E-08	3.00E-11	1.50E-09	8.00E-10
-1	1.00E-06	1.00E-08	1.00E-08	3.00E-11	1.50E-09	8.00E-10

(b)

Nous constatons sur ces tableaux que toutes les constantes de temps issues du modèle localisé sont comprises dans les intervalles des constantes de temps des éléments distribués. Ce qui valide les approches par les deux modèles utilisés.

Le modèle distribué est le plus simple à utiliser quand il y a un nombre conséquent de pièges à modéliser. Le modèle localisé est par contre le plus simple à utiliser quand il s'agit d'un nombre réduit de pièges.

VI. Modélisation petit signal et prise en compte des effets de la dispersion fréquentielle : composants AEC1669

La modélisation petit-signal permet, grâce à l'extraction des éléments extrinsèques et intrinsèques d'un dispositif, d'en prévoir le fonctionnement en vue de la conception de circuit bas niveau. La littérature recense plusieurs méthodes qui permettent de modéliser un transistor HEMTs [39] [40] [41]. La figure II.34 présente un modèle électrique d'un transistor, la procédure d'extraction des différents éléments est résumée ci-dessous :

- Détermination des éléments parasites à $V_{DS} = 0V$: $V_{GS} > 0V$ pour l'extraction des selfs et des résistances, $V_{GS} < V_P$ pour l'extraction des capacités parasites.
- Soustraction successive des éléments parasites aux paramètres Z ou Y obtenus en transformant les paramètres S mesurés à $V_{DS} \neq 0$ et $V_P < V_{GS} \leq 0 V$.
- Détermination des éléments intrinsèques pour divers points de polarisation après soustraction des éléments parasites (indépendants de la polarisation)

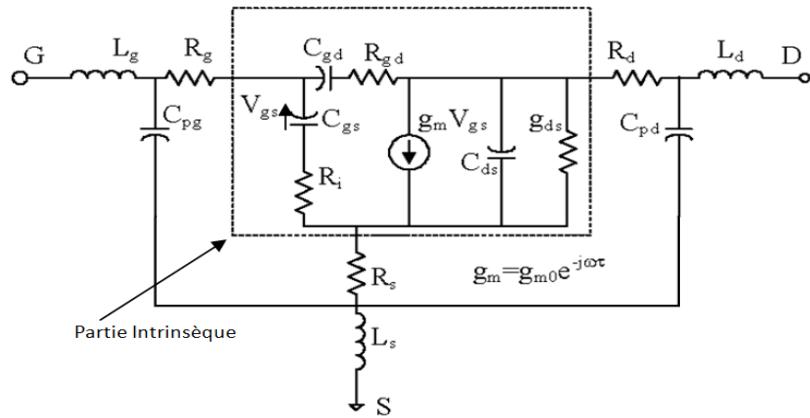


Figure II.34: modèle électrique petit signal d'un HEMT [41].

En utilisant les différentes méthodes trouvées dans la littérature, nous avons été confrontés aux problèmes d'extraction précise de la résistance de source R_s et de la transconductance intrinsèque g_m . Ainsi, pour augmenter la précision du modèle, nous avons rajouté une capacité $C_{s//}$ en parallèle de R_s afin de diminuer l'influence de cette dernière sur le résultat. En fonction de la valeur de $C_{s//}$, nous pouvons réduire l'erreur entre la mesure et le modèle sur le paramètre S_{12} . Nous en déduisons que la résistance R_s est l'élément responsable

de l'erreur du modèle. La figure II.35 montre les résultats des paramètres S du modèle comparés à la mesure pour deux valeurs de C_{II} avec des erreurs de 4 à 6% entre le modèle et la mesure. Nous pouvons remarquer que les autres paramètres sont en accord avec la mesure contrairement au paramètre S_{12} . Le modèle sur lequel nous basons notre analyse doit donc être considéré comme non conforme au dispositif sous test. Différentes solutions ont été envisagées afin de lever l'indétermination entre g_m et R_S .

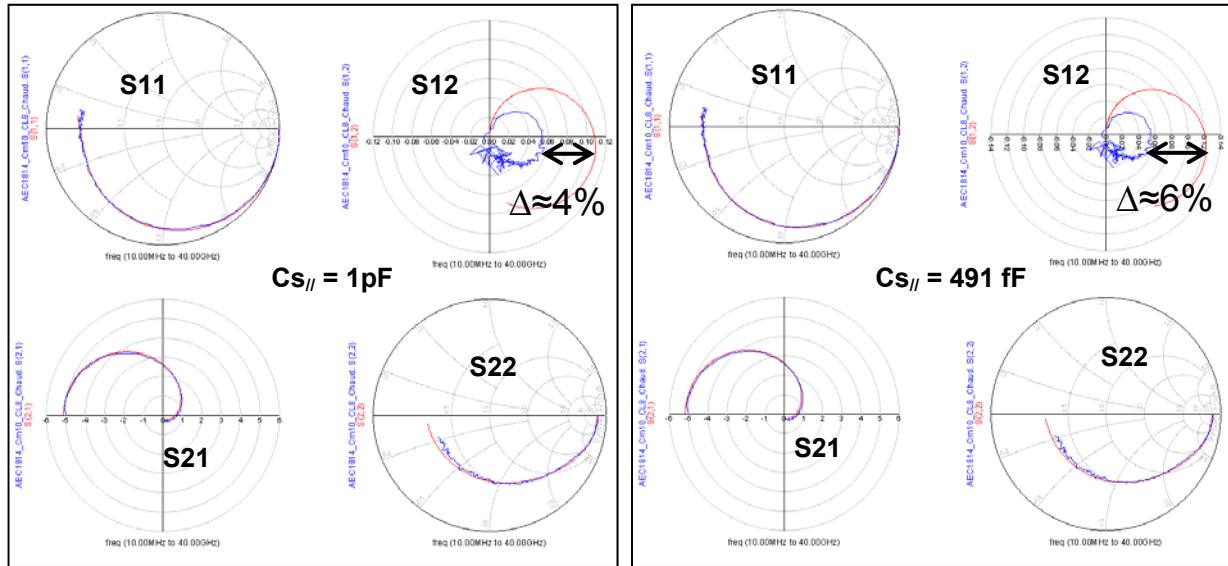


Figure II.35: comparaison des paramètres S du modèle petit signal (rouge) prenant en compte $C_{s//}$ et de la mesure (bleue) ; étude réalisée entre 10 MHz et 40 GHz pour $V_{GS} = 0V$, $V_{DS} = 10V$, $I_{DS} = 50mA$. Composants AEC1669.

Une deuxième possibilité consistait à placer une capacité $C_{d//}$ en parallèle avec R_{ds} et R_s (cf. figure 36). Cette capacité permet de prendre en considération les dispersions de la transconductance g_m et de la conductance de sortie g_{ds} . Ce modèle donne des résultats meilleurs que ceux du modèle précédent comme nous pouvons le voir sur la figure II.37.

Afin de réaliser des modèles précis, nous nous sommes donc intéressés à la dispersion fréquentielle de la conductance de sortie et de la transconductance intrinsèque, sachant que l'extraction de la transconductance est sensible sur le paramètre S_{12} du modèle.

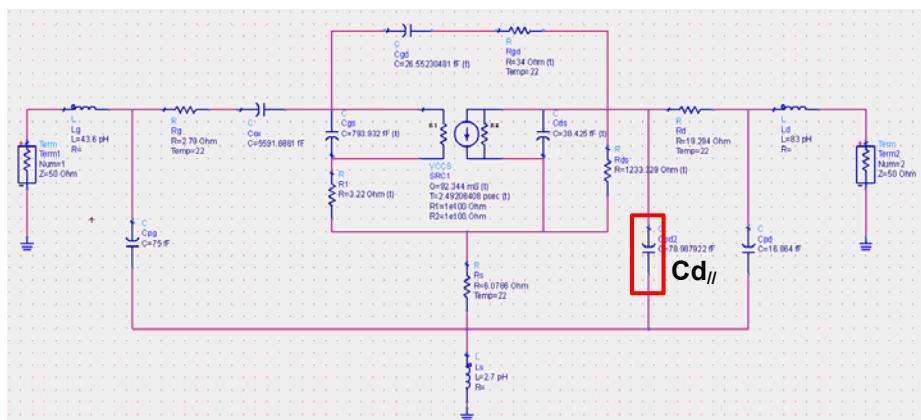


Figure II.36: modèle électrique en présence de la capacité $C_d//$.

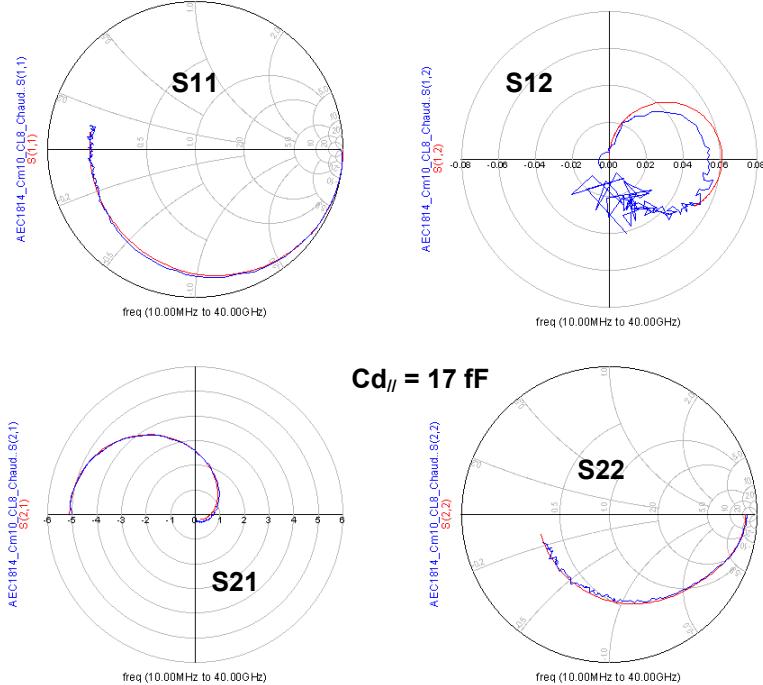


Figure II.37 : comparaison des paramètres S du modèle petit signal (rouge) prenant en compte $Cd//$ et de la mesure (bleue). Etude réalisée entre 10 MHz et 40 GHz pour $V_{GS} = 0V$, $V_{DS} = 10V$, $I_{DS} = 50$ mA. Composants AEC1669.

L'étude a été réalisée sur des composants HEMTs InAlN/AlN/GaN de la plaque AEC1669. Après une étude approfondie des méthodes disponibles dans la littérature sur la modélisation des dispositifs à base de GaN, nous avons remarqué que celles-ci sont généralement développées sur des dispositifs à faibles bandes interdites et qui présentent par conséquent des densités de défauts moins fortes que dans le cas de dispositifs à grande bande interdite. Par ailleurs la présence de distribution de piéges dans le cas des dislocations dans les dispositifs à base de GaN conduit à des mécanismes de capture/émission très rapides. L'origine de la dispersion fréquentielle étudiée sur des dispositifs HEMTs AlGaN/GaN est attribuée aux piéges situés dans la couche de GaN, dans le canal, à l'interface AlGaN/GaN et aux défauts de surface. Contrairement aux études de dispersion fréquentielle trouvées dans la littérature et qui se limitent à quelques centaines de kilohertz [42] [43] [44] [45], nous avons jugé nécessaire de mener ces études dans un très large spectre de fréquence allant de 100 kHz à 4 GHz pour s'assurer de la validité de notre modèle et du recouplement des bandes de fréquences avec l'étude précédente.

Les mesures de paramètres S ont été effectuées sous pointes entre 100 kHz et 4 GHz grâce à un analyseur de réseaux vectoriel (ARV) Rohde & Schwarz. La valeur basse fréquence de la mesure a été limitée par la gamme spectrale des tés de polarisation utilisés. D'autres mesures ont été effectuées jusqu'à 40 GHz à partir d'un ARV NE5230C de chez Agilent pour l'extraction des éléments parasites du modèle électrique. Ces mesures ont été effectuées sous plusieurs conditions de polarisation, et aussi à des températures variables. Ces études ont été menées sur des composants de la plaque AEC1669 présentant des longueurs de grille de 0.25 μ m. Nous avons observé la manifestation de la dispersion fréquentielle sur les paramètres de la matrice admittance Y_{22} et Y_{21} seulement, ce qui a limité notre étude à ces

seuls éléments de conductance de sortie et de transconductance extrinsèque. Afin de distinguer les effets thermiques des effets de pièges, les mesures sont effectuées après la stabilisation en courant du composant, ce qui permet de mettre en évidence les pièges activés thermiquement.

1. Dispersion fréquentielle de la conductance de sortie

La figure II.38 présente les variations fréquentielles de la partie réelle de Y_{22} normalisée par rapport à la valeur à 100 kHz (a) et de la partie imaginaire exprimée en mS (b), pour plusieurs valeurs de V_{DS} (avec $V_{GS} = -1$ V).

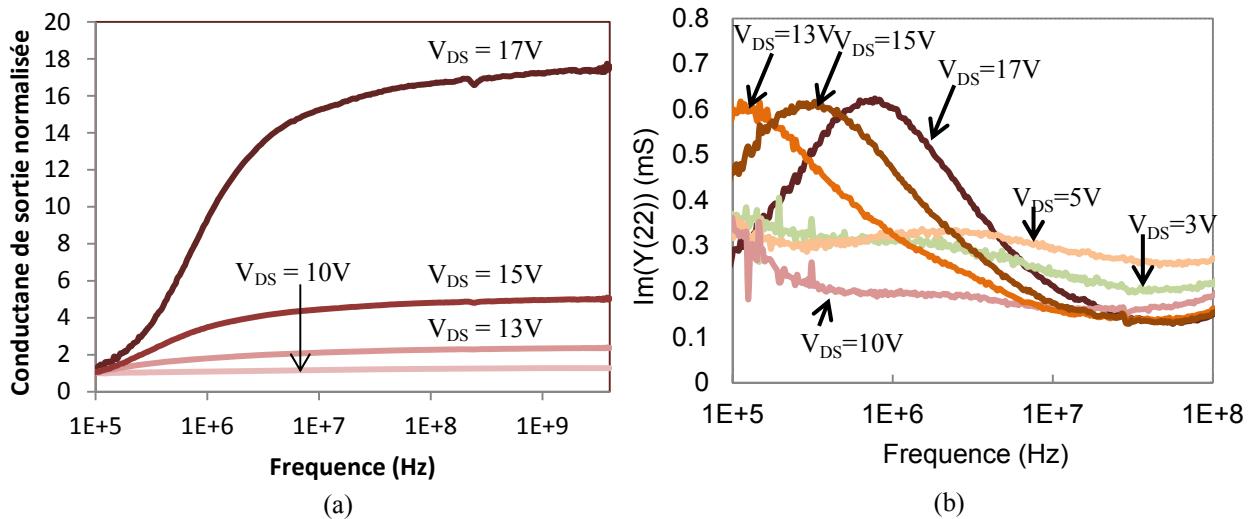


Figure II.38: variation de la conductance de sortie normalisée par rapport à sa valeur à 100 kHz (a) et de la partie imaginaire de Y_{22} en fonction de la fréquence (entre 100 kHz et 4 GHz) pour V_{DS} variant de 3V à 17V et $V_{GS}=-1$ V. Composants AEC1669.

Nous remarquons sur la figure II.38.a une dispersion fréquentielle positive c'est à dire une augmentation de la conductance quand la fréquence augmente. Pour des valeurs de V_{DS} en dessous de 10 V, la dispersion est inférieure à 33 %. Au dessus de 10 V la dispersion peut atteindre 500 % à 15 V et 1700% à 17 V. Les valeurs positives de la partie imaginaire de Y_{22} (cf. figure II.38.b) traduisent un comportement capacitif de l'impédance de sortie, avec des variations des pics qui sont très marquées pour les tensions drain-source de 13V, 15V et 17 V et entre 100 kHz et 10 MHz. Cette bande de fréquence correspond à la zone de transition entre les valeurs basses et les valeurs hautes de la partie réelle de Y_{22} . Pour les valeurs de V_{DS} inférieures à 13 V, les pics de la susceptance de Y_{22} sont probablement présents mais dans une gamme de fréquence en dessous de celle étudiée ici. Lors d'études précédentes effectuées au laboratoire sur des dispositifs AlGaN/GaN, il a déjà été mis en évidence (par des mesures de bruit basse fréquence du courant de drain) le déplacement des fréquences de coupure de centres de pièges de type GR vers des valeurs de fréquences croissantes sous l'effet de l'augmentation de V_{DS} et/ou sous l'augmentation de la température (vers des fréquences supérieures à 1MHz lorsque $V_{DS} > 20$ V) [46] [47]. Ces études, bien que réalisées sur des

composants de technologie différente, montrent la manifestation des pièges activés thermiquement. Dans le cas de notre étude, l'apparition des pics vers les fréquences élevées lorsque V_{DS} augmente a permis de tracer les constantes de temps des pièges associés en fonction de $V_{DS}^{1/2}$. Le résultat obtenu (cf. figure II.39) traduit un mécanisme de conduction assisté par champ électrique : l'effet Poole-Frenkel. Celui-ci a été également obtenu par Kayis et al. [48].

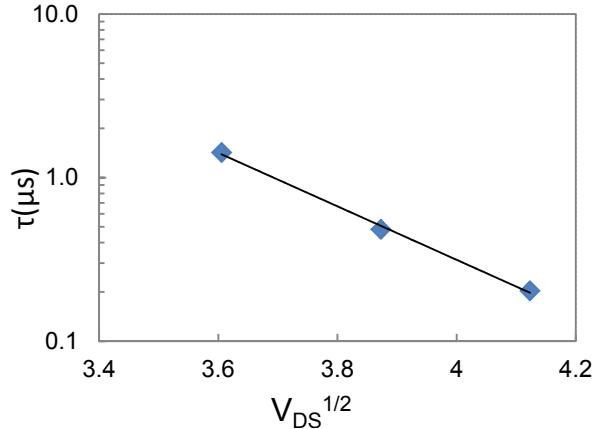


Figure II.39: Variations des constantes de temps en fonction de $V_{DS}^{1/2}$. Mise en évidence de l'effet Poole-Frenkel.

Les résultats de la figure II.38 nous ont conduit à étudier la dispersion fréquentielle de la conductance de sortie à $V_{DS} = 13V$ et $V_{GS} = -1 V$ à différentes températures. Les résultats obtenus (cf. figure 40.a) montrent un décalage de la zone de transition de la partie réelle tout comme sur les pics de la susceptance de Y_{22} vers les hautes fréquences lorsque la température augmente. Ce qui indique que les effets de pièges observés précédemment sont aussi dépendants de la température comme cela a été obtenu récemment dans [48], tout comme dans différents travaux réalisés au sein de l'équipe sur des supports technologiques variés lors des 15 dernières années et accessibles notamment dans les documents [49] [50] [25] [51]. La diminution de la conductance de sortie traduit le fait que le courant drain-source diminue lorsque la température augmente : cela est lié à la diminution de la mobilité des porteurs du canal quand la température augmente.

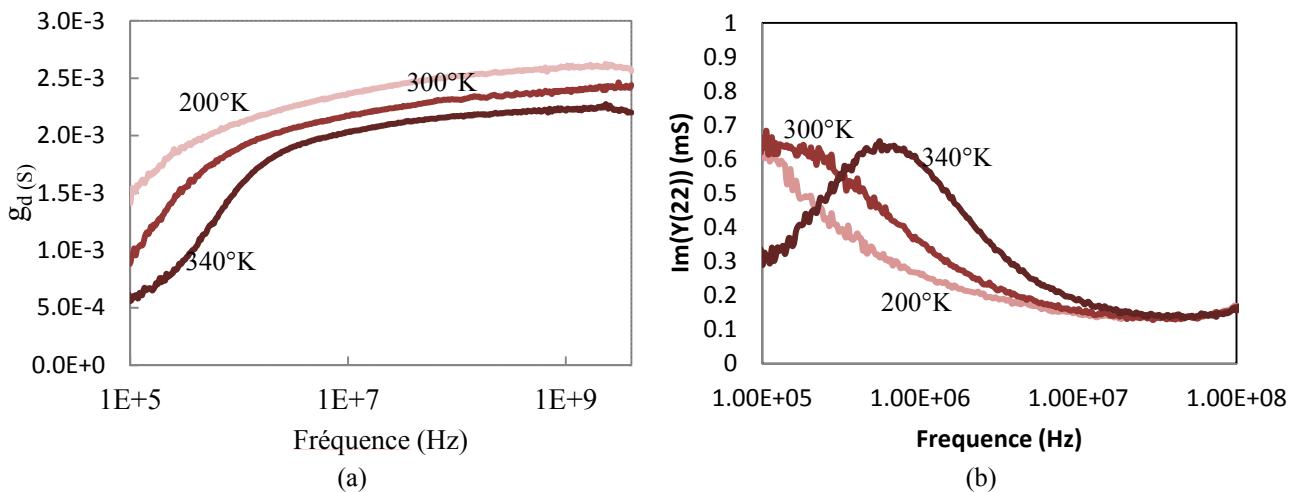


Figure II.40: variation de la conductance de sortie (a) et de la partie imaginaire de Y_{22} en fonction de la fréquence à $V_{DS} = 13V$ et pour $V_{GS} = -1 V$ pour des températures de 200K, 300K, 340K.

Les mesures précédentes ont été effectuées en maintenant la zone d'accès grille-source à potentiel constant. En maintenant le potentiel de drain à valeur constante de 3V et en faisant varier la tension V_{GS} , nous constatons qu'il y a également de la dispersion fréquentielle sur G_{ds} mais celle-ci varie peu avec V_{GS} (cf. figure II.41).

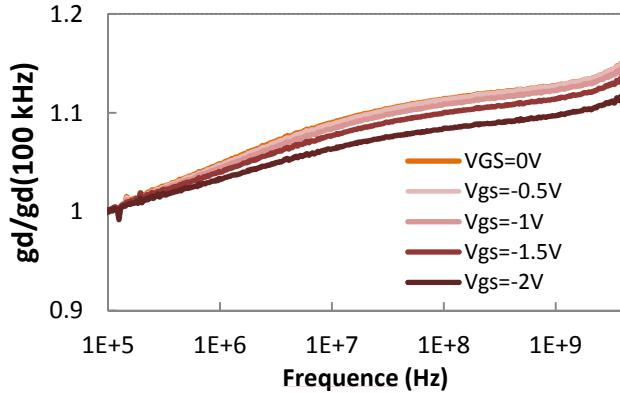


Figure II.41: conductance de sortie normalisée par rapport à la valeur à 100 kHz en fonction de la fréquence à $V_{DS} = 3V$ et V_{GS} variable.

La résistance de sortie est peu dépendante de la zone d'accès grille-source contrairement à la zone grille-drain où règne un fort champ électrique. Nous avons également effectué des mesures en maintenant la tension grille-drain constante et égale à 13 V, et donc les tensions V_{GS} et V_{DS} sont ajustées en conséquence. Nous avons observé de la dispersion fréquentielle sur la conductance de sortie avec des variations de l'ordre de 64 %. Celles-ci sont moins élevées que dans le cas où V_{GS} est maintenue constante (densité de porteurs constante dans le canal). Le maintien de la tension V_{DG} à 13 V oblige à faire varier V_{DS} et V_{GS} en même temps : la densité de porteurs dans le canal est variable, et la puissance dissipée également. Comme la dispersion fréquentielle est fortement sensible aux effets thermiques, les variations sous ces deux conditions de polarisation s'en trouvent affectées. La figure II.42 montre les variations de la partie imaginaire de Y_{22} en fonction de la fréquence à $V_{DG} = 13V$ avec V_{DS} et V_{GS} variant par pas de 0.5 V.

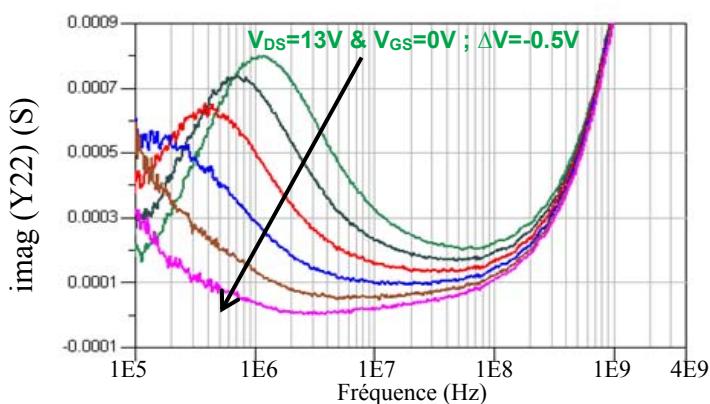


Figure II.42: partie imaginaire de Y_{22} en fonction de la fréquence à $V_{DG} = 13V$ avec V_{DS} et V_{GS} variant par pas de 0.5V.

2. Dispersion fréquentielle de la transconductance extrinsèque

Nous avons également étudié la dispersion fréquentielle de la transconductance en fonction de la tension V_{GS} et de la tension V_{DS} . Nous avons remarqué que celle-ci est moins marquée que celle relevée dans le cas de la conductance de sortie. Une dispersion inférieure à 8 % est observée pour tous les points de polarisation que nous avons étudiés. La dispersion fréquentielle de la transconductance est plus complexe que celle de la conductance de sortie car elle peut être soit positive soit négative (g_m diminue quand la fréquence augmente) selon le point de polarisation. La figure II.43 présente les variations de la partie réelle de Y_{21} normalisée par rapport à la valeur à 100 kHz en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de la tension grille-drain V_{DG} .

Nous remarquons que lorsque V_{DG} augmente, la dispersion fréquentielle de g_m devient positive au détriment de la dispersion négative. La dispersion fréquentielle positive est relevée à basse fréquence pour des tensions supérieures à 4V, contrairement à la dispersion fréquentielle négative qui est visible à haute fréquence pour les tensions inférieures à 4V (la tension de transition entre les deux cas est relevée autour de 4 à 6 V). Ce comportement a également été observé dans le cas des dispositifs MESFETs à base de GaN [52]. Plusieurs autres études ont également été menées sur la dispersion fréquentielle négative de g_m dans le cas des HEMTs AlGaN/GaN et des MESFETs GaAs à faible champ [11] [53] [54] [55].

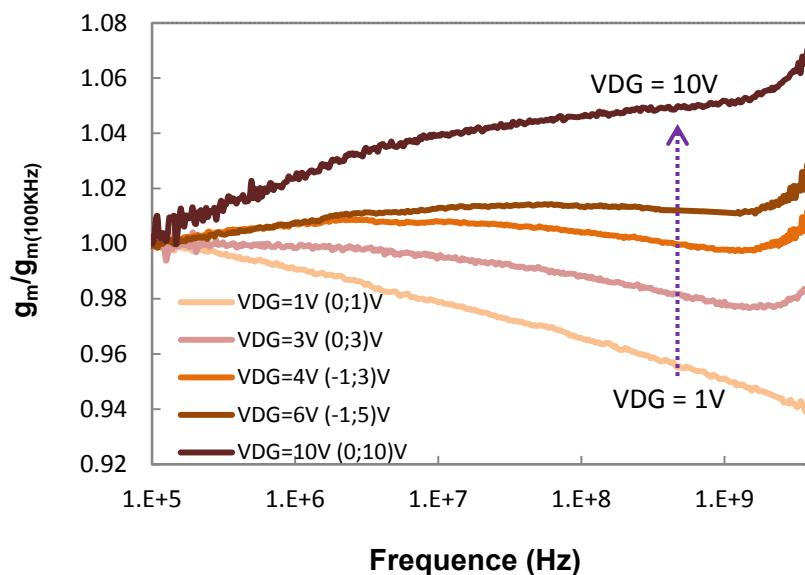


Figure II.43: transconductance normalisée par rapport à sa valeur à 100 kHz en fonction de la fréquence pour différentes valeurs de $V_{DG} = 13V$ ($V_{GS}; V_{DS}$).

La dispersion négative de g_m peut être attribuée aux charges positives en surface et la dispersion positive aux charges négatives en volume [19] [56].

Des résultats similaires ont également été obtenus sur des composants de 0.15 μm de longueur de grille issus d'autres plaques technologique lors de nos campagnes de mesure. Ceci laisse supposer que ces phénomènes sont fortement liés à la nature des matériaux et aux procédés de fabrication.

Afin de prendre en compte les effets de la dispersion fréquentielle dans les modèles petit signaux, nous avons utilisé un modèle faisant usage de cellules R-C et R-L séries mises en parallèle sur la résistance R_S de source et R_{DS} du canal. Les cellules R-C modélisent la dispersion fréquentielle positive et les cellules R-L modélisent la dispersion négative.

3. Modélisation petit signal avec des cellules R-C et R-L

La figure II.44 présente le schéma du modèle incluant les cellules R-C et R-L.

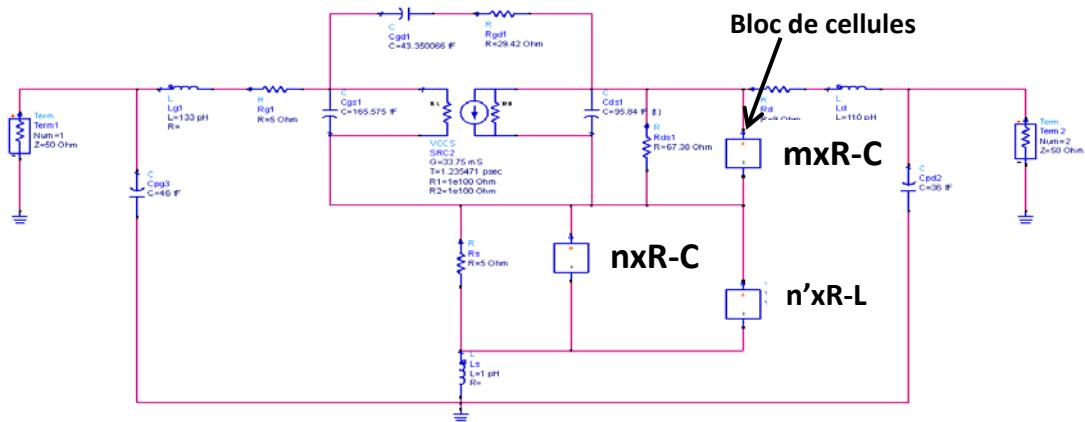


Figure II.44: schéma électrique prenant en compte des cellules R-C et R-L.

Où n , n' et m sont des facteurs multiplicatifs utilisés pour simplifier la figure. Ceux-ci représentent le nombre de cellules pouvant être utilisées à chacun des endroits identifiés sur le schéma. Les résultats de ce modèle sont comparés à la mesure sur la figure II.45.

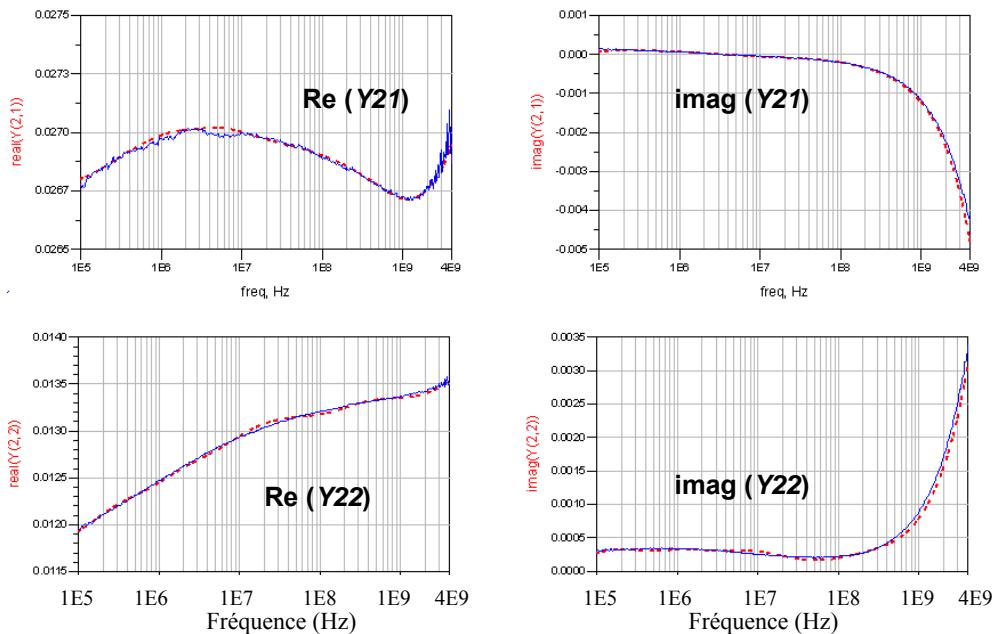


Figure II.45: paramètres Y du modèle (rouge) et la mesure (bleu) ; en fonction de la fréquence.

Nous avons utilisé jusqu'à 9 cellules R-C et cellules R-L pour prendre en compte à la fois la dispersion fréquentielle positive et la dispersion fréquentielle négative. Bien que les résultats de ce modèle soient en parfait accord avec la mesure, le nombre élevé de cellules utilisé complexifie le modèle et alourdit la procédure de modélisation. Nous avons donc développé un modèle distribué afin de prendre en compte la distribution des constantes de temps des pièges.

4. Modélisation petit-signal incluant un piège

La figure II.46 présente un modèle intrinsèque simplifié prenant en compte un seul piège ; ce modèle a été développé par Golio et al. [57].

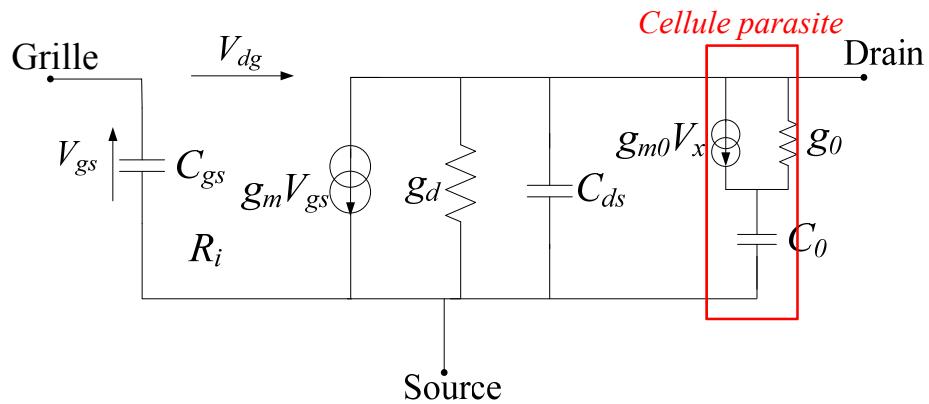


Figure II.46: modèle électrique simplifié prenant en compte un piège.

C_{gs} est la capacité grille-source, g_m représente la transconductance et g_d la conductance de sortie. La cellule encadrée en rouge constitue le circuit parasite qui met en évidence la dispersion fréquentielle. V_x est la tension de commande de la source de courant parasite. Les éléments g_0 et C_0 traduisent la modification de la conductance de sortie et g_{m0} le courant généré par les processus d'émission des pièges. Celui-ci est dépendant de la fréquence à cause de la nature des pièges. Ainsi, dans le cas des pièges lents, le paramètre g_{m0} est constant aux fréquences élevées. Nous avons vu dans les paragraphes précédents que la dispersion de la conductance de sortie est sensible à la tension V_{DS} et peu sensible à V_{GS} contrairement à la dispersion de la transconductance qui est sensible aux deux tensions. Ceci pourrait s'expliquer par le fait que la conductance de sortie est purement sensible aux défauts à l'interface InAlN/GaN et sous le gaz 2DEG, tandis que la transconductance $g_m = dI_{DS}/dV_{GS}$ est sensible aussi bien aux phénomènes de canal évoqués précédemment (par le biais de V_{DS}), tout comme à ceux liés à la commande de grille comme le laisse entrevoir son expression simplifiée. Nous avons pour cela développé un modèle dont les tensions de commande de la source de courant parasite sont la tension V_{GS} et la tension V_{dg} afin de tenir compte de la répartition de la zone de charge d'espace conformément à ce qui est de mise pour de nombreux modèles AlGaN/GaN. L'avantage de notre modèle par rapport à celui présenté dans [57] est qu'il permet de modéliser à la fois la dispersion négative et la dispersion positive.

Les équations suivantes permettent de calculer les paramètres Y de ce modèle selon la tension de commande V_x de la source parasite :

Cas 1 : $V_x = V_{gs}$

$$Y_{21} = g_m + (g_{m0}/g_0)Y_0 \quad (\text{II.16})$$

$$Y_{22} = g_d + Y_0 + j\omega C_{ds} \quad (\text{II.17})$$

Cas 2 : $V_x = V_{dg}$

$$Y_{21} = g_m - (g_{m0}/g_0)Y_0 \quad (\text{II.18})$$

$$Y_{22} = g_d + (1 + g_{m0}/g_0)Y_0 + j\omega C_{ds} \quad (\text{II.19})$$

Avec :

$$Y_0 = \frac{g_0(\omega\tau)^2}{1+(\omega\tau)^2} + j \frac{g_0(\omega\tau)}{1+(\omega\tau)^2} \quad (\text{II.20})$$

$\tau = C_0/g_0$ correspond à la constante de temps du processus de piège. Le cas 1 traduit la dispersion fréquentielle positive de g_m et le cas 2 la dispersion fréquentielle négative de g_m . Le signe ‘moins’ dans l’équation II.18 traduit le fait que les courants parasites et celui du 2DEG ne circulent pas dans le même sens. On peut élargir l’application de ce modèle en changeant le sens de la source de courant parasite ; ce qui permet d’obtenir de la dispersion fréquentielle négative de G_{ds} comme cela a été observé dans [58]. Nous distinguons deux cas supplémentaires :

Cas 3 : $V_x = V_{gs}$

$$Y_{21} = g_m - (g_{m0}/g_0)Y_0 \quad (\text{II.21})$$

$$Y_{22} = g_d + Y_0 + j\omega C_{ds} \quad (\text{II.22})$$

Cas 4 : $V_x = V_{dg}$

$$Y_{21} = g_m + (g_{m0}/g_0)Y_0 \quad (\text{II.23})$$

$$Y_{22} = g_d + (1 - g_{m0}/g_0)Y_0 + j\omega C_{ds} \quad (\text{II.24})$$

Les équations (II.16) et (II.19) permettent de modéliser les phénomènes que nous avons observés dans les paragraphes précédents.

5. Modélisation petit signal incluant une distribution de pièges

En se basant sur le modèle développé par McWorter [59], le modèle à un piège peut être modifié en intégrant l’expression Y_0 entre deux constantes τ_0 et τ_1 et devenir Y_{0d} :

$$Y_{0d} = \int_{\tau_0}^{\tau_1} Y_0 g(\tau) d\tau = G_{0d} + jB_{0d} \quad (\text{II.25})$$

Avec :

$$g(\tau) = \frac{1}{\tau \ln(\tau_1/\tau_0)} \quad (\text{II.26})$$

$$G_{0d} = \frac{g_0}{2} \frac{1}{\ln(\tau_1/\tau_0)} \ln \left(\frac{1+(\omega\tau_1)^2}{1+(\omega\tau_0)^2} \right) \quad (\text{II.27})$$

$$B_{0d} = \frac{g_0}{\ln(\tau_1/\tau_0)} [\operatorname{Arctg}(\omega\tau_1) - \operatorname{Arctg}(\omega\tau_0)] \quad (\text{II.28})$$

Les paramètres $g(\tau)$, G_{0d} et B_{0d} correspondent respectivement à la fonction de distribution des constantes de temps, la partie réelle et la partie imaginaire de l'admittance de la cellule parasite Y_{0d} . La figure II.47 présente le schéma complet incluant les éléments extrinsèques et la cellule parasite à éléments distribués.

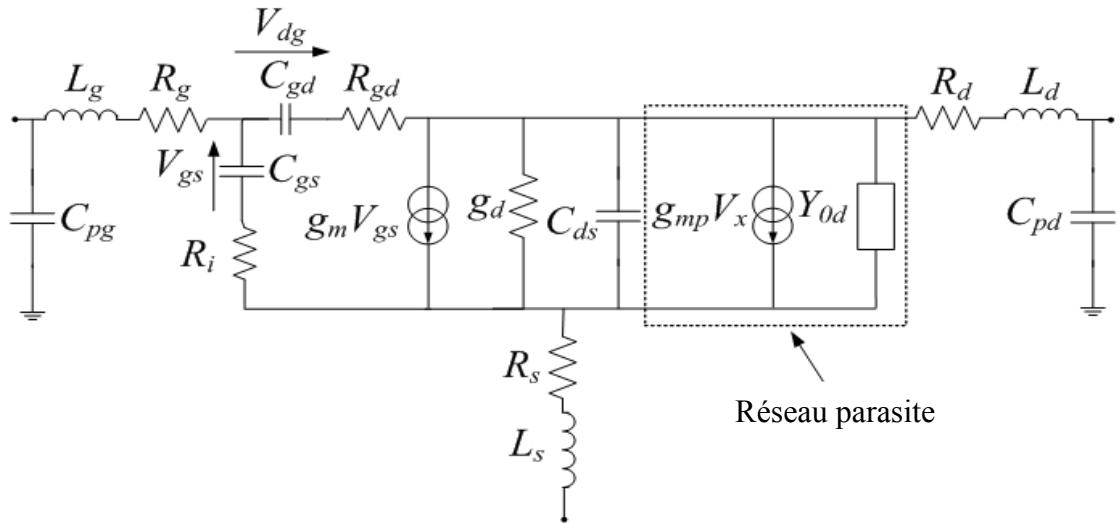


Figure II.47: schéma électrique complet avec un réseau parasite.

$$\text{Avec : } g_{mp} = (g_{m0}/g_0)Y_{0d} \quad (\text{II.29})$$

Il est possible d'ajouter d'autres cellules distribuées afin de modéliser correctement le dispositif. La procédure de modélisation consiste en l'extraction en premier des éléments parasites, puis des éléments intrinsèques sans tenir compte de la dispersion en utilisant les méthodes conventionnelles trouvées dans la littérature. Puis les cellules parasites à éléments distribués sont ajoutées pour corriger les résultats précédents en commençant par corriger la transconductance puis la conductance de sortie. Et enfin, l'ensemble de ces résultats peut être corrigé simultanément afin d'obtenir un modèle optimisé. Les tableaux II.4 et II.5 présentent les éléments parasites et intrinsèque du modèle à $V_{DS} = 3V$ et $V_{GS} = -1V$

Tableau II-4: Paramètres extrinsèques du modèle petit signal du composant AEC1669.

L_g (pH)	L_d (pH)	L_s (pH)	R_g (Ω)	R_d (Ω)	R_s (Ω)	C_{pg} (fF)	C_{pd} (fF)
133	110	1	5	9	5	46	36

Tableau II-5: Paramètres intrinsèque du modèle petit signal du composant AEC1669 à $V_{DS} = 3V$ et $V_{GS} = -1V$.

g_m (mS)	τ (ps)	g_d (mS)	R_{gd} (Ω)	R_i (Ω)	C_{gs} (fF)	C_{gd} (fF)	C_{ds} (fF)
32.6	0.28	12	9.3	1.2	132	56	99

Le figure II.48 présente en (a) et en (b) la comparaison de la transconductance et de la conductance normalisées du modèle et de la mesure respectivement pour plusieurs valeurs de V_{GS} et V_{DS} .

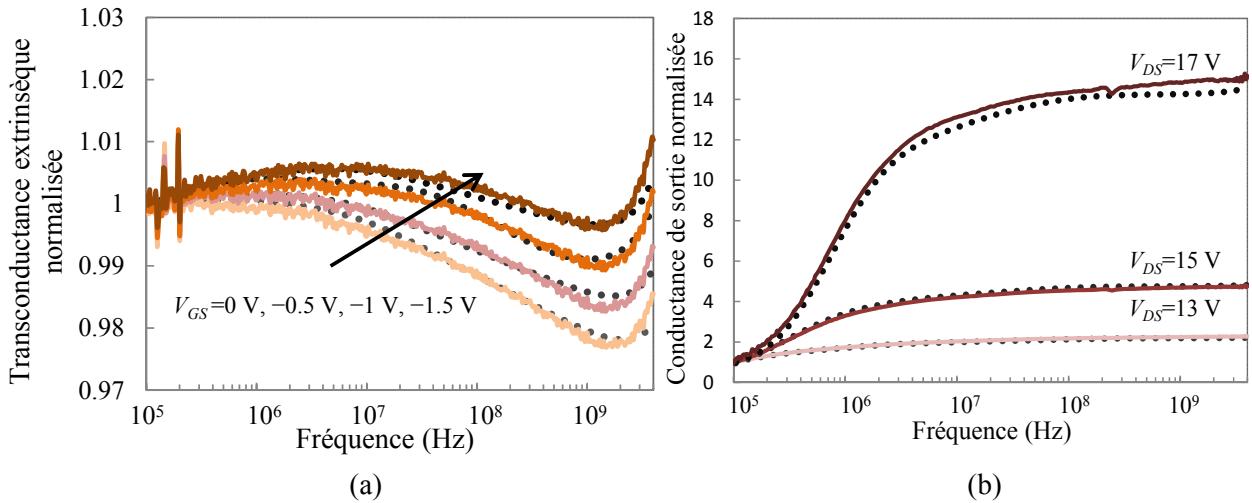


Figure II.48: Transconductance extrinsèque normalisée par la valeur à 100 kHz à $V_{DS} = 3V$. (b) Conductance de sortie normalisé par la valeur à 100 kHz à $V_{GS} = -1V$. Comparaison modèle (pointillés) et mesure (trajis pleins).

Nous pouvons remarquer l'excellent accord obtenu entre la mesure et le modèle. Le tableau II.4 présente les différents paramètres qui ont servi à modéliser ce transistor à $V_{DS} = 3V$ et $V_{GS} = -1V$. Quatre cellules parasites ont été utilisées pour modéliser l'ensemble des paramètres de ce transistor ce qui indique la présence de plusieurs processus de piéges dans le composant. La dispersion fréquentielle de g_m est la plus complexe à modéliser car elle peut être à la fois positive et négative selon la tension appliquée, et une manifestation peut cacher l'autre. Par exemple sur la figure II.48.a la dispersion négative de g_m n'implique pas pour autant que la dispersion positive n'est pas active à basse fréquence. Ainsi il était nécessaire d'utiliser les deux sources de courant parasites pour traduire de manière exhaustive les différents cas de dispersion de la transconductance. Lorsque V_{DG} augmente (cf. figure II.48.a), la dispersion fréquentielle négative de g_m diminue et le nombre de cellules contrôlées

par V_{dg} diminue également jusqu'à une cellule. Cela peut être dû au fait que l'augmentation de V_{dg} accompagne un fort accroissement de la zone de charge d'espace coté grille-drain, ce qui réduit le nombre de pièges en surface dans cette zone et donc une réduction du courant en surface contrairement aux pièges en volume dont l'impact augmente avec V_{DG} .

Tableau II-6: paramètres du modèle distribué à $V_{DS} = 3$ V et $V_{GS} = -1$ V.

	$V_x = V_{gs}$		$V_x = V_{dg}$	
g_{m0} (mS)	2.3	0.4	0.3	0.1
g_0 (mS)	3.5	1	0.2	0.02
τ_0	0.38 μ s	11 ns	0.25 ns	0.12 μ s
τ_1	430 μ s	180 ns	4 ns	220 μ s

La valeur élevée non négligeable de g_0 peut être attribuée à une conduction parallèle due à des dislocations dans la couche InAlN. Des travaux récents réalisés par des partenaires laisseraient entrevoir une conception de la couche InAlN non conforme aux attentes (présence non négligeable de Ga), ce qui pourrait justifier les observations électriques de nos travaux dans ce chapitre. Pour tous les points de polarisation étudiés, et à l'équilibre thermique de nos composants, nous avons extrait des constantes de temps de pièges comprises entre 1 ns et 1ms. En se basant sur les équations proposées par Van der Ziel [60] nous avons pu extraire un intervalle de distribution de pièges de 0.5 à 10 Å avec un coefficient de tunneling de 10^{10} m⁻¹. Nous en déduisons ainsi une distribution d'énergie d'activation de pièges entre 0.02 et 0.25 eV.

VII. Conclusion du chapitre II

Nous avons pu extraire les paramètres de la diode Schottky de différents transistors. Les valeurs élevées du facteur d'idéalité et les faibles valeurs des hauteurs de barrières traduisent la mauvaise qualité de ce contact, ce qui rend inexploitable les modèles de diode utilisés (notamment en thermique pour extraire la constante de Richardson, la hauteur de barrière moyenne et la dispersion de cette valeur moyenne). Nous avons pu mettre en évidence les mécanismes de conduction de la diode Schottky en étudiant plusieurs déclinaisons technologiques (influence du dopage Carbone, influence de la couche de passivation, ...). Nous avons remarqué que les mécanismes de conduction par effet Poole-Frenkel et par effet tunnel Fowler-Nordheim sont les plus marqués dans les dispositifs HEMTs InAlN/GaN, conformément à de nombreux résultats publiés. Ces mécanismes ont été mis en évidence par la modélisation du courant de grille. La présence des charges d'interface ne doit pas être négligée puisque celles-ci peuvent générer un courant de grille non nul à $V_{GS} = 0$ V. D'autres études sur le courant de grille à faible champ ont permis de mettre en évidence un courant de surface comme cela a été observé par beaucoup d'autres chercheurs : la saturation du courant de grille en inverse possède un comportement ohmique. Celle-ci est liée à la saturation du champ électrique car la zone de charge d'espace de la couche barrière sous la grille ne varie plus. Des études en fonction de la température ont montré que la saturation

du courant de grille est indépendante de la température et de la tension drain source appliquée. Plusieurs hypothèses ont été émises pour comprendre ce mécanisme ; ces hypothèses devront être vérifiées par des mesures supplémentaires afin de mieux cerner les mécanismes qui interviennent lors de la saturation du courant de grille. L'utilisation du dopage en Carbone et de la passivation de bonne qualité permettent d'améliorer les performances électriques des dispositifs. Cependant, bien que le dopage en Carbone améliore les performances des dispositifs, celui-ci peut aussi être une source de défauts, visible au travers d'un effet Kink très marqué.

Un autre point marquant de cette étude concerne la présence de pièges rapides dont l'impact peut atteindre des fréquences de l'ordre du GHz ce qui n'est pas sans conséquence sur les performances de ces dispositifs appliqués à des conceptions de modules de type radars à impulsion par exemple si les effets de la dispersion fréquentielle ne sont pas pris en compte lors de la conception de ces circuits. Nous avons pour cela développé un modèle analytique distribué original qui prend en compte les effets de la dispersion fréquentielle. Ce modèle ne permet pas seulement de modéliser les paramètres Y mais aussi les paramètres Z et paramètres S . Ce modèle, appliqué à une représentation bas niveau, est totalement transposable à un modèle fort niveau pour les applications non-linéaires. Le concept de ce modèle a également servi à modéliser les impédances en mode diode de différents dispositifs.

VIII. Bibliographie du Chapitre II

- [1] J. Haruyama, H. Negishi, Y. Nishimura, Y. Nashimoto, "Substrate-related kink effects with a strong light-sensitivity in AlGaAs/InGaAs PHEMT," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 44, no. 1, pp. 25-33, 1997.
- [2] L. Bary, E. Angeli, A. Rennane, G. Soubercaze Pun, J. G. Tartarin, A. Minko, V. Hoel, Y. Cordier, C. Dua, R. Plana, J. Graffeuil, "Low frequency noise behavior in GaN HEMT's on silicon substrate," *Proc. SPIE 5470, Noise in Devices and Circuits II*, 286, 2004.
- [3] G. Meneghesso, F. Zanon, M. J. Uren, E. Zanoni, "Anomalous kink effect in GaN high electron mobility transistors," *IEEE Device Lett.*, vol. 30, no. 2, pp. 100-102, 2009.
- [4] M. Wang, K. J. Chen, "Kink effect in AlGaN/GaN HEMTs induced by drain and gate pumping," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 32, no. 4, pp. 482-484, 2011.
- [5] G. Meneghesso, F. Rossi, G. Salviati, M. J. Uren, E. Munoz, E. Zanoni, "Correlation between kink and catholuminescence spectra in AlGaN/GaN high electron mobility transistors," *Applied Phys. Lett.*, vol. 96, pp. 263512, 2010.
- [6] J. Bardeen, "Surface states and rectification at a metal semiconductor contact," *Phys. Rev.*, vol. 71, pp. 717-727, 1947.
- [7] E. Rhoderock, "Metal-semiconductor contacts," *Solid-State and Electron Devices, IEE PROC.*, vol. 129, Pt. 1, no. 1, pp. 1, 1982.
- [8] A. M. Cowley, M. Sze, "Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems," *J. Appl. Phys.*, vol. 36, pp. 3212-3220, 1965.
- [9] F. A. Padovani, R. Stratton, "Field and thermoionic-field emission in Schottky barriers," *Solid-State Electronics*, vol. 9, pp. 695-707, 1966.
- [10] H. Hasegawa, M. Akazawa, "Mechanism and control of current transport in GaN and AlGaN Schottky barriers of chemical sensor applications," *Appl. Surface Science*, vol. 254, no. 12, pp. 3653-3666, 2008.
- [11] J. Graffeuil, Z. Hadjoub, J. P. Fortea, M. Pouysegur, "Analysis of capacitance and transconductance frequency dispersion in MESFETs for surface characterization," *Solid-State Electronics*, vol. 29, no. 10, pp. 1087-1097, 1986.
- [12] E. J. Miller, E. T. Yu, "Analysis of reverse-bias leakage current mechanisms in GaN grown by molecular-beam epitaxy," *Applied Physics letters*, vol. 84, pp. 535-537, 2004.

- [13] E. J. Miller, X. Z. Dang, E. T. Yu, "Gate leakage current mechanisms in AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, no. 10, 2000.
- [14] S. Pandey, D. Cavalcoli, B. Frabonik A. Cavallini, T. Brazzini, F. Calle, "Role of surface states on two dimensional electron gas density in InAlN/AlN/GaN heterostructures, *Applied Physics Letters*, vol. 100, pp. 152116, 2012.
- [15] S. Turuvekere, N. Karumuri, A. Azizur Rahman, A. Bhattacharya, A. DasGupta, N. DasGupta, "Gate leakage mechanisms in AlGaN/GaN and AlInN/GaN HEMTs: Comparisaon and Modeling," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3157-3165, 2013.
- [16] S. Karboyan, J. G. Tartarin, D. Carisetti, B. Lambert, "Analysis and path localization of gate current in AlGaN/GaN HEMTs using low frequency noise measurements and optical beam induced resistance change technique," *IEEE MTT-S IMS*, 2013.
- [17] J. Kotani, M. Tajima, S. Kasai, T. Hashizume, "Mechanism of surface conduction I the vicinity of Schottky gates on AlGaN/GaN heterostructures," *Applied Physics Letters*, vol. 91, pp. 093501, 2007.
- [18] W. Saito, M. Kuraguchi, Y. Takada, K. Tsuda, I. Omura, T. Ogura, "Influence of surface defect charge at AlGaN-GaN-HEMT upon Schottky gate leakage current and breakdown voltage," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 52, no. 2, pp. 159-164, 2005.
- [19] Y. H. Chen, K. Zhang, M. Y. Cao, S. L. Zhao, J. C. Zhang, X. H. Ma, Y. Hao, " *Applied Physics Letters*, vol. 104, pp. 153509, 2014.
- [20] M. V. Schneider, A. Y. Cho, E. Kollberg, H. Zirath, "Characteristics of Schottky diodes with microcluster interface," *Applied Physics Letters*, vol. 43, no. 6, pp. 558-560, 1983.
- [21] D. Defives, O. Noblanc, C. Dua, C. Brylinski, M. Barthula, V. Aubry-Fortuna, F. Meyer, "Barrier inhomogeneities and electrical characteristics of Ti/4H-SiC Schottky rectifiers," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 46, no. 3, pp. 449-455, 1999.
- [22] R. T. Tung, "Electron transport at metal-semiconductor interfaces: general theory," *Physical review B*, vol. 45, no. 23, pp. 13509-13523, 1992.
- [23] J. H. Werner, H. H. Güttler, "Barrier inhomogeneities at schottky contacts," *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 3, pp. 1522-1533, 1991.
- [24] J. H. Werner, H. H. Güttler, "Temperature dependence of Schottky barrier heights on Silicon," *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 3, pp. 1315-1319, 1999.
- [25] S. Karboyan, "Dedicated design of experiments and experimental diagnostic tools for accurate reliability investigations on AlGaN/GaN high electron mobility transistors

(HEMT's)," Thèse LAAS-CNRS avec l'Université Paul Sabatier de Toulouse III, Octobre 2013.

- [26] S. Karboyan, J. G. Tartarin, B. Lambert, "Analysis of barrier inhomogeneties in AlGaN/GaN HEMT's Schottky diodes by I-V-T measurements," *Microwave Integrated Circuits Conférence*, pp. 240-243, 2013.
- [27] J. Kuzmik, A. Kostopoulos, G. Konstantinidis, J.-F. Carlin, A. Georgakilas, and D. Pogany, "InAlN/GaN HEMTs: a first insight into technological optimization," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 53, pp. 422-426, 2006.
- [28] P. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of (In)GaN/GaN hetero-and quantum well structures," *J. Phys.: Condens. Matter* Vol. 14, pp. 3399-3434, 2002.
- [29] S. D. NSele, "Modelisation petit-signal des HEMTs AlInN/GaN et mise à niveau du banc de mesure de bruit entre 4 GHz et 40 GHz," *Rapport de stage de Master 2*, LAAS-CNRS, 2011.
- [30] S. Ganguly, A. Konar, Z. Hu, H. Xing, and D. Jena, "Polarization effects on gate leakage in InAlN/AlN/GaN high-electron-mobility transistors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 101, pp. 253519, 2012.
- [31] E. Arslan, S. Bütün, and E. Ozbay, "Leakage current by Frenkel-Poole emission in Ni/Au Schottky contacts on $\text{Al}_{0.83}\text{In}_{0.17}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ heterostructures," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 94, pp. 142106, 2009.
- [32] W. Chikhaoui, J.-M. Bluet, M.-A. Poisson, N. Sarazin, C. Dua, and C. Bru-Chevallier, "Current deep level transient spectroscopy analysis of AlInN/GaN high electron mobility transistors: Mechanism of gate leakage," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 96, pp. 072107, 2010.
- [33] H. Zhang, E. J. Miller, and E. T. Yu, "Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and $\text{Al}_{0.25}\text{Ga}_{0.75}\text{N}/\text{GaN}$ grown by molecular-beam epitaxy," *Journal of Applied Physics.*, vol. 99, pp. 023703, 2006.
- [34] E. Arslan, S. Bütün, Y. Safak, E. Ozbay, "Investigation of trap states in AlInN/AlN/GaN heterostructures by frequency-dependent admittance analysis," *Journal of Electronic Material*, vol. 39, no. 12, pp. 2681-2686, 2010.
- [35] E. J. Miller, X. Z. Dang, H. H. Wieder, P. M. Asbeck, E. T. Y, "Trap characterization by gate-drain conductance and capacitance dispersion studies of an AlGaN-GaN

heterostructure field-effect transistor," *Journal of Applied Physics*, vol. 87, no. 11, pp. 8070-8073, 2000.

- [36] H. Morkoç, "Handbook of nitride semiconductors and devices, vol. 2: electronic and optical process in nitrides," 2008.
- [37] J. Obregon, "Contribution a la conception et a la réalisation de dispositifs actifs micro-ondes a l'état solide," Thèse de l'Université de Limoges, 1980.
- [38] R. Stoklas, D. Gregusova, J. Novak, A. Vescan, P. Kordos, "Investigation of trapping effects in AlGaN/GaN/Si field-effect transistors by frequency dependent capacitance and conductance analysis," *Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 124103, 2008.
- [39] J. A. Reynoso-Hernandez, J. R. Loo-Yau, J. E. Zuniga-Juarez; J. L. D. Valle-Padilla, "A Straightforward method to determine the parasitic gate resistance of GaN FET", *IEEE MTT-S International*, pp. 877-880, 2009.
- [40] G. Dambrine, A. Capy, F. Heliodre, E. Playez, "A new method for determine the FET small-signal equivalent circuit", *IEEE Trans. MTT*, vol. 36, no. 7, 1988.
- [41] A. Zarate-de Landa, J. E. Zuniga-Juarez, J. A. Reynoso-Hernandez, M. C. Maya-Sanchez, E. L. Piner, K. J. Linthicum, "A new and better method for extracting the parasitic elements of on wafer GaN transistors," *IEEE MTT-S International*, pp. 791-794, 2007.
- [42] W. Kruppa, S. C. Binari, and K. Doverspike, "Low-frequency dispersion characteristics of GaN HFETs," *Electron Lett.*, vol. 31, no. 22, pp. 1951-1952, 1995.
- [43] E. Kohn, I. Daumillier, P. Schmid, N. X. Nguyen, and C. N. Nguyen, "Large signal frequency dispersion of AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors," *Electron Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1022-1024, 1999.
- [44] S. S. H. Hsu and D. Pavlidis, "Analysis and modeling of dispersion characteristics in AlGaN/GaN MODFETs," in *Proc. IEEE GaAs Int. Circ. Tech. Dig.*, San Diego, pp. 119-122, 2003.
- [45] G. Meneghesso, G. Verzellesi, R. Pierobon, F. Rampazzo, A. Chini, U. K. Mishra, C. Canali, and E. Zanoni, "Surface-related drain current dispersion effects in AlGaN-GaN HEMTs," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 51, no. 10, pp. 1554-1561, 2004.
- [46] J. G. Tartarin, G. Soubercaze, J. L. Grondin, L. Bary, J. Mimila Arroyo, J. Chevalier, "Generation-recombination defects in AlGaN/GaN HEMT on SiC substrate, evidence by low frequency noise measurements and SIMS characterization," International Conference on Noise and Fluctuation, Tokyo, 2007.

- [47] J. G. Tartarin, G. Astre, S. Karboyan, T. Noutsas, B. Lambert, "Generation-recombination traps in AlGaN/GaN HEMT analyzed by time domain and frequency-domain measurement: impact of HTRB stress on short term and long term memory effects," IEEE International Wireless Symposium (IWS), 2013.
- [48] C. Kayis, C. Y. Zhu, M. Wu, X. Li, Ü. Özgür, and H. Morkoç, "Field-assisted emission in AlGaN/GaN heterostructure field-effect transistors using low-frequency noise technique," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, no. 8, pp. 084522, 2011.
- [49] G. Soubercaze, "De l'étude en bruit basse fréquence à la conception d'un oscillateur en bande-X à partir de transistors AlGaN/GaN HEMT," Thèse LAAS-CNRS, no. 07238, 2007.
- [50] J. G. Tartarin, "Le bruit de fond électrique dans les composants actifs, circuits et système des hautes fréquences : des causes vers les effets," Habilitation à diriger les recherches, LAAS-CNRS, no. 09929, 2009.
- [51] G. Astre, "Fiabilité des dispositifs HEMT en technologie GaN," Thèse LAAS-CNRS, no. 00767154, 2012.
- [52] S. S. Islam, A. F. M. Anwar, and R. T. Webster, "A physics-based frequency dispersion model of GaN MESFETs," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 51, no. 6, pp. 846-853, 2004.
- [53] M. Ozeki, K. Kodama, M. Takikawa, and A. Shibatomi, "Analysis of electrical and optical properties of insulating film-GaAs interfaces using MESFET-type structures," *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. 21, no. 2, pp. 438-441, 1982.
- [54] G. Meneghesso, G. Verzellesi, R. Pierobon, F. Rampazzo, A. Chini, U. K. Mishra, C. Canali, and E. Zanoni, "Surface-related drain current dispersion effects in AlGaN-GaN HEMTs," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 51, no. 10, pp. 1554-1561, 2004.
- [55] E. Kohn, I. Daumillier, P. Schmid, N. X. Nguyen, and C. N. Nguyen, "Large signal frequency dispersion of AlGaN/GaN heterostructure field effect transistors," *Electron Lett.*, vol. 35, no. 12, pp. 1022-1024, 1999.
- [56] S.-H. Lo, C.-P. Lee, "Numerical analysis of frequency dispersion of transconductance in GaAs MESFET's," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 43, no. 2, pp. 213-219, Feb. 1996.
- [57] J. M. Golio, M. G. Miller, G. N. Maracas, and D. A. Johnson, "Frequency-dependent electrical characteristics of GaAs MESFET's," *IEEE Trans. on Electron Devices*, vol. 37, no. 5, pp. 1217-1227, 1990.

- [58] J. A. Reynoso-Hernandez, L. Escotte, R. Plana, and J. Graffeuil, "Deep level characterization in GaAs FETs by means of the frequency dispersion of the output impedance," *Electronics Letters*, vol. 31, no. 8, pp. 677-678, 1995.
- [59] A. L. McWorther, "1/f noise and related surface effects in germanium," *Lincoln Lab. Rep.*, no. 80, May 1955.
- [60] A. Van der Ziel, *Noise in solid state Devices and circuits*. New York, USA: Wiley, pp. 125-130, 1986.

Chapitre III :
Etude du bruit basse fréquence
et
haute fréquence

I. Introduction

D'après le dictionnaire IEEE, on appelle bruit tous signaux indésirables pouvant se superposer au signal utile et pouvant le masquer ou le perturber. Tout système électronique est susceptible de capter ou de générer du bruit. Le bruit capté par les systèmes peut être d'origine naturelle comme le bruit atmosphérique, d'origine artificielle comme celui généré par les systèmes électroniques environnant. Le bruit généré par les systèmes eux-mêmes est dû aux fluctuations des grandeurs physiques dans les dispositifs qui les constituent. Le bruit basse-fréquence, aussi appelé bruit en excès, est caractérisé par des grandeurs dont l'amplitude diminue avec la fréquence jusqu'à quelques dizaines de MHz. Au-delà, le bruit irréductible (bruit de diffusion ou thermique ou de grenaille) et indépendant de la fréquence (bruit blanc) prédomine jusqu'à des fréquences pouvant atteindre des centaines de GHz.

L'étude du bruit basse fréquence est un bon indicateur pour la fiabilité d'une technologie car son origine est liée aux défauts dans les matériaux. Il est également la principale cause du bruit de phase et du bruit d'amplitude observé dans les circuits non linéaires comme les oscillateurs. Les densités spectrales de ce bruit doivent donc être les plus faibles possible. Grâce à sa linéarité, l'amplificateur faible bruit (LNA) n'est pas sujet au bruit de phase ni au bruit d'amplitude. Toutefois, les sources de bruit basse fréquence peuvent impacter le facteur de bruit des dispositifs ultra large bande et avoir également un effet limitatif sur la stabilité des amplificateurs pour des applications en radiométrie. Dans le domaine des fréquences micro-ondes et millimétriques, les sources de bruit présentes dans les LNAs sont principalement des sources de bruit de diffusion et thermique. Si l'on ne peut pas s'en affranchir, il est possible, par contre, de trouver les conditions optimales qui permettent aux transistors utilisés pour la conception de ces LNAs de générer le moins de bruit possible. Ceci passe par la détermination des 4 paramètres de bruit de ces dispositifs en fonction de la géométrie et des conditions de polarisation.

Dans ce chapitre nous allons nous intéresser au bruit dans les HEMTs InAlN/AlN/GaN de différentes déclinaisons technologiques en partant de l'étude du bruit basse fréquence à l'étude du bruit haute fréquence.

II. Étude du bruit de fond basse fréquence dans les HEMTs

Le bruit de fond électrique est un processus aléatoire et spontané d'une grandeur physique ou d'une grandeur électrique dont l'amplitude ne peut être prévue. Par conséquent il ne peut être décrit par des relations dépendantes du temps mais par une étude statistique.

En considérant une grandeur $x(t)$ présentant des fluctuations aléatoires, spontanées et dont les propriétés statistiques sont indépendantes du temps (bruit stationnaire) et ergodiques (moyenne statistique = moyenne temporelle), celle-ci peut être caractérisée dans le domaine temporel par sa fonction d'autocorrélation R_x donnée par l'équation III.1 :

$$R_x(\tau) = \overline{X(t)X(t + \tau)} \quad (\text{III.1})$$

Où le symbole « $\overline{}$ » représente une moyenne temporelle de la fonction dans l'intervalle de temps τ . Cette représentation permet de déterminer la densité spectrale $S_x(f)$ qui est une représentation dans le domaine fréquentiel.

$$S_x(f) = 4 \int_0^{+\infty} R_x(\tau) \cos(2\pi f \tau) d\tau \quad (\text{III.2})$$

La densité spectrale permet de déterminer la valeur quadratique moyenne $\overline{x(t)^2}$ de la grandeur x dans une bande de fréquence $\Delta f = f_2 - f_1$. Si la densité spectrale est considérée constante dans l'intervalle Δf alors on a :

$$\overline{x(t)^2} = S_x(f) \Delta f \quad (\text{III.3})$$

Dans le cas où $\Delta f = 1$ Hz, la valeur quadratique moyenne de la grandeur x est égale à sa densité spectrale à la fréquence f ; cette densité spectrale correspond dans ce cas à la puissance de bruit dans la bande de 1 Hz. Dans le cas du bruit de fond électrique, la grandeur $x(t)$ peut être le courant $i(t)$ et on parlera de la densité spectrale de puissance de bruit en courant $S_i(f)$. Dans le cas où $x(t)$ est une tension on parlera de la densité spectrale de puissance de bruit en tension $S_v(f)$

1. Sources de bruit intrinsèques aux transistors HEMTs

Il existe deux types de sources de bruit dans un dispositif semiconducteur : des sources de bruits en excès appelées aussi sources de bruit réductibles et des sources de bruit irréductibles. Dans le cas des sources de bruit en excès on trouve le bruit de scintillation (Flicker noise en anglais) appelé aussi bruit en $1/f$, le bruit de génération recombinaison (GR), le bruit des télégraphistes (RTS – Random Telegraph Signal) ou bruit en créneaux. Dans le cas des sources de bruit irréductibles on trouve le bruit thermique, le bruit de diffusion et le bruit de grenaille.

a. Sources de bruit réductibles

Ce sont des sources réductibles c'est à dire qu'elles peuvent être réduites en améliorant la qualité des matériaux.

- **Bruit en $1/f$** : le nom vient du fait que son spectre varie en raison inverse de la fréquence. Son origine est liée aux fluctuations de la conductivité du matériau. Deux grandes théories existent sur son origine : la première développée par McWorter [1] considère que les fluctuations de la conductivité sont liées aux fluctuations du nombre de porteurs par des phénomènes de génération recombinaison distribués : *il s'agit de phénomènes en surface ou aux interfaces*. La seconde a été développée par Hooge [2], et considère que les fluctuations de la conductivité sont liées aux fluctuations de la mobilité liées aux collisions électron-phonon : *il s'agit dans ce cas d'un bruit en volume*.

Le modèle de McWhorter est basé sur la présence d'un continuum de centres de GR et sur la statistique de Boltzmann. Dans le cas des dispositifs à effet de champ la densité spectrale est donnée par l'équation suivante :

$$S_I(f) = \frac{q\mu}{L^2} \frac{n_t f_t (1-f_t)}{n * \ln\left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right) f} I * V \quad (\text{III.4})$$

Où μ est la mobilité des porteurs dans le canal, n_t est la densité des porteurs piégés, f_t est la fonction qui rend compte de l'occupation du niveau de piège par une statistique de Boltzmann, L est la longueur du canal et τ_1 et τ_2 délimitent l'intervalle des constantes de temps des pièges responsables des mécanismes de GR. I et V sont le courant et la tension du dispositif.

Le modèle de Hooge [2] permet d'exprimer le bruit en 1/f d'une grandeur X (X peut être une tension, un courant ou une conductivité) par l'équation empirique III.5 :

$$\overline{\left(\frac{\Delta X}{X}\right)^2} = C * \frac{\Delta f}{f} = \frac{\alpha_h \Delta f}{N f} \quad (\text{III.5})$$

Où α_h est le coefficient de Hooge qui prend en compte les fluctuations de la mobilité, N le nombre de porteurs et f la fréquence d'analyse. D'après Vandamme [3], dans le cas d'une résistance, l'équation précédente peut s'exprimer par la relation III.6 :

$$S_i(f) = \frac{\alpha_h q \mu V I}{f l^2} \quad (\text{III.6})$$

Où l est la longueur du barreau résistif, V la tension appliquée au barreau et I le courant le traversant. Ainsi, dans le cas des dispositifs à effet de champ en régime ohmique en prenant en compte les résistances d'accès et du canal, on a :

$$S_i(f) = \frac{\alpha_h}{f * N} I^2 \text{ (A}^2/\text{Hz)} \quad (\text{III.7})$$

Nous pouvons constater par ce modèle qu'à courant constant, ce bruit est plus élevé dans les composants de petites dimensions.

La théorie sur l'origine exacte du bruit en 1/f reste encore controversée. Plusieurs autres chercheurs [4] [5] [6] ont présenté d'autres approches pour donner une explication à ce phénomène. Mais celles-ci ne suffisent pas à expliquer les variations en 1/f observées sur plusieurs décades de fréquence. Ainsi, la question sur l'origine du bruit en 1/f reste encore ouverte à ce jour.

- **Le bruit de génération recombinaison (GR):** il est lié à la qualité cristallographique du matériau. En effet, la présence de défauts dans le matériau entraîne, par des phénomènes de capture/émission de porteurs libres, une fluctuation du nombre de porteurs. Son spectre est de type Lorentzien et sa densité spectrale en courant est donnée par l'équation suivante :

$$S_i(f) = \frac{I^2}{n^2 V} 4 n_t f_t (1 - f_t) \frac{\tau}{1 + \omega^2 \tau^2} \text{ (A}^2/\text{Hz)} \quad (\text{III.8})$$

Où n est la densité de porteurs, f_t la fonction probabiliste de Boltzmann, τ la constante de temps du piège.

- **Bruit en créneau :** ce bruit est un cas particulier du bruit de GR. Il est caractérisé par des impulsions de courant aléatoires ayant des amplitudes à plusieurs états stables et des largeurs variables. Les origines restent les mêmes que dans le cas du bruit de GR.

b. Sources de bruit irréductibles

Ces sources constituent la limite basse du niveau de bruit dans les matériaux. Celles-ci ne peuvent pas être réduites.

- **Bruit thermique** : il est lié à l'agitation thermique des porteurs dans le matériau. Dans le cas d'une résistance R, sa densité spectrale indépendante de la fréquence est exprimée dans les cas du bruit en courant et en tension par les équations III.9 et III.10 respectivement :

$$S_i = 4kT/R \quad (\text{III.9})$$

$$S_v = 4kTR \quad (\text{III.10})$$

Où k est la constante de Boltzmann et T la température du composant exprimée en Kelvin. Lorsque les fréquences d'analyse sont très élevées, le bruit thermique n'est plus considéré comme une source de bruit blanc. Il faut dans ce cas prendre en compte le temps de relaxation. Dans le cas des dispositifs bruyants ayant une partie réactive, seule la partie résistive est considérée bruyante.

- **Bruit de diffusion** : il est lié aux fluctuations de la vitesse des porteurs dans le matériau. A faible champ, ce bruit est équivalent au bruit thermique tant que la mobilité obéit à la loi d'Einstein :

$$\frac{D_0}{\mu_0} = \frac{kT}{q} \quad (\text{III.11})$$

Où D_0 et μ_0 sont la constante de diffusion et la mobilité des porteurs à faible champ électrique E. Dans ces conditions, la densité spectrale du bruit en courant est exprimée de la même manière que dans le cas du bruit thermique.

Lorsque le champ E est élevé, le matériau n'est plus considéré à l'équilibre thermodynamique, la mobilité et la constante de diffusion dépendent de E. La densité spectrale du bruit en courant dans ces conditions devient :

$$S_i(f, E) = 4kT_B(E)Re(Y(E)) \quad (\text{III.12})$$

Où T_B est la température de bruit de l'échantillon, $Y(E)$ est l'admittance du matériau.

- **Bruit de grenaille** : aussi appelé Shot noise en anglais du fait du nom de Walter Schottky qui l'a mis en évidence. Dans le semiconducteur, ce bruit est généré lors du passage des porteurs à travers une barrière de potentiel. En considérant que tous les porteurs injectés arrivent à l'autre borne, la densité spectrale du bruit en courant peut s'exprimer par l'équation III.13

$$S_i = 4kTRe(Y) - 2qI \quad (\text{III.13})$$

Où Y est l'admittance de la jonction et I le courant traversant la jonction.

Lorsque les interactions sont prises en compte, le bruit de grenaille n'est plus un bruit blanc. Il faut dans ce cas prendre en compte le temps de transit τ_t inter-électrode si celui-ci est non négligeable devant la constante de temps de relaxation du matériau. La densité spectrale est alors donnée par l'équation III.14.

$$S_i(f) = 2qI \frac{\sin^2(\frac{\omega\tau_t}{2})}{(\frac{\omega\tau_t}{2})^2} \quad (\text{III.14})$$

c. Représentation du bruit dans un quadripôle

Un dispositif actif bruyant peut être représenté par un quadripôle actif non bruyant ayant en entrée et en sortie des sources de bruit en courant I_1 et I_2 (représentation parallèle) respectivement. Dans le cas des dispositifs HEMTs, les sources de bruit en courant I_1 et I_2 représentent les bruits en courant mesurables sur la grille et sur le drain respectivement. La figure III.1 représente le schéma équivalent qui illustre cette approche.

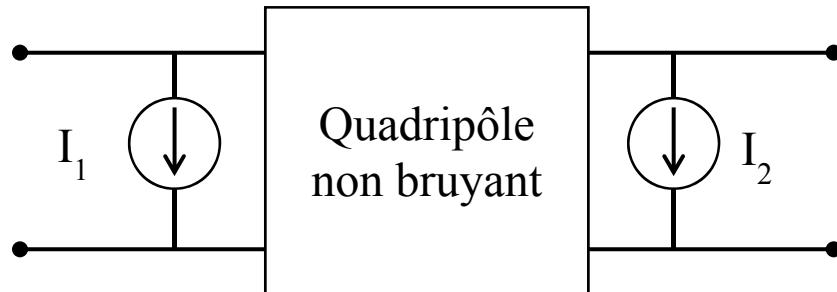


Figure III.1: Représentation d'un quadripôle bruyant.

Les deux sources de bruit peuvent être dépendantes, et on définit le coefficient de corrélation C pour prendre en compte cette dépendance.

$$C = \frac{S_{I_1 I_2}^*}{\sqrt{S_{I_1} S_{I_2}}} \quad (\text{III.15})$$

Où $S_{I_1 I_2}^*$ représente le spectre croisé, S_{I_1} et S_{I_2} les densités spectrales de bruit en courant en entrée et en sortie.

La mesure du bruit côté drain (quand l'entrée est court-circuitée) prend en compte toutes les sources de bruit entre le drain et la source. Les fluctuations de courant sont associées au transport des porteurs du gaz 2D donc au canal et aussi aux états de surface. Par contre le bruit mesurable sur la grille (quand la sortie est court-circuitée) peut être associé à la modulation de la hauteur de barrière du contact Schottky [7] [8] due à la présence de défauts dans la couche barrière ou à l'interface. Selon Kleinpenning [9], le bruit en 1/f côté grille est dû aux fluctuations de la mobilité et du coefficient de diffusion dans la zone de charge d'espace sous la grille. On peut aussi avoir l'impact des phénomènes de piégeage/dépiégeage conduisant ainsi au bruit de GR ou de RTS.

2. Banc de mesure de bruit BF

Le banc de mesure présenté ici (cf. figure III.2) permet de mesurer directement les sources de bruit S_{I_1} et S_{I_2} par l'intermédiaire d'un amplificateur transimpédance (TIA-Trans Impédance Amplifier) pour la mesure de S_{I_1} et d'un amplificateur en tension (VA-Voltage amplifier) pour la mesure de S_{I_2} [10]. Le choix d'utiliser un VA pour la mesure du bruit en sortie réside dans la limitation du courant en entrée du TIA. Cette limitation ne permet pas d'effectuer une mesure précise du bruit en sortie du dispositif. Les mesures de tension de bruit en sortie des amplificateurs sont faites sur un analyseur de spectre FFT (*hp 89410A*). Un oscilloscope est aussi connecté en sortie des amplificateurs afin de visualiser le bruit dans le domaine temporel.

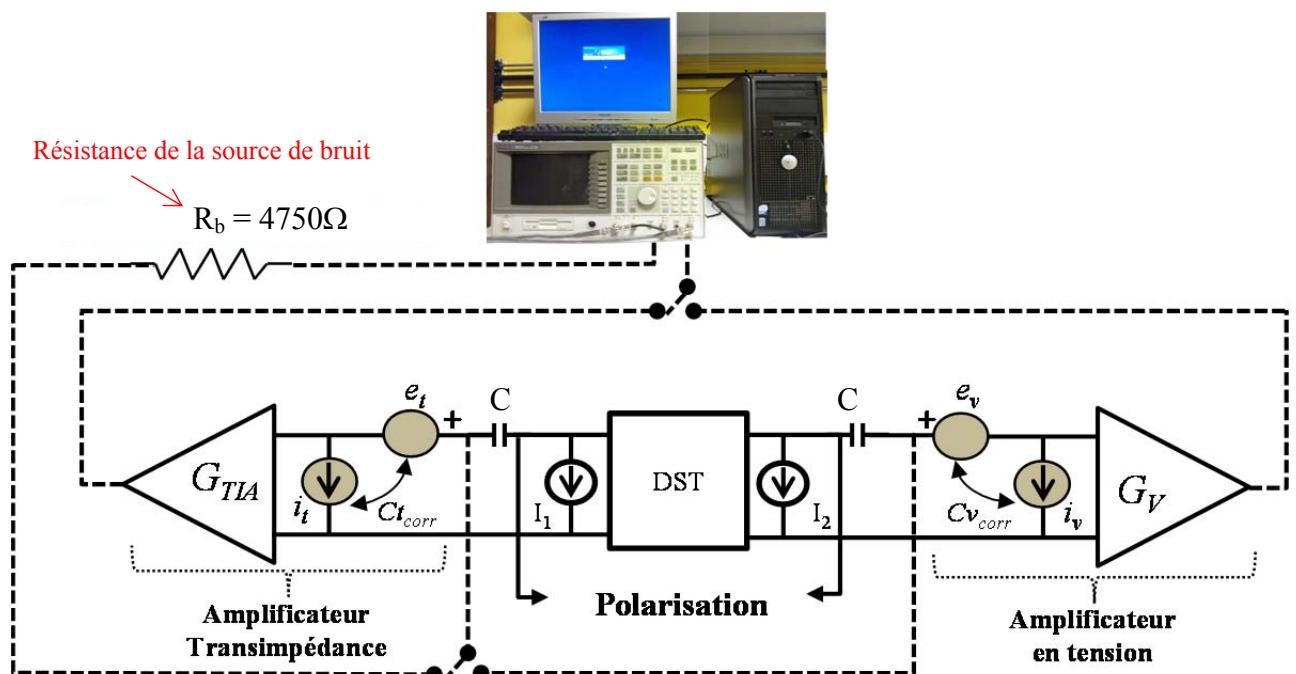


Figure III.2: Banc simplifié de mesure de bruit basse fréquence.

a. Calibrage du banc pour la mesure de S_{I_1} avec un TIA

Dans le cas des TIAs, leur faible impédance d'entrée exige une impédance élevée du dispositif à mesurer afin que le bruit en tension du TIA soit négligé. Ceci correspond à la mesure du bruit sur la grille des dispositifs HEMTs. Avant toute mesure, le calibrage du banc est nécessaire afin d'en déduire la contribution en bruit du banc pour l'extraction exacte du bruit des dispositifs. Cela passe par la mesure du bruit des amplificateurs.

Le TIA convertit le courant à son entrée en tension à sa sortie. Ainsi, il est nécessaire de s'assurer de la faible valeur de l'impédance d'entrée du TIA afin que celle-ci court-circuite l'impédance du dispositif à son entrée. Le TIA que nous avons utilisé dispose de plusieurs calibres d'amplification qui conduisent chacun à une impédance d'entrée différente et à un

gain différent, donc à un niveau de bruit du TIA différent. La figure III.3 présente les différents gains du TIA pour les différents calibres en fonction de la fréquence.

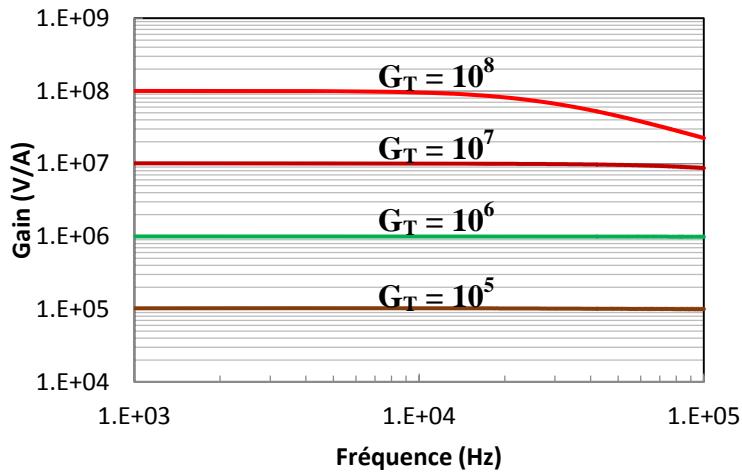


Figure III.3: différents gains de l'amplificateur Transimpédance.

Nous pouvons constater sur cette figure que plus le calibre augmente plus le gain diminue aux fréquences élevées. Cela a pour conséquence une augmentation du niveau de bruit en courant du TIA dans la même gamme de fréquence (cf. figure III.4). Le niveau de bruit du TIA doit être le plus faible possible afin d'augmenter la sensibilité du banc pour la mesure des niveaux de bruit faibles des dispositifs. La figure III.4 présente les différentes sources de bruit en courant du TIA mesurées avec un circuit ouvert en entrée

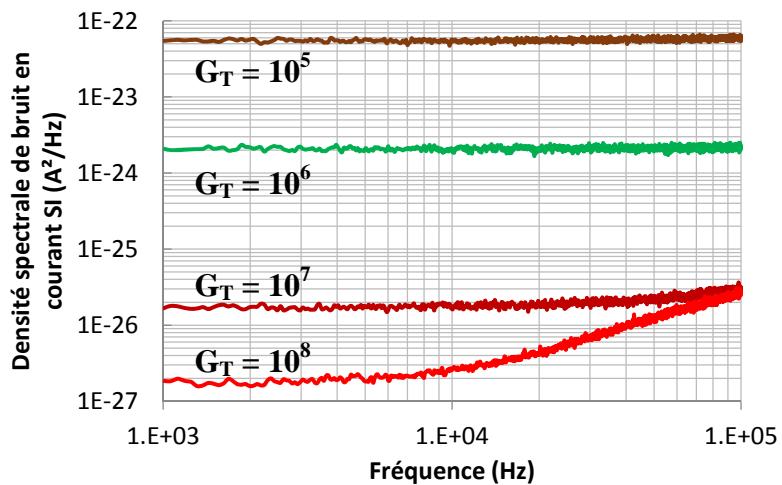


Figure III.4: Densité spectrale de bruit en courant pour différents calibres de l'amplificateur transimpédance.

Grâce aux figures III.3 et III.4 nous pouvons déduire que le meilleur calibre pour la mesure du bruit qui nécessite un gain élevé et constant ainsi qu'un niveau de bruit faible du TIA sur toute la bande de fréquence de mesure est le calibre 10^6 car il offre le meilleur compromis : nos mesures de bruit BF seront donc effectuées sur ce calibre.

L'impédance d'entrée du TIA doit être la plus faible possible sur toute la gamme de fréquence de mesure afin que celle-ci puisse court-circuiter les impédances des dispositifs à mesurer. La figure III.5 présente l'impédance d'entrée du TIA mesurée sur les calibres 10^5 , 10^6 et 10^7 .

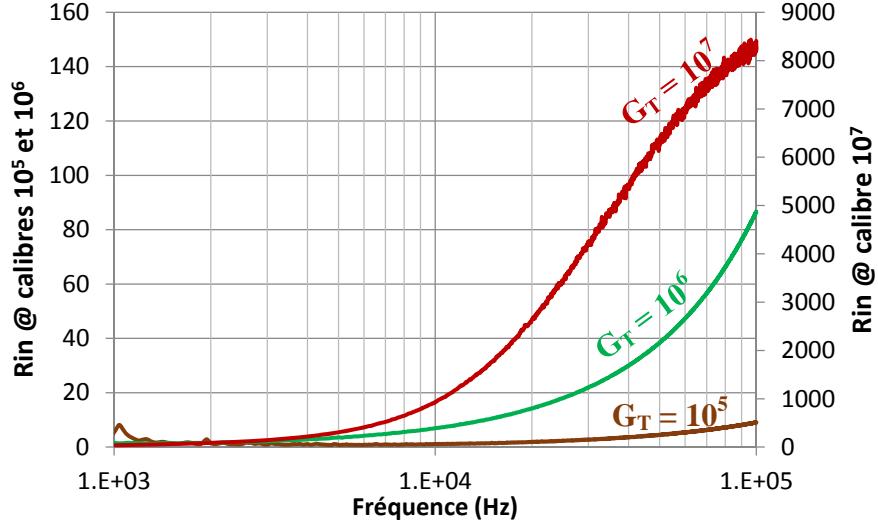


Figure III.5: Impédances d'entrée de l'amplificateur Transimpédance pour différents calibres : 10^5 , 10^6 et 10^7 .

Nous pouvons constater sur cette figure que sur toute la bande de fréquence de mesure, l'impédance d'entrée du TIA peut être considérée négligeable face celles des dispositifs que nous allons étudier.

Dans le cas des TIA, seule la source de bruit en courant est souvent spécifiée par les constructeurs grâce à la propriété du TIA de court-circuiter les sources de bruit en tension à son entrée. Comme tout quadripôle, les TIA disposent aussi d'une source de bruit en tension corrélée à la source de bruit en courant. Celle-ci doit être extraite ainsi que la corrélation avec la source de bruit en courant pour la précision du calibrage. La figure III.6 présente une représentation chaîne du TIA avec les sources de bruit ramenées en entrée en présence d'une résistance R en entrée. C'est un montage qui permet d'extraire les différentes sources de bruit du TIA. Il faut noter qu'on peut extraire par la mesure directe, la source de bruit en courant i_t contrairement à la source de bruit en tension e_t et leur corrélation C_{corr} .

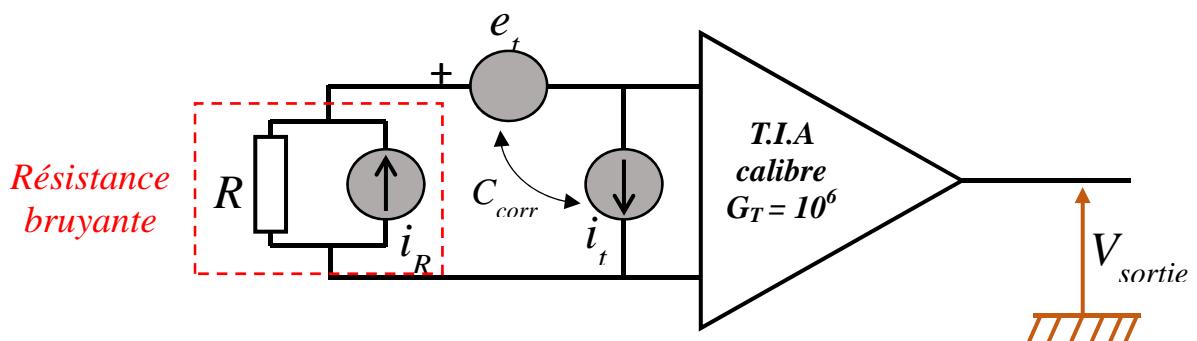


Figure III.6: représentation chaîne d'un amplificateur avec une résistance bruyante en entrée.

La mesure de i_t se fait en présentant un circuit-ouvert en entrée. En présentant par la suite un jeu de résistances en entrée on peut extraire e_t et C_{coor} grâce à l'équation III.16.

$$\overline{V_{sortie}^2} = G_T^2 \left(\overline{i_R^2} + \overline{i_t^2} + \frac{\overline{e_t^2}}{R^2} + \frac{2*Re\{\overline{e_t i_t^*}\}}{R} \right) \quad (\text{III.16})$$

Connaissant les différentes valeurs de R, on peut aussi écrire :

$$\overline{i_R^2} = \frac{4kT}{R} = \frac{\overline{V_{sortie}^2}}{G_T^2} - \left(\overline{i_t^2} + \frac{\overline{e_t^2}}{R^2} + \frac{2*Re\{\overline{e_t i_t^*}\}}{R} \right) \quad (\text{III.17})$$

En présentant plusieurs résistances de valeurs différentes en entrée du TIA on peut ainsi résoudre un système d'équations pour extraire e_t et $Re\{\overline{e_t i_t^*}\}$, sachant que le meilleur couple (e_t ; $Re\{\overline{e_t i_t^*}\}$) est celui qui permet de retrouver le bruit théorique de la résistance R. Nous avons pour cela présenté un C.O pour la mesure de i_t et des résistances de 500Ω , 1000Ω , 2000Ω et 4990Ω pour un gain $G_T = 10^6$ V/A. La figure III.7 présente le bruit thermique mesuré des différentes résistances comparé à celui du TIA mesuré en C.O.

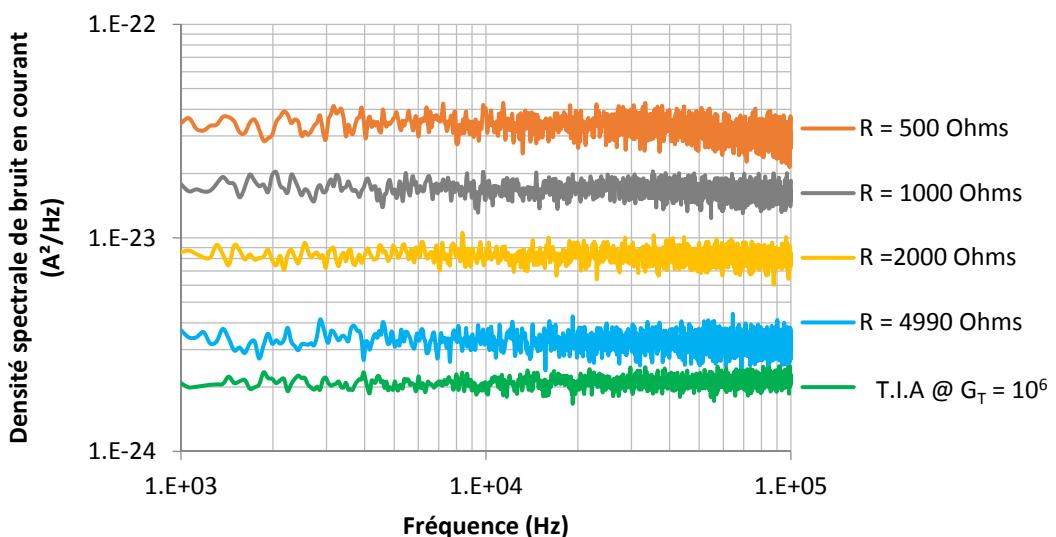


Figure III.7: Densités spectrales de bruit en courant de différentes résistances pour un calibrage de l'amplificateur transimpédance $G_T = 10^6$.

Plus la valeur de R est élevée plus le bruit thermique de R se rapproche de celui du TIA qui est $S_{i_t} = \overline{i_t^2} = 2.10^{-24} \text{ A}^2/\text{Hz}$. Nous avons pu extraire des valeurs de $\overline{e_t^2}$ de $9,4.10^{-18} \text{ V}^2/\text{Hz}$ et de $Re\{\overline{e_t i_t^*}\}$ de $1,13.10^{-23} \text{ V.A}/\text{Hz}$. Ces valeurs ont permis de retrouver les valeurs des résistances qui ont été utilisées pour la mesure du bruit. La figure III.8 présente les différentes résistances extraites comparées à leurs valeurs théoriques.

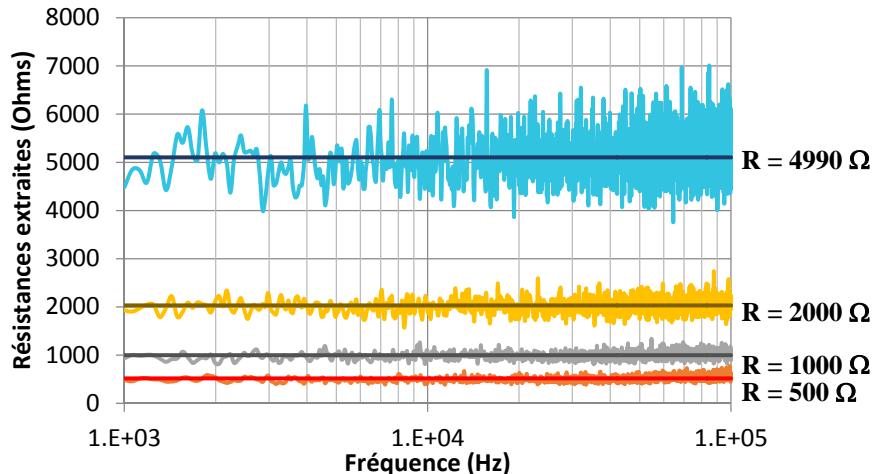


Figure III.8: Différentes résistances extraites à partir de la mesure de bruit basse fréquence.

Nous pouvons constater que les valeurs de R extraites sont très proches des valeurs théoriques avec une erreur inférieure à 3,5% pour la résistance de 500Ω . Pour les autres résistances nous avons obtenu une erreur d'extraction inférieure à 2,5%. Comparé aux valeurs élevées des résistances, ce pourcentage d'erreur est acceptable.

b. Calibrage du banc pour la mesure de S_{I_2} avec un VA

L'amplificateur en tension que nous avons utilisé présente un seul gain qui est de 10^3 . La source de bruit en courant de cet amplificateur est négligeable et donc la corrélation avec la source de bruit en tension aussi. Ces paramètres ne seront donc pas extraits. Le schéma du montage correspond à celui présenté sur la figure III.6. Dans le cas de l'amplificateur en tension les indices t sont remplacés par les indices v . Par exemple, e_t du TIA devient e_v pour l'amplificateur en tension. Contrairement au TIA, dans le cas de l'amplificateur en tension, l'extraction du bruit en tension $\overline{e_v^2} = Se_v$ (Se_v est la densité spectrale du bruit en tension de l'amplificateur) se fait en présentant un court-circuit (C.C) à son entrée. Le bruit en tension de l'amplificateur que nous avons mesuré est de $3,6 \cdot 10^{-19} \text{ V}^2/\text{Hz}$. La figure III.9 présente le gain et le bruit mesurés de l'amplificateur en tension.

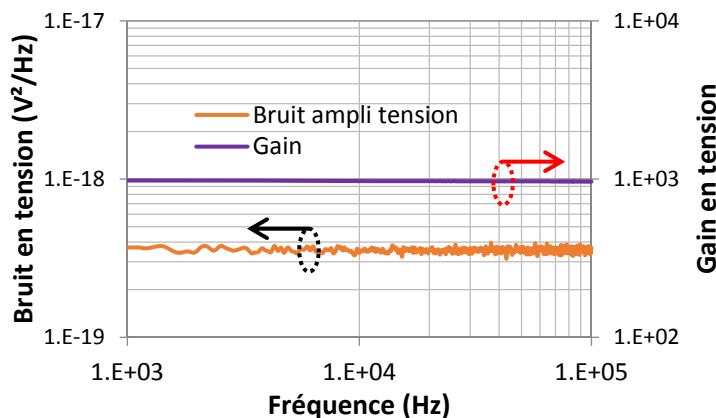


Figure III.9: Densité spectrale de bruit en tension et gain de l'amplificateur en tension.

c. Schéma équivalent pour l'extraction du bruit d'un dispositif sous test (DST)

La figure III.10 présente le schéma équivalent permettant l'extraction du bruit du DST en présence de la résistance R_p de la boîte de polarisation dont il ne faut pas négliger la contribution en bruit. Sur cette figure G est le gain de l'amplificateur : il correspond à G_v dans le cas de l'amplificateur en tension et à G_T dans le cas de l'amplificateur transimpédance.

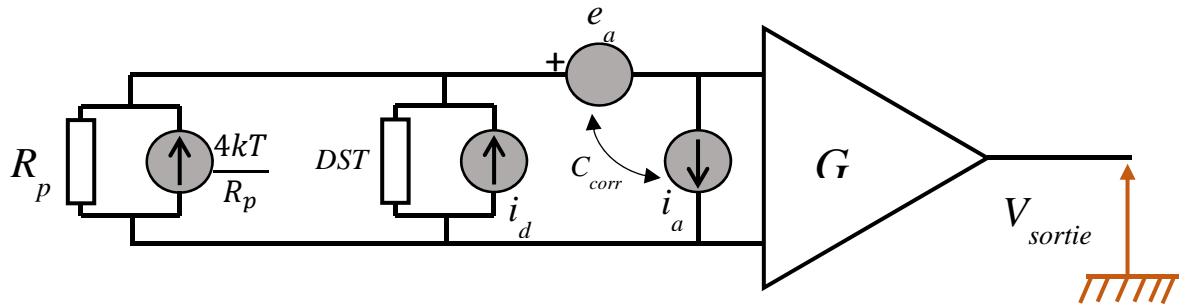


Figure III.10: Schéma équivalent simplifié pour l'extraction du bruit d'un DST.

- Dans le cas du TIA on a :

$$\overline{i_d^2} = \frac{\overline{V_{sortie}^2}}{G_T^2} - \overline{i_a^2} - \frac{\overline{e_a^2}}{R'^2} - \frac{2 * Re\{\overline{e_t i_t^*}\}}{R'} - \frac{4kT}{R_p} \quad (\text{III.18})$$

R' est la résistance équivalente du système à l'entrée du TIA.

- Dans le cas de l'amplificateur en tension et en négligeant i_a on a :

$$\overline{i_d^2} = \frac{\overline{V_{sortie}^2}}{G_v^2 R_b^2} - \frac{\overline{e_a^2}}{R'^2} - \frac{4kT}{R_p} \quad (\text{III.19})$$

$R_b = 4.75 \text{ k}\Omega$ est la résistance en série avec la source de bruit de l'analyseur FFT (cf. figure III.2) qui permet de transformer la source de tension délivrée par l'analyseur FFT en source de bruit en courant.

3. Caractérisation en bruit BF des HEMTs InAlN/GaN

a. Mesure du bruit sur la grille : S_{I_G}

Nous avons étudié deux filières technologiques, il s'agit de la plaque TS500 à faible dopage en carbone et de la plaque AEC1893 (MOSHEMT) : ces deux lots de composants diffèrent par le taux d'Indium, la hauteur de la couche InAlN et le type de passivation (et de fait par la densité n_i de porteurs dans le canal). Ces deux lots ont également été réalisés sur des bâts d'épitaxie différents (avec des tailles de plaquettes différentes). Les mesures de densités spectrales de bruit en courant sur la grille (S_{I_G}) ont été effectuées en mode diode

entre 1 Hz et 100 kHz en maintenant le drain en circuit ouvert. La contribution en bruit du système de mesure est prise en compte afin de déterminer le bruit propre des dispositifs. Toutes les mesures ont été réalisées lorsque le courant de grille est stabilisé afin qu'il n'y ait pas de variations brusques sur les densités spectrales de bruit mesurées.

La figure III.11 présente la densité spectrale de bruit en courant mesurée sur la grille et pour un composant TS500 en fonction de la fréquence pour plusieurs valeurs de V_{GS} .

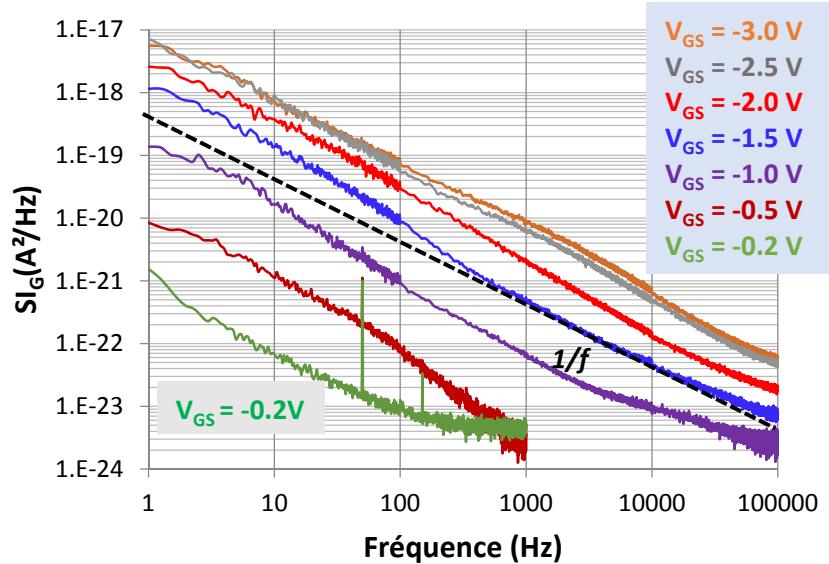


Figure III.11: Spectre de la densité spectrale du bruit en courant de la grille (composant TS500) le drain est maintenu en circuit ouvert.

Le spectre du bruit en courant de grille montre que celui-ci est composé de plusieurs centres de GR (de 1 à 9 centres) et d'une composante en $1/f$ faiblement marquée et apparaissant essentiellement en dessous de 100 Hz pour les tensions de grille inférieures à -1V (ou lorsque $V_R = |V_{GS}|$ augmente). Le comportement en $1/f$ relevé près des conditions en canal ouvert sont une manifestation de continuum de GR (jusqu'à environ 200 Hz). Nous remarquons que le bruit augmente avec la tension de grille inverse V_R : en effet l'augmentation du bruit sur la grille est liée à l'augmentation du courant de grille I_G si l'on s'en tient à la théorie générale liée à une contribution en $1/f$. Lorsque la tension inverse se rapproche de la valeur de la tension de seuil de ces dispositifs ($V_{th} = -3V$), nous constatons que le bruit présente de faibles augmentations. Ce phénomène a également été observé sur les composants de la plaque AEC1893. De plus, lorsque la valeur de la tension inverse devient supérieure à celle de la tension de pincement, nous avons observé une diminution du niveau de bruit avec l'augmentation de la tension inverse pour les composants AEC1893 (cf. figure III.12) : cela est probablement la manifestation d'un autre mécanisme de conduction lié à la saturation du courant de grille en inverse, qui est une conséquence de nombreux centres de GR qui bougent en amplitude et en phase avec la polarisation appliquée sur la grille. Aucune explication satisfaisante ne peut être avancée en l'état actuel (de par la complexité du modèle mis en jeu : des mesures supplémentaires seraient nécessaires, et incompatibles avec l'avancement du projet principal). Ces résultats peuvent être corrélés à ceux issus de la caractérisation fréquentielle en C-V (AEC1893) durant laquelle une modification du modèle électrique a été relevée de part et d'autre de cette tension de pincement (cf. chapitre II.V.3.a).

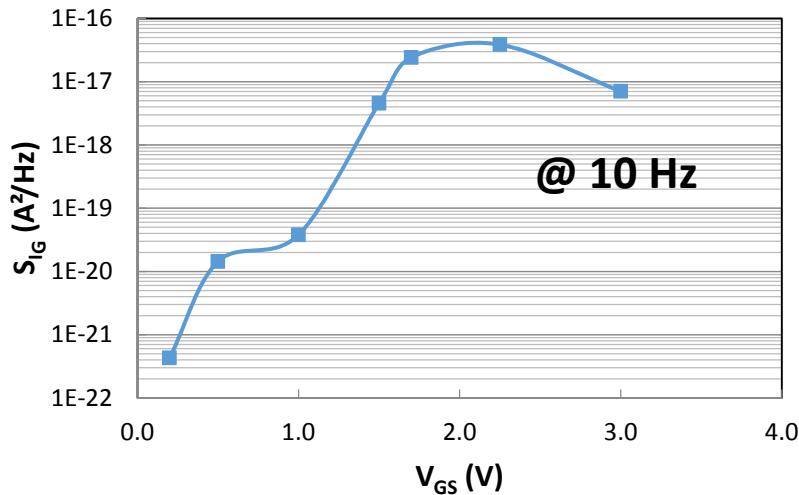


Figure III.12: Densité spectrale de bruit en courant de grille en fonction de V_{GS} à 10 Hz avec le drain en circuit ouvert. Composant AEC1893

Ceci appuierait l'hypothèse précédente de mécanismes de conduction différents, aboutissant à l'inversion remarquée sur la croissance et décroissance de S_{I_G} à partir de V_{th} . La diminution de S_{I_G} lorsque V_R augmente (et lorsque I_G augmente) au-delà du potentiel de pincement est avéré pour un ensemble significatif de composants de la plaque AEC1893. Nous pouvons avancer le fait que, étant donné qu'il ne s'agit pas des variations de la composante en 1/f, mais plutôt de celles des centres de GR qui fluctuent et en amplitude et en fréquence avec la polarisation, ceci est une manifestation de la signature des pièges relativement à la polarisation appliquée (les conditions thermiques étant isothermes sur la grille, en polarisation diode). Le courant I_G étant stabilisé après plusieurs dizaines de minutes, nous apprécions sur le spectre S_{I_G} les manifestations de quelques uns des pièges qui reflètent le caractère variable dans le temps des pièges mis en jeu (pièges rapide-moyens-lents entre 10 μ s et 1s).

Ce phénomène d'inversion de S_{I_G} de part et d'autre de V_{th} peut être une traduction de la forte dépendance du courant de grille et du bruit mesuré aux porteurs du gaz 2D. Lorsque la tension inverse augmente, le 'canal' exploité en mode transistor devient de plus en plus en déplétion et le nombre de porteurs du gaz 2D diminue. Par conséquent le niveau de bruit mesuré sur la grille tend à saturer. Ce phénomène a également été observé par Tartarin *et al.* [11] mais n'est pas un phénomène courant dans les dispositifs à base de GaN [12] [13] où le niveau de bruit continue d'augmenter avec la tension inverse. Cette hypothèse tend à distinguer deux mécanismes dans les participations au bruit, en plus de la contribution 1/f faiblement marquée : une conduction des porteurs issus de la grille et rejoignant le canal lorsque la polarisation est entre V_{th} et 0V, et une conduction à l'interface ou au dessus du 2DEG lorsque la polarisation est inférieure à V_{th} (soit $V_R > |V_{th}|$). Cette manifestation des mécanismes de bruit est également décelable sur la modélisation du courant de grille en inverse, où des centres de GR sont marqués aux alentours de V_{th} ('bosse' qui traduit des phénomènes de relaxation de charges de type e^- pour des temps d'intégration de mesure faible ou moyen en 'statique').

En traçant la densité spectrale du bruit en courant de grille en fonction du courant I_{GS} en échelle logarithmique (composant TS500), nous avons constaté que celle-ci présente deux comportements linéaires et donc 2 pentes (cf. figure III.13). La première pente de valeur 3.3

est associée aux courants I_{GS} correspondant aux tensions V_R comprises entre 0.2 et 1.5 V. Par conséquent le bruit en courant de grille est proportionnel à I_{GS}^α avec $\alpha = 3.3$, ce qui n'est pas souvent observé dans le cas des dispositifs HEMTs à base de GaN. Il est important de préciser que cette analyse est généralement réalisée sur des spectres pour lesquels la contribution en 1/f peut être extraite, et traitée. Ici, nous remarquons que selon la fréquence à laquelle nous traçons ces données $S_{IG}(I_{GS})$ (normalisées par la fréquence pour mieux comparer les tendances à 10Hz, 1kHz et 100kHz), si la tendance générale est conservée, le profil des pentes diffère pour les trois fréquences : à la fréquence de 10Hz, le centre de GR ne bougeant pas en fréquence de coupure (cf. figure III.11), nous pouvons suivre la dépendance de son amplitude au courant de grille. Pour les autres fréquences (1kHz et 100kHz), la fréquence de coupure des GR évoluant selon V_{GS} (donc I_{GS}), l'amplitude en est affectée même si elle conserve une tendance proche de celle observée à 10Hz. Ceci traduit bien le fait que ces variations de la loi en courant reflètent l'évolution des centres de GR avec la polarisation (en condition isotherme). Si la fréquence de coupure du centre de GR ne dépend pas de la tension de grille, une relation linéaire peut être extraite (@ 10Hz par exemple). Si la fréquence de coupure du centre de GR évolue avec la tension V_{GS} (@ 1kHz et @100kHz, figure III.13), cette loi linéaire n'est plus rigoureusement valable. De plus, comme l'atteste la figure III.13 relevée à 10Hz, la valeur α de la tendance linéaire $S_{IG}(I_{GS})$ est probablement liée à la nature du courant de grille qui diffère selon la zone de polarisation V_{GS} en question : la deuxième pente ($\alpha = 1.5$) est associée aux courants de grille correspondant à $V_R > 1.5$. Cette valeur de α est proche de celles obtenues par Tartarin *et al.* [11] dans le cas des HEMTs AlGaN/GaN. Les valeurs de $\alpha = 3.3$ à plus faibles valeurs V_R (courants $I_{GS} < 20$ nA) seraient liées à une nature différente du courant de fuite (cf. chapitre 2) (même constat pour certaines plages de polarisation à 1kHz et 100kHz).

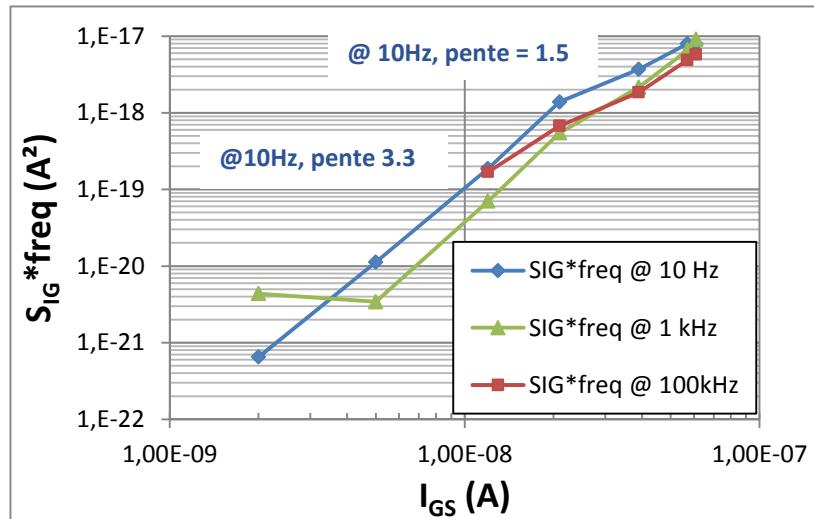


Figure III.13: Densité spectrale de bruit en courant de grille tracée en fonction du courant de grille : composant TS500 ($S_{IG} \cdot freq @ 10\text{Hz}, 1\text{kHz}, 100\text{kHz}$)

A l'image des caractéristiques en bruit présentées à la figure III.11, les composants que nous avons étudiés en S_{IG} présentent des spectres évoluant en $1/f^\gamma$ comme cela a été observé dans les composants MESFETs GaAs [14], et de plusieurs centres de GR distribués sur

plusieurs décades de fréquences. Les valeurs de γ varient de 1 à 1.4 en fonction de la polarisation et sont proches de celles qu'on trouve dans la littérature, et des centres de GR viennent se superposer à cette contribution $1/f^\gamma$. La distribution des centres de GR conduit pour certains points de polarisation à un bruit évoluant en $1/f$ ce qui correspond à la théorie de McWhorter [1]. Afin de comprendre les mécanismes intervenant sur le bruit côté grille, nous avons modélisé la densité spectrale du bruit en courant sur la grille. Le résultat de cette modélisation est présenté au paragraphe II.4 de ce chapitre.

b. Mesure du bruit sur le drain : S_{I_D}

Dans le cas des mesures de bruit sur le drain, nous avons mesuré un composant TS500 en faisant varier la tension V_{DS} et en maintenant la tension V_{GS} à -2 V. La figure III.14 présente la densité spectrale de bruit en courant sur le drain normalisée par rapport au courant de drain I_D .

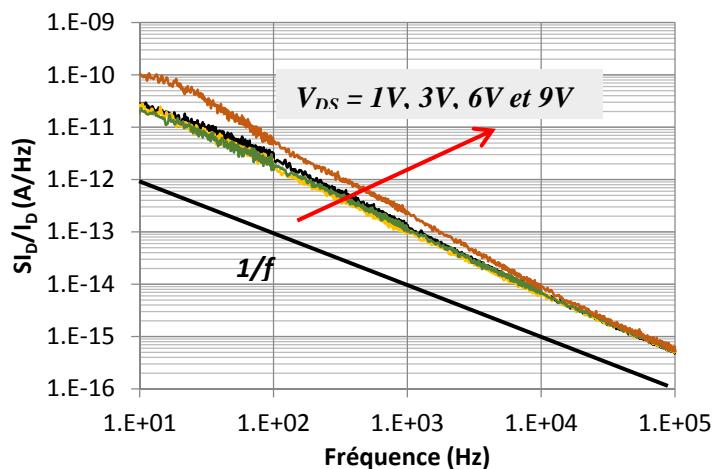


Figure III.14: Densité spectrale du bruit en courant normalisée par rapport au courant de drain à $V_{GS} = -2$ V.

Nous constatons qu'à faible champ ($V_{DS} \leq 6\text{V}$) les spectres sont superposés ce qui traduit le fait que le bruit en courant de drain est proportionnel au courant I_D contrairement à $V_{DS} = 9\text{V}$ où le spectre présente plusieurs centres de GR en dessous de 10 kHz. La présence des centres de GR qui sont plus marqués à $V_{DS} = 9\text{V}$ peut être due à l'activation de centre de génération/recombinaison sous l'effet du champ électrique dans la zone grille-drain ou à l'auto-échauffement du composant qui augmente avec la tension V_{DS} . Par conséquent, avec l'auto-échauffement, les phénomènes de capture/émission de porteurs, dont les constantes de temps diminuent avec l'augmentation de la température, deviennent prépondérants. Ces centres de GR sont basses fréquences (en dessous de 10kHz) et pourraient être responsables de l'effet Kink observé sur les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ au chapitre 2 de ce manuscrit, tout comme des variations des caractéristiques de sortie observées pour différents temps d'intégration de l'appareil de mesure (court-moyen-long). En effet, lors de nos mesures de bruit BF, les polarisations sont stabilisées après plusieurs dizaines de minutes, tandis que les temps d'intégration des mesures 'DC statiques' correspondent à une valeur dans le domaine spectral allant d'environ 3 Hz (mesure longue) à 10kHz (mesure courte) : les mesures de bruit BF mettent bien en évidence l'impact des conditions de mesure dites 'statiques' sur le tracé

des caractéristiques I-V de sortie du transistor. De plus, pour ces composants, les caractéristiques cumulées et identiques vers les hautes fréquences du spectre tendent à prouver qu'il n'y a pas de manifestation de GR au-delà de 10kHz. La mesure statique sur un temps d'intégration court n'évoluera pas lorsque ce temps d'intégration diminuera (les porteurs piégés ne seront pas libérés comme c'est le cas en configuration 'moyenne' ou 'longue'). Ces centres de GR peuvent aussi être responsables des effets de retard sur ces composants ('drain lag' comme sur la figure III.14 ou 'gate lag' selon les conditions de polarisation). De plus, l'effet 'Kink' n'étant plus visible en condition de mesure 'DC longue' (i.e. temps d'acquisition de 320ms), nous pouvons le relier à des centres de GR dont la fréquence de coupure est comprise entre 3Hz et 10kHz. Aux fréquences supérieures à 10 kHz, le bruit en 1/f peut être extrait, et la superposition des valeurs normalisées S_{I_D}/I_D traduit le fait que pour ces fréquences le bruit en courant de drain varie linéairement avec le courant I_D , et ne dépend pas de la tension V_{DS} (donc de l'extension de la zone de charge espace entre grille et drain). Il pourrait alors s'agir de sources de bruit localisées dans la zone non polarisée entre grille et drain. La question du bruit en 1/f reste encore ouverte (localisation à vérifier sous d'autres conditions de polarisation [15]), et il est par conséquent difficile d'interpréter avec exactitude les mécanismes intervenant au-delà de 10 kHz.

Une étude du bruit côté drain en maintenant la tension drain-source à 6 V et en faisant varier la tension de grille a également été effectuée. Lors de la mesure du bruit côté drain, la source de bruit côté grille est court-circuitée par une capacité intégrée au banc de mesure. Par ailleurs, le niveau de bruit sur la grille est faible comparé au niveau de bruit mesuré côté drain. Cela permet d'exclure toute contribution du bruit de la grille sur le bruit mesuré côté drain. Par conséquent, cette diminution du niveau de bruit lorsque le courant de drain augmente est liée à la seule contribution des porteurs circulant entre drain et source. Sur la figure III.15, nous observons une variation de S_{I_D}/I_D avec des spectres qui présentent une certaine translation en fonction de V_R .

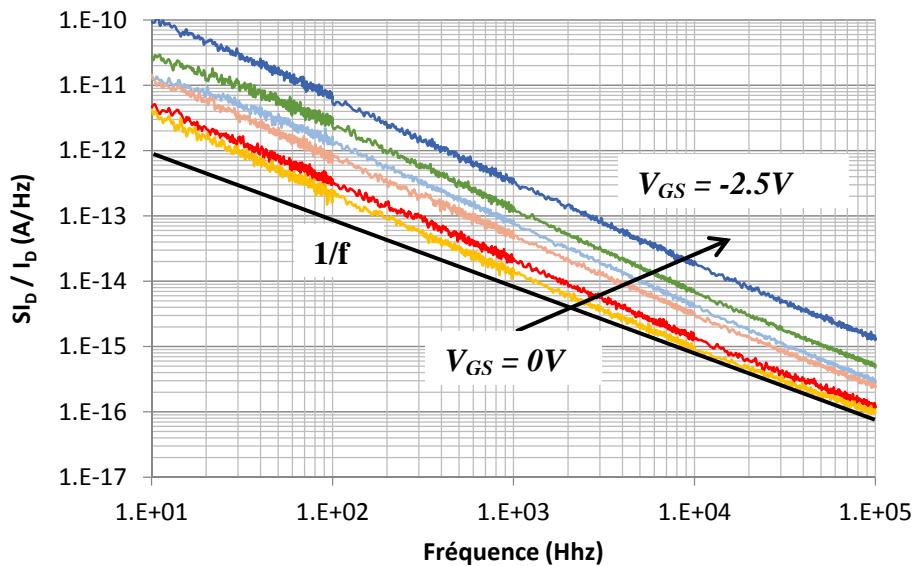


Figure III.15: Densité spectrale de bruit en courant normalisée par rapport à I_D à $V_{DS} = 6$ V et V_{GS} variable par pas de - 0.5V. Composant TS500.

La variation des spectres relevée à 1kHz montre une variation linéaire de S_{I_D}/I_D , (figure III.16), tandis que la variation de S_{I_D} présente un maximum : l'augmentation du niveau de bruit S_{I_D} lorsque le courant de drain augmente, autrement dit lorsque la tension V_R diminue, est un phénomène classique. Cependant, la diminution du niveau de bruit lorsque le courant augmente au-delà de 30mA est un phénomène qui n'a pas encore été observé jusqu'ici sur des dispositifs à effet de champ, à notre connaissance. Une hypothèse qui peut être formulée concerne le profil de variation de la bande de conduction vers la couche GaN lorsque V_{GS} s'approche de 0V (phénomène accentué lorsque cette commande est positive) [16]: de fait, en situation de canal ouvert, les porteurs sont statistiquement répartis dans un volume plus important et de fait restent 'éloignés' de l'interface (polarisation proche de 0V), et les porteurs e^- sont moins sensibles aux centres de GR essentiellement localisés près de cet interface InAlN/GaN. C'est à cet interface que de nombreux centres recombinants ont été recensés lors de cette étude, tout comme sur les technologies AlGaN/GaN. Ceci explique la diminution de S_{I_D} lorsque le canal devient ouvert (diminution du rôle des centres recombinants), tandis que pour des valeurs faibles de courant près du pincement, la diminution de S_{I_D} est purement liée à la diminution du nombre de porteurs dans le canal (et de fait du bruit). De plus, sur la courbe normalisée de la figure III.16, S_{I_D}/I_D augmente de manière monotone lorsque la densité de porteur diminue, ou plutôt lorsque la bande de conduction se confine dans une zone très proche de l'interface et des pièges, ce qui est cohérent avec l'explication précédente.

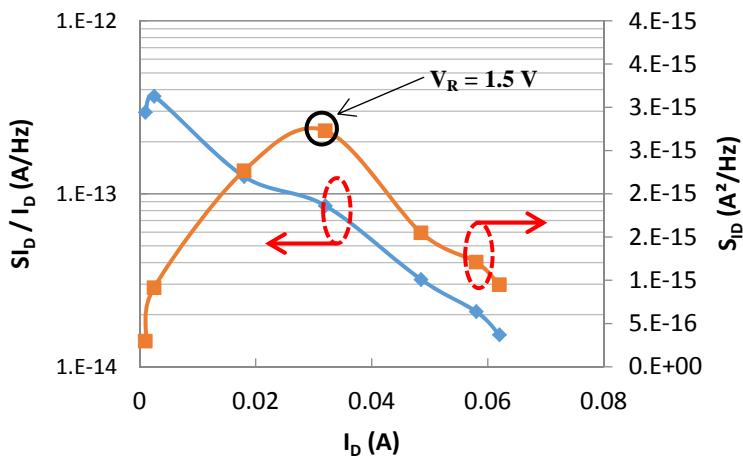


Figure III.16: Variation du bruit en courant de drain normalisé par rapport à I_D (S_{I_D}/I_D), et non normalisé en fonction du courant I_D avec V_R variant par pas de 0.5 V, pris à 1 kHz ($V_{DS}=6V$). Composant TS500.

4. Modélisation de S_{I_G}

Nous avons modélisé le bruit sur la grille en utilisant un ou plusieurs centres de GR et un continuum de constantes de temps associé à une distribution de pièges dans la structure. Le modèle analytique distribué est celui développé par Van der Ziel dans [17] dont l'équation de la densité spectrale du bruit en courant est donnée par l'équation III.20.

$$S_{ig} = \sum_{i=1}^n \frac{A_i \tau_i}{1 + (2\pi f \tau_i)^2} + \sum_{j=1}^m \frac{B_j [\operatorname{Arctg}(2\pi f \tau_{j1}) - \operatorname{Arctg}(2\pi f \tau_{j0})]}{f \ln(\tau_{j1}/\tau_{j0})} \quad (\text{III.20})$$

Où A_i et τ_i représentent l'amplitude et la constante de temps associées au $i^{i\text{ème}}$ processus de piégeage/dépiégeage, respectivement. f est la fréquence. Le premier terme de l'équation III.20 correspond aux processus discrets de GR, le deuxième terme correspond aux processus de capture/émission d'une distribution de pièges avec des constantes de temps comprises entre τ_{j0} et τ_{j1} . Le paramètre B_j représente l'amplitude du $j^{i\text{ème}}$ processus de piégeage. Le deuxième terme est utilisé pour modéliser le bruit en $1/f$ dans un intervalle de fréquences donné. Le choix d'un modèle distribué réside d'une part, dans la présence du bruit en créneau que nous avons observé sur ces composants (cf. figure III.17). Nous avons observé dans le domaine temporel, plusieurs créneaux d'amplitude et de largeurs différentes.

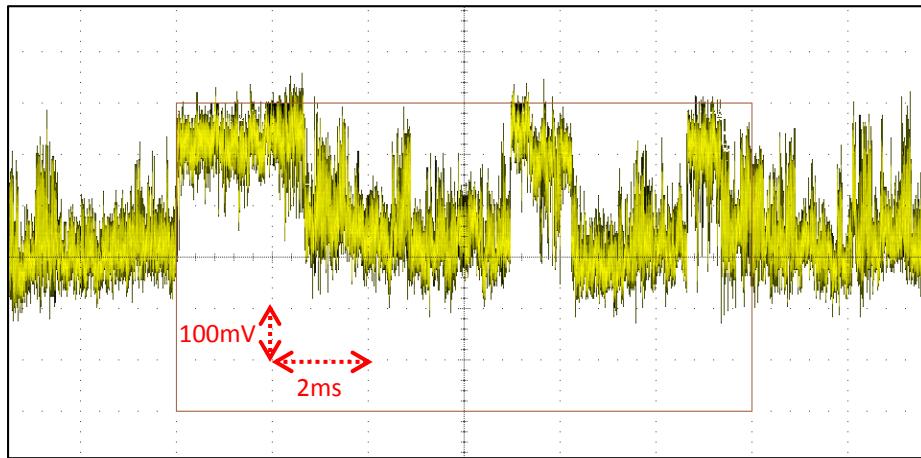


Figure III.17: Capture d'écran à l'oscilloscope mettant en œuvre le bruit en créneau d'un composant AEC1893 (bruit en tension) en mode diode ($V_{GS} = -1.7V$) mesuré avec le calibre 10^6 du TIA.

D'autre part, pour des fréquences supérieures à 10 kHz, nous avons observé une variation en $1/f$ du spectre de S_{IG} . En extrapolant cette variation vers les basses fréquences, nous constatons que le niveau de bruit extrapolé passe au-dessus du bruit mesuré entre 100 Hz et 10 kHz (cf. figure III.18) ce qui n'est pas cohérent. Ainsi, seule une distribution de centres de GR permet de modéliser correctement ce comportement.

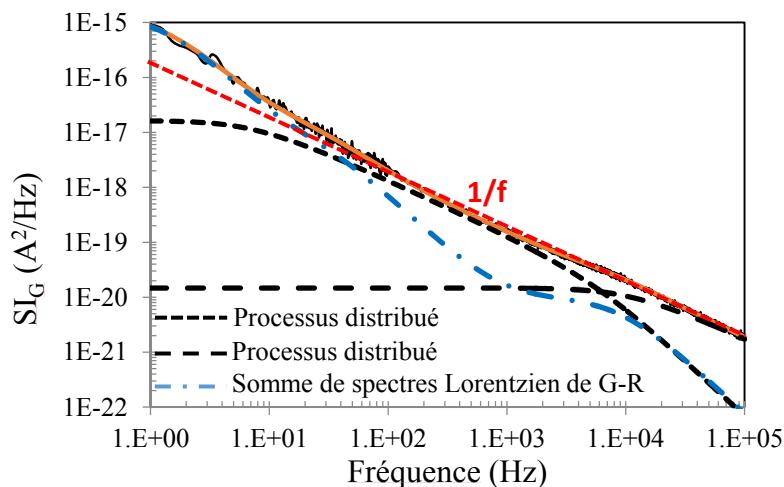


Figure III.18: Densité spectrale de bruit en courant de grille avec les différents processus servant à la modélisation

Nous avons utilisé, pour chacune des deux plaques technologiques TS500 et AEC1893, jusqu'à deux processus distribués pour modéliser le comportement en $1/f$. Tous les paramètres du modèle sont déterminés en traçant la courbe de $f \times S_{I_G}(f)$ en fonction de la fréquence comme cela est présenté sur la figure III.19 pour un composant AEC1893 à $V_{GS} = -1$ V.

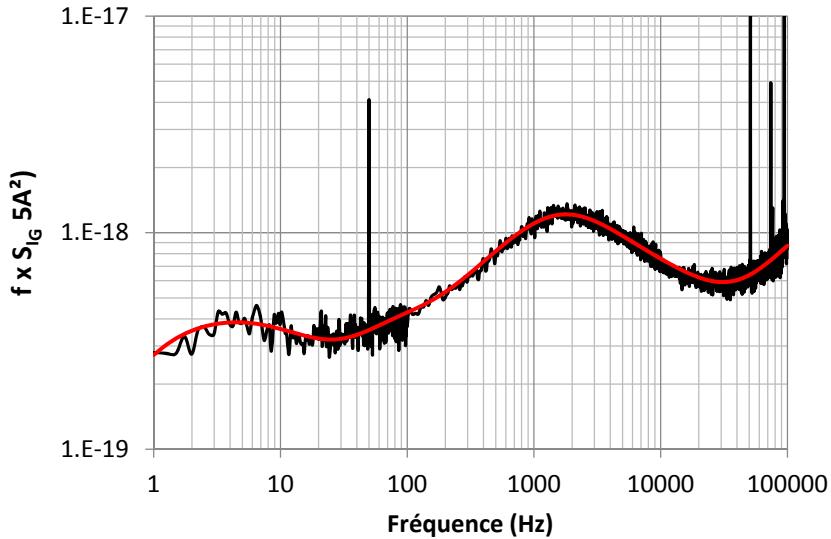


Figure III.19: Tracé de fxS_{I_G} en fonction de la fréquence du composant AEC1893 à $V_{GS} = -1$ V.

La figure III.20 présente la densité spectrale du bruit en courant sur la grille du composants AEC1893 sur lesquelles sont superposés les modèles réalisés pour plusieurs valeurs de V_{GS} . Les valeurs des constantes de temps du modèle distribué que nous avons extraites varient inversement avec l'augmentation de la tension inverse appliquée sur la grille. Cette variation est typique de l'effet Poole-Frenkel, mais dans le cas de ces composants il est difficile de l'affirmer. 3 ou 4 centres de GR supplémentaires en fonction du point de polarisation sont nécessaires pour que le modèle s'accorde parfaitement sur toute la bande de fréquence.

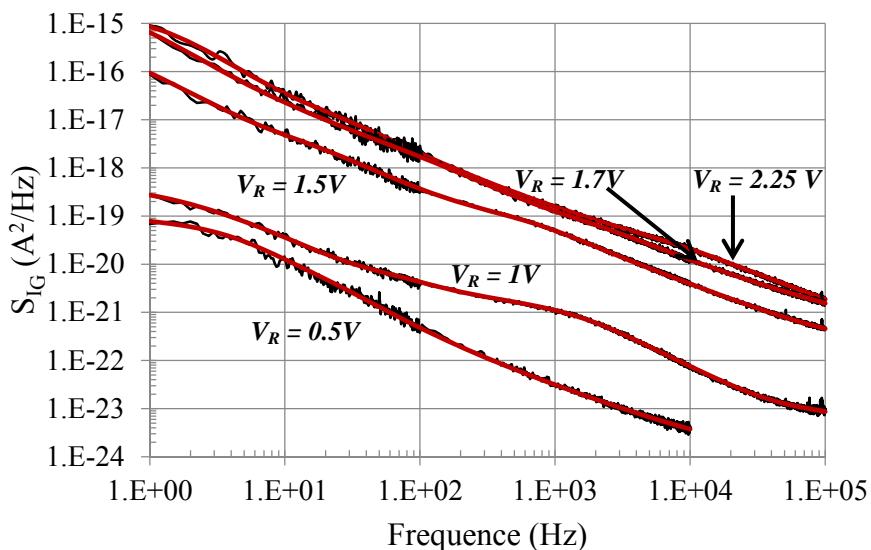


Figure III.20: Densité spectrale de bruit en courant de grille à V_{GS} variable, le drain en circuit ouvert. Composant AEC1893

Un piège avec une constante de temps de 150 ms et un autre avec une constante de temps inférieure à 1 μ s sont présents dans ces composants pour toutes les conditions de polarisation. Nous avons également trouvé un piège avec une constante de temps variant avec la polarisation entre 10 μ s et 10 ms. Ces variations sont reportées sur la figure III.21 en fonction de la racine carrée du champ électrique.

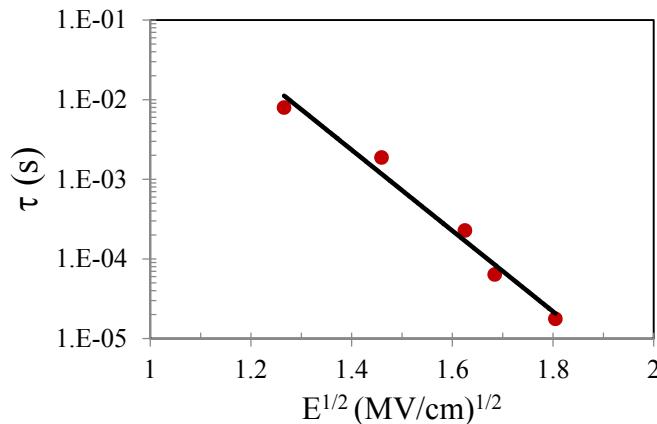


Figure III.21: constantes de temps extraites à partir du modèle distribué en fonction de la racine carré du champ électrique E. Mise en évidence de l'effet Poole-Frenkel du composant AEC1893.

Les variations quasi-linéaires du logarithme des constantes de temps en fonction de $E^{1/2}$ indique la présence d'un mécanisme associé à l'effet Poole-Frenkel. En effet sous l'effet d'un fort champ électrique, la barrière de potentiel entre deux états de pièges dans la couche InAlN peut diminuer, ce qui favorise l'effet Poole-Frenkel avec des constantes de temps qui deviennent de plus en plus rapide quand l'amplitude du champ E augmente [18]. En fonction du champ E, les constantes de temps des pièges peuvent s'exprimer par l'équation III.21.

$$\tau(E) = \tau_0 \exp\left(-\frac{1}{kT} \sqrt{q^3/\pi\epsilon_0\epsilon_s} * \sqrt{E}\right) \quad (\text{III.21})$$

A partir de ce modèle nous avons pu extraire une valeur de ϵ_s de 6.3. Celle-ci est proche de celle extraite à partir de la modélisation du courant de grille en inverse ($\epsilon_{S, Ig} = 6$).

La modélisation de la densité spectrale du bruit en courant du composant TS500 a conduit également à un résultat convaincant, avec un modèle en parfait accord avec la mesure. Les résultats de la modélisation indiquent la présence de deux processus distincts ayant des constantes de temps distribuées et de centres discrets de GR. Là encore, un des pièges présent

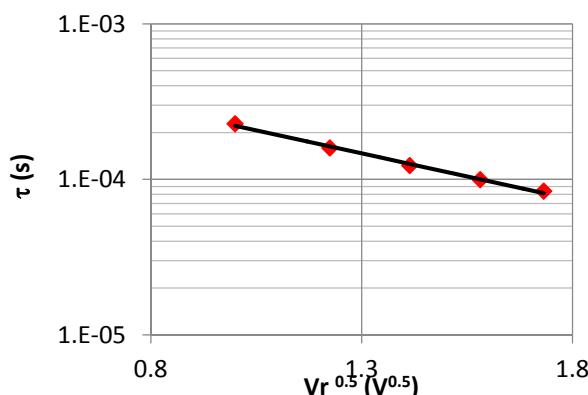


Figure III.22: Constantes de temps extraites à partir du modèle distribué pour le composant TS500 en fonction de la racine carrée de la tension inverse de la grille.

dans le transistor voit sa constante de temps varier avec la polarisation. Nous n'avons pas pu effectuer des mesures de C-V sur ces composants afin d'en extraire le champ E. Mais en traçant les constantes de temps en fonction de $V_R^{1/2}$ (cf. figure III.22), nous avons obtenu les mêmes variations que celles observées sur la figure III.21. Ceci laisse suggérer que les mécanismes assistés par défauts sont aussi responsables du bruit observé dans ces composants.

5. Conclusion

Les mesures de densité spectrale de bruit en courant sur la grille que nous avons effectuées ont montré que le bruit augmente avec l'augmentation de la tension inverse de grille jusqu'à une saturation. Cette saturation est probablement liée à la déplétion du gaz 2D. Plusieurs centres de GR conduisant au bruit en créneau ont été observés, cela peut venir des dislocations dans les matériaux comme l'avaient observé Martin *et al.* [19] dans les transistors bipolaires à base de silicium. L'étude du bruit de drain reste un point à éclaircir car un comportement en bruit non encore observé jusqu'ici a également été mis en évidence.

III. Étude du bruit haute fréquence en régime linéaire

1. Généralités

Quelle que soit la fréquence, le bruit généré par un dispositif est caractérisé par le facteur de bruit F qui représente la dégradation du rapport signal sur bruit en sortie du dispositif. Ce facteur peut être exprimé par l'équation III.22.

$$F = \frac{N_{out}}{G_d N_{in}} \quad (\text{III.22})$$

$$\text{Avec } N_{in} = k T_0 \Delta f \quad (\text{III.23.a}) \quad \text{et} \quad N_{out} = N_i + G_d N_{in} \quad (\text{III.23.b})$$

Où G_d est le gain en puissance disponible du dispositif, N_{out} est la puissance de bruit disponible en sortie du dispositif, N_i la puissance de bruit intrinsèque du dispositif en sortie, N_{in} la puissance de bruit disponible du générateur supposé à la température $T_0 = 290$ K.

Aux fréquences micro-ondes l'expression du facteur de bruit la plus utilisée est celle donnée par l'équation III.24. Celle-ci traduit les variations du facteur de bruit en fonction de l'admittance Y_s présentée à son entrée.

$$F = F_{min} + \frac{R_n}{G_s} |Y_s - Y_{opt}|^2 \quad (\text{III.24})$$

Où F_{min} est le facteur de bruit minimum du dispositif, Y_{opt} est l'admittance de source optimale qui permet au dispositif de générer le minimum de bruit et R_n est la résistance équivalente de bruit du dispositif. Elle traduit la dégradation du facteur de bruit lorsque Y_s s'éloigne de Y_{opt} . Ainsi, aux fréquences micro-ondes, il est nécessaire de déterminer les quatre paramètres de bruit (F_{min} , R_n et $Y_{opt} = G_{opt} + jB_{opt}$) afin de déterminer les conditions optimales pour lesquelles les dispositifs génèrent le moins de bruit. Cette caractérisation en bruit haute

fréquence est celle qui permet de choisir les composants offrant les meilleurs compromis gain/facteur de bruit pour la réalisation des LNAs.

2. Banc de mesure des paramètres de bruit

a. Présentation du banc

Le banc de mesure que nous avons utilisé est basé sur la méthode des impédances multiples proposée par R. Q. Lane [20] et développé au LAAS-CNRS par L. Escotte [21]. Cette méthode consiste à présenter un jeu d'impédances en entrée du dispositif pour l'extraction des quatre paramètres de bruit. Le banc de mesure de bruit HF utilise l'algorithme d'extraction de Boudiaf *et al.* [22] car parmi les cinq méthodes comparées par L. Escotte [23], celle-ci offre le meilleur compromis faible durée d'extraction et bonne précision des résultats. L'avantage de ce banc est qu'il permet de mesurer aussi bien des quadripôles que des dipôles. Il fonctionne entre 4 GHz et 40 GHz. Pour une meilleure flexibilité de manipulation du banc, celui-ci a été automatisé et donc toutes les mesures sont pilotées via des bus GPIB par un programme écrit en basic (aujourd'hui sous Labwindows CVI). La limitation en fréquence des appareils de mesure à conduit à développer deux bancs fonctionnant entre 4-26 GHz et entre 26-40 GHz. La figure III.23 présente le banc de mesure des paramètres de bruit.

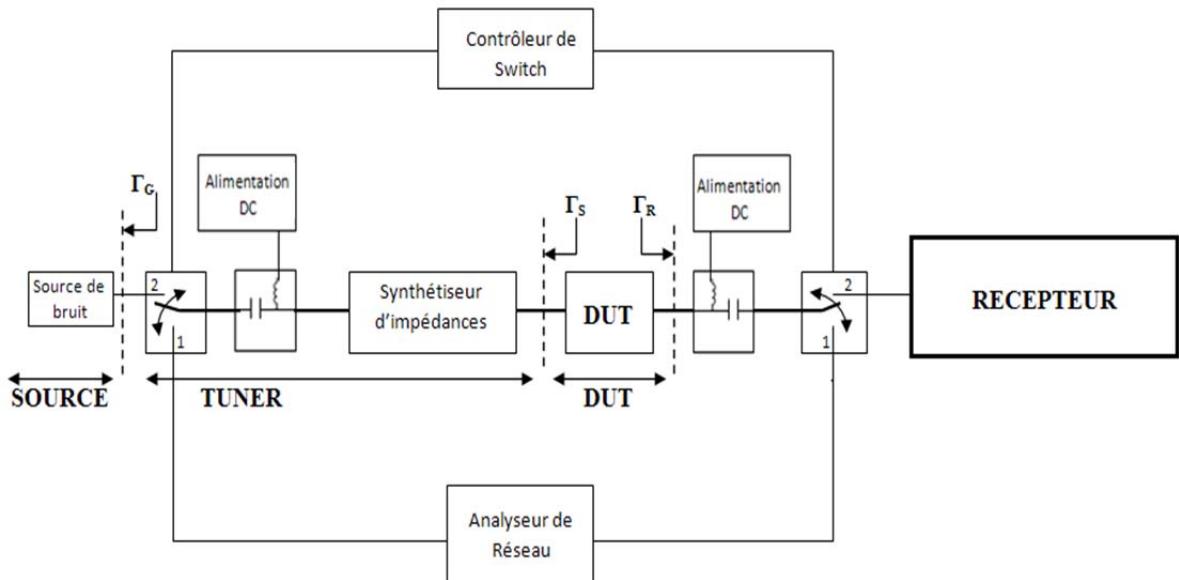


Figure III.23: Banc de mesure des quatre paramètres de bruit.

Comme on peut le voir, en plus du contrôleur automatique des commutateurs et de l'analyseur de réseau vectoriel N5230C (10 MHz-40 GHz), ce banc est divisé en 3 grandes parties :

- la source de bruit
- le tuner qui permet de générer les différentes impédances. Entre 4-26 GHz nous utilisons un tuner électromécanique Maury-MT 986A qui permet de générer un nombre d'impédances très élevé. Nous avons choisi de générer 701 impédances par fréquence y compris la position 50 Ohms, pour un meilleur choix d'impédance. Entre 26-40 GHz nous avons utilisé un tuner électronique NP5B. Contrairement au tuner

électromécanique, celui-ci ne peut générer que 113 impédances par point de fréquence, mais il est moins encombrant que le tuner électromécanique.

- le récepteur qui permet de mesurer le bruit des dispositifs sous test. Il est constitué d'un LNA, d'un mesureur de bruit (NFA : noise figure analyzer) N8975A de chez Agilent qui permet de mesurer le bruit. Celui-ci fonctionne entre 10 MHz et 26,5 GHz. Pour les mesures entre 26-40 GHz nous avons ajouté en amont du NFA, un Down-Converter N8975AZ-K40 qui permet de convertir les mesures de 26 à 40 GHz dans la bande de fréquence du NFA et un atténuateur en son entrée afin qu'il ne sature pas.

b. Calibrage du banc

Avant toute mesure de bruit des dispositifs, il est impératif de calibrer le banc afin de prendre en compte les pertes, les désadaptations entre les différents éléments du banc et le bruit généré par le récepteur. Pour cela les différentes étapes successives sont :

- Calibrage de l'analyseur de réseau,
- Mesure des différentes impédances que peut générer le tuner,
- Choix de la constellation d'impédances à partir des impédances générées précédemment. Il faut rappeler que les paramètres de bruit extraits vont dépendre de la position des impédances sur l'abaque. Le nombre d'impédance doit être supérieur à quatre afin que le système d'équations soit surdimensionné. Plus le nombre d'impédances choisies est élevé plus la précision d'extraction augmente, en contre partie d'une durée de mesure qui augmente. Nous avons choisi 13 et 15 impédances par points de fréquence pour la bande 4-26 GHz et 26-40 GHz, respectivement. La figure III.24 présente des exemples de constellations choisies pour la bande 4-26 GHz et pour la bande 26-40 GHz.

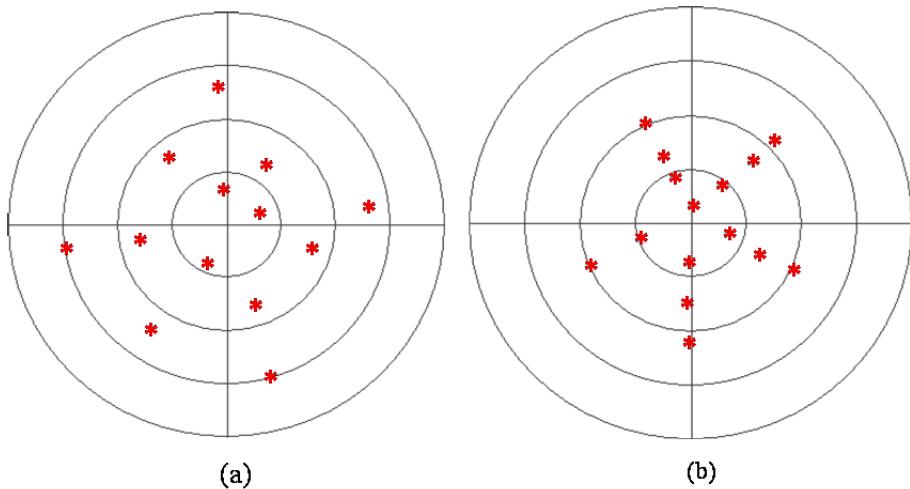


Figure III.24: (a) Constellation d'impédance du tuner électromécanique.
(b) constellation d'impédance du tuner électronique. $f = 26$ GHz

- Détermination des pertes du tuner α à partir de trois mesures de coefficients de réflexion du tuner vu du récepteur en remplaçant la source de bruit par trois charges: circuit-ouvert, court-circuit et une charge 50 Ohms.

$$\alpha = \frac{|S_{21tuner}|}{|1-S_{11tuner}|^2} \frac{1-|\Gamma_G|^2}{1-|\Gamma_S|^2} \quad (\text{III.24})$$

- Mesure des désadaptations μ entre le tuner et le récepteur lorsque la source de bruit est chaude (allumée) μ_{ON} et froide (éteinte) μ_{OFF} .

$$\mu = \frac{1 - |\Gamma_S|^2}{|1 - \Gamma_R \Gamma_S|^2} \quad (\text{III.25})$$

- Mesure des paramètres de bruit du récepteur dont le facteur de bruit pour une impédance i est donné par l'équation (III.26).

$$F_{Ri} = 1 + \frac{P_{Ci} |1 - \Gamma_R \Gamma_{Si}|^2}{kG_0 T_0 (1 - |\Gamma_S|^2) \Delta f} - \frac{T_C}{T_0} \quad (\text{III.26})$$

$$\text{Avec } G_0 = \frac{1}{k \Delta f} \frac{1}{\alpha(T_h - T_c)} \left(\frac{P_h}{\mu_{ON}} - \frac{P_c}{\mu_{OFF}} \right) \quad (\text{III.27})$$

Où, P_h et P_c sont les puissances de bruit mesurées lorsque la source de bruit est allumée et éteinte respectivement. T_h et T_c représentent les températures de bruit lorsque la source de bruit est allumée et éteinte respectivement, T_0 est la température de référence et G_0 représente le gain transducique du récepteur fermé en entrée sur 50Ω . La figure III.25 présente les pertes et les désadaptations du tuner ainsi que les quatre paramètres de bruit du récepteur entre 4 GHz et 40 GHz.

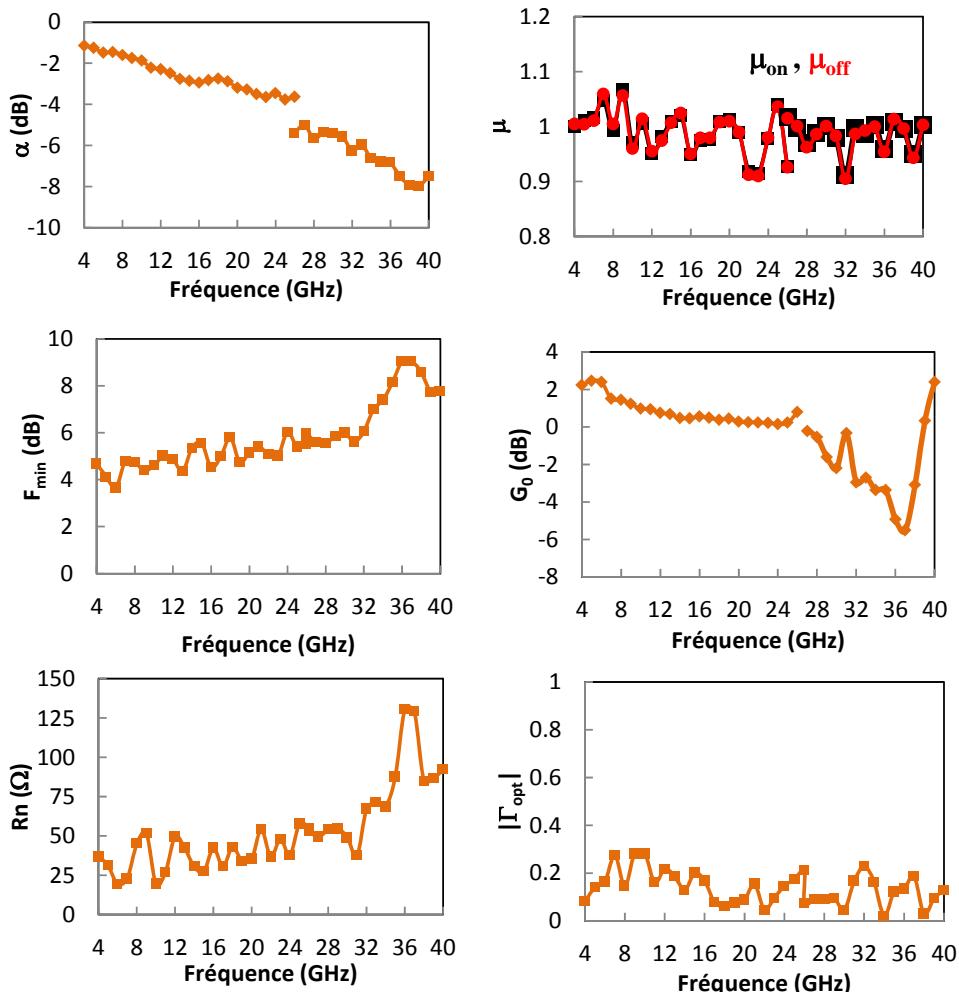


Figure III.25: pertes (α) et désadaptations (μ) du tuner ainsi que les quatre paramètres de bruit du récepteur entre 4 et 40 GHz.

3. Caractérisation en bruit HF des HEMTs InAlN/GaN

Dans ce paragraphe nous allons présenter les résultats de mesure de bruit HF des composants de différentes déclinaisons technologiques. Nous allons en même temps présenter l'évolution technologique en terme de bruit HF qu'il y a eu sur ces composants durant ces travaux de recherche dans le but de concevoir des LNAs. L'impact du courant de grille ainsi que celui du dopage en carbone sur le facteur de bruit minimum seront mis en évidence.

a. Impact du courant de grille sur le facteur de bruit minimum

La figure III.26 présente les quatre paramètres de bruit ainsi que le gain associé à $V_{DS} = 5V$ et $V_{GS} = -1V$ pour un composant AEC1903 $0.15 \times 2 \times 75 \mu\text{m}^2$ dont la fréquence de coupure en courant est de 40 GHz avec une fréquence maximale d'oscillation de 70 GHz.

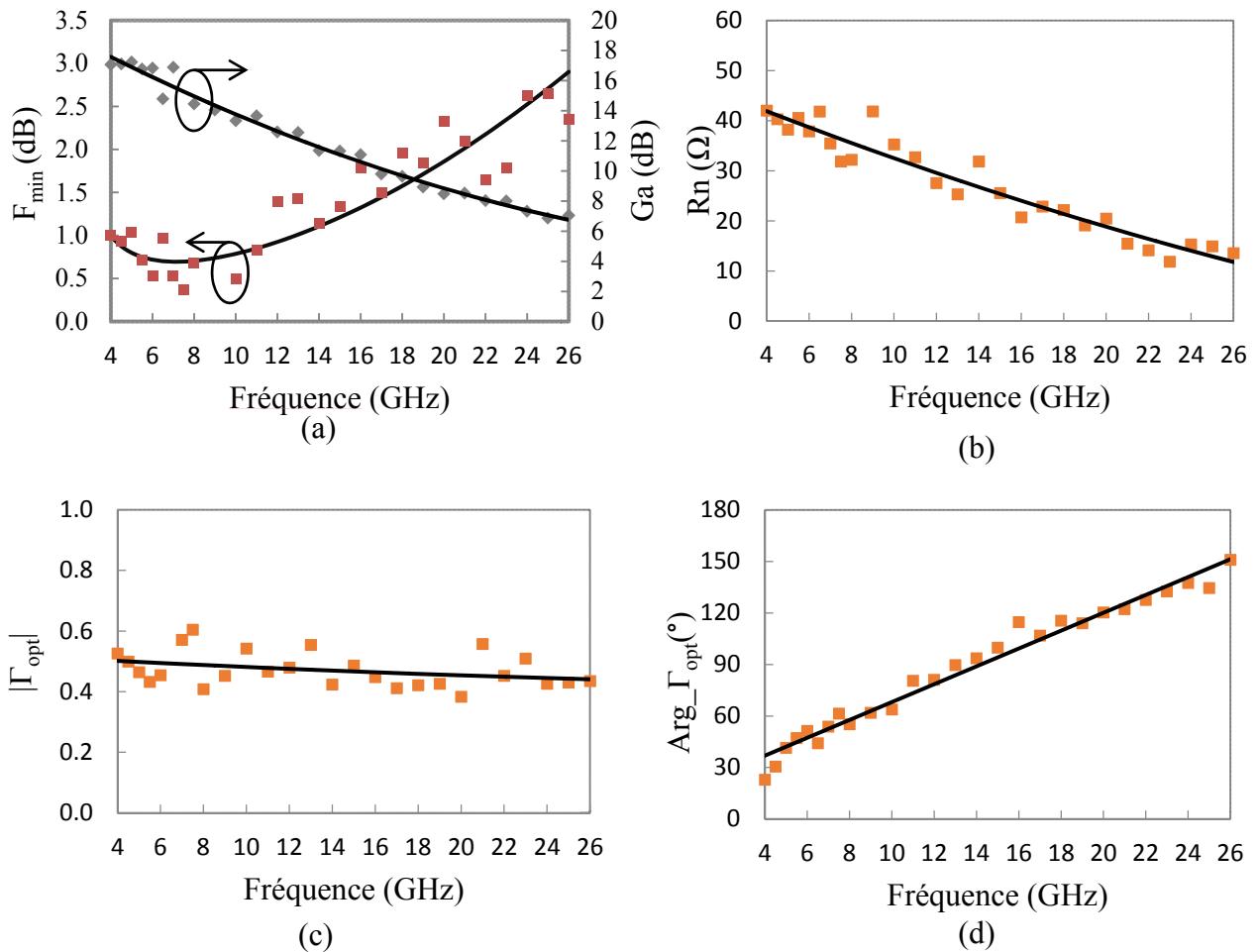


Figure III.26: (a) facteur de bruit minimum et gain associé. (b). Résistance équivalente de bruit. (c). Module du coefficient optimal. (d). Phase du coefficient optimal. Tous les paramètres sont tracés à $V_{DS} = 5V$ et $V_{GS} = -1V$.

Sur la figure III.26.a en dessous de 8 GHz, on observe une augmentation de F_{min} lorsque la fréquence diminue. Cette augmentation est due au bruit de grenaille lié au courant de grille du contact Schottky comme cela a été observé par Danneville *et al.* [24] dans le cas

des dispositifs FETs sur GaAs. Des processus de capture/émission des porteurs par des pièges ayant des constantes de temps faibles peuvent aussi contribuer à ce phénomène [25] [26]. Nous avons montré par l'étude de la dispersion fréquentielle que ces phénomènes de capture/émission peuvent atteindre des fréquences de l'ordre du GHz créant ainsi de la dispersion fréquentielle sur la transconductance et la conductance de sortie des HEMTs. Nous pouvons par conséquent attribuer ce phénomène observé en dessous de 8 GHz à la combinaison du bruit de grenaille, des phénomènes de GR et à la dispersion fréquentielle de la transconductance et de la conductance de sortie. La réduction du courant de grille permet de diminuer son impact sur F_{\min} comme on peut le voir sur la figure III.27 qui présente la comparaison du facteur de bruit minimum des HEMTs et d'un MOS-HEMT. On observe une réduction de F_{\min} de 3.1 dB à 1.2 dB à 4 GHz pour les composants de même longueur de grille.

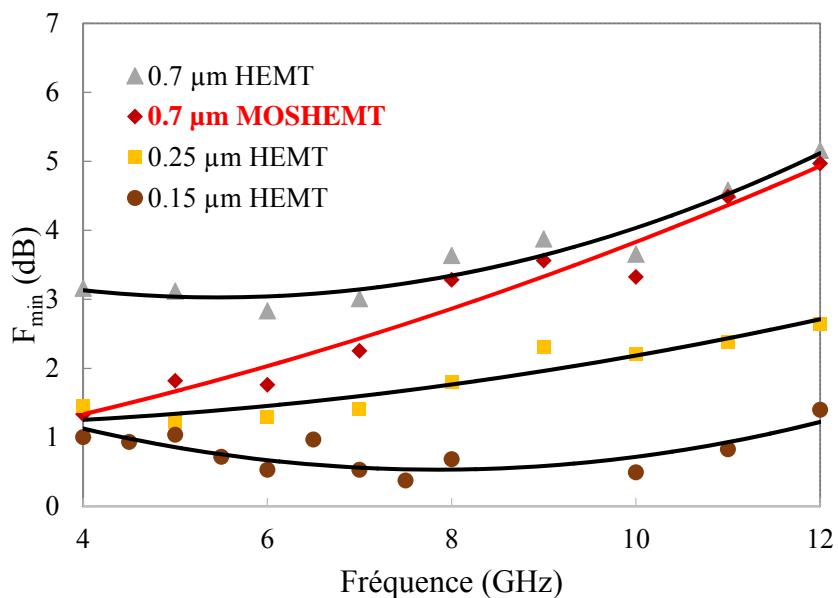


Figure III.27: Facteur de bruit minimum des HEMTs et MOSHEMT avec différentes longueurs de grille et polarisés au minimum de bruit.

L'augmentation de F_{\min} avec la fréquence observée au dessus de 8 GHz est due au bruit de diffusion du canal. A 20 GHz on relève un F_{\min} de 1.8 dB avec un gain associé de 8.8 dB. Le facteur de bruit minimum est encore en dessous de ceux obtenus sur des composants à base de GaN [25] [27] [28] [29].

Sur la figure III.26.b on remarque que la résistance équivalente de bruit continue à diminuer de 42 à 13 Ohms lorsque la fréquence augmente. Cela peut être dû aux phénomènes de GR en dessous de 8 GHz et aux interconnexions entre la partie active du dispositif et les plots à partir desquels sont effectuées les mesures : il s'agit des phénomènes d'ondes stationnaires [30].

Afin de déterminer le point de polarisation optimal en bruit, des mesures ont été effectuées pour plusieurs points de polarisation. Les figures III.28.a et 28.b présentent les variations du facteur de bruit minimum en fonction du rapport I_{DS}/I_{DSS} ($I_{DSS} = 700\text{mA/mm}$) et en fonction de V_{DS} respectivement à $V_{DS} = 5\text{V}$ et 10V . Nous avons obtenu un minimum de bruit pour un rapport de courant de 0.3 à 0.4 ce qui correspond à un courant I_{DS} de 200

mA/mm. Ce rapport est en accord avec ce qu'on obtient sur les composants AlGaN/GaN HEMTs [31] [32]. On peut également observer sur la figure III.28.b que le minimum de bruit correspond au maximum de la transconductance. Cela a été observé sur tous les composants étudiés. Les augmentations de F_{min} en fonction de I_{DS}/I_{DSS} et de V_{DS} peuvent être attribuées à plusieurs facteurs dont la diminution de gm , l'augmentation du courant qui entraîne une augmentation du bruit de diffusion et aussi à l'auto-échauffement du composant due à la puissance dissipée.

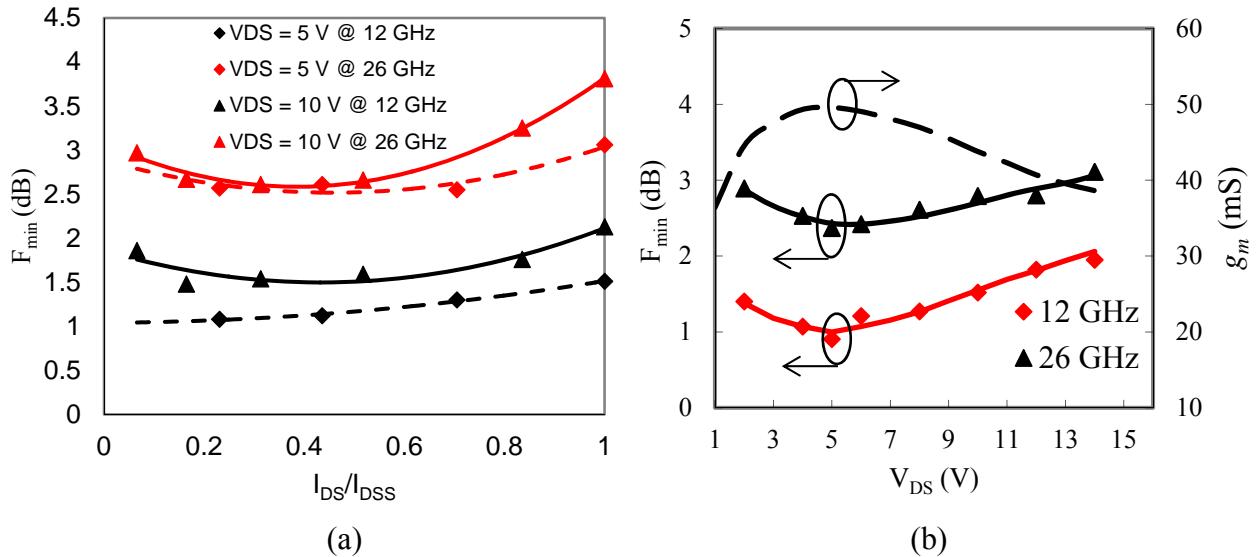


Figure III.28: (a) Facteur de bruit minimum en fonction de I_{DS}/I_{DSS} à $V_{DS} = 5$ et 10 V. (b) Facteur de bruit minimum et transconductance en fonction de la tension V_{DS} . Les mesures sont présentées à 12 et 26 GHz.

b. Impact du dopage en carbone sur le facteur de bruit

Nous avons effectué des mesures de F_{50} compte tenu du nombre important de composants dont nous disposons. Cette méthode consiste à présenter une impédance 50 Ohms en entrée du dispositif et à mesurer le facteur de bruit en sortie de celui-ci. C'est une méthode rapide qui a permis de choisir les meilleurs composants qui ont par la suite été mesurés en multi impédances. Nous avons vu au chapitre 2 de ce manuscrit que le dopage en carbone améliore les performances fréquentielles des composants. Qu'en est-il sur les performances en bruit ? La figure III.29 présente en (a) et en (b) les facteurs de bruit mesurés sous 50 Ohms des composants de 0.25 μ m de longueur de grille et de 0.7 et 2 μ m de longueur de grille aux points de polarisation générant le moins de bruit. Ces composants sont issus des plaques TS500 et TS502. Nous avons relevé une fréquence de coupure en courant f_T de 40 GHz pour les composants TS500 de $L_g = 0.25$ μ m tandis que le f_T est de 50 GHz pour le composant de mêmes dimensions de la plaque TS502. Les composants fortement dopés en carbone présentent une meilleure fréquence de coupure du gain en courant grâce à une meilleure transconductance liée à un meilleur confinement des porteurs du gaz 2D.

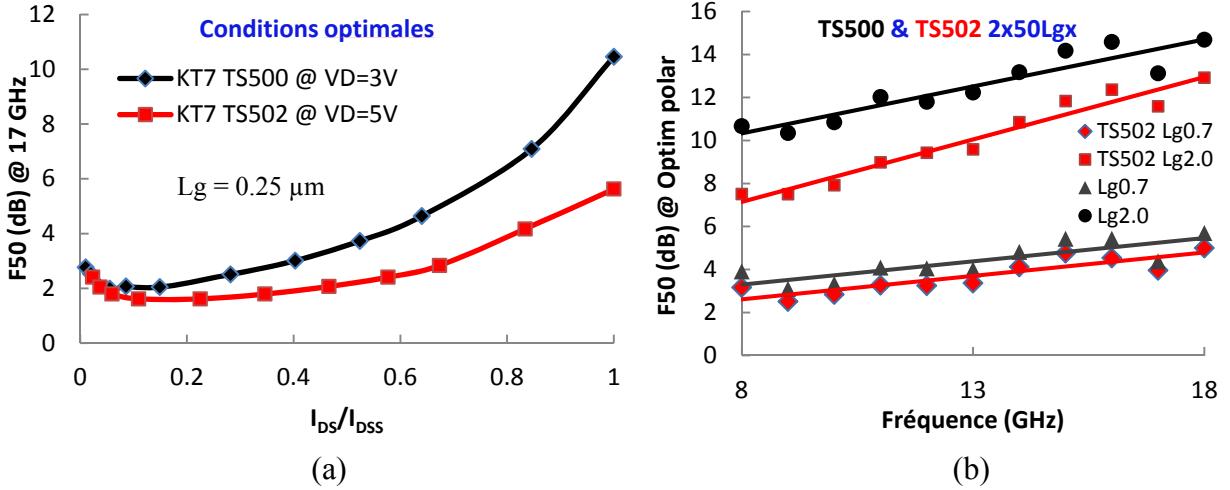


Figure III.29: Comparaison des F50 des composants TS500 et TS502. (a) $Lgs = 0.2\mu m$, en fonction de I_D/I_{DSS} à $V_{DS} = 3$ et $5V$. (b) dans les meilleures conditions de polarisation pour différentes longueurs de grille.

On observe sur la figure III.29.a qu'à fort courant, le F50 du composant faiblement dopé est 5 dB au dessus du composant fortement dopé en carbone (TS502). Ceci est lié à la diminution du bruit de diffusion induit sur la grille par couplage capacitif de cette dernière avec les porteurs du canal. En effet le bruit induit sur la grille est inversement proportionnel à la transconductance, en améliorant la transconductance grâce au dopage en carbone pour le composant TS502, on diminue ainsi le bruit induit sur la grille et donc le bruit total de ce composant. Sur la figure III.29.b on remarque que les composants TS502 génèrent moins de bruit que les composants TS500. L'écart observé entre les composants de petite et de grande longueur de grille est lié à la fréquence de coupure du gain en courant. En effet, plus la longueur de grille est faible plus f_T est grande et le bruit est faible.

Les résultats sur F_{min} ont également montré moins de bruit pour les composants TS502. Par conséquent, nous pouvons conclure que le dopage en carbone améliore les performances en bruit des HEMTs grâce à un meilleur confinement des porteurs du 2DEG.

c. Impact des dimensions des composants sur les performances en bruit

La figure III.30.a présente les facteurs de bruit F50 et F_{min} en fonction de la fréquence, pour les composants TS500. Ces composants ont le même espace grille-drain de 1 μm mais des espacements grille-source de 0.8 et de 0.5 μm . La figure 30.b présente les facteurs de bruit F50 et F_{min} des composants TS500 ayant le même espace grille-source de 1 μm mais des espacements grille-drain de 2 et 2.5 μm . Ces composants ont une longueur de grille de 0.15 μm .

On n'observe pas d'écart entre le F_{min} et le F50 dans le cas de la figure III.30.a contrairement à la figure III.30.b où on observe un écart d'environ 0.5 dB entre le F50 des composants d'espacements grille-drain différents. L'écart est dû à des valeurs différentes de R_n , comme l'indique les figure III.30.c et III.30.d.

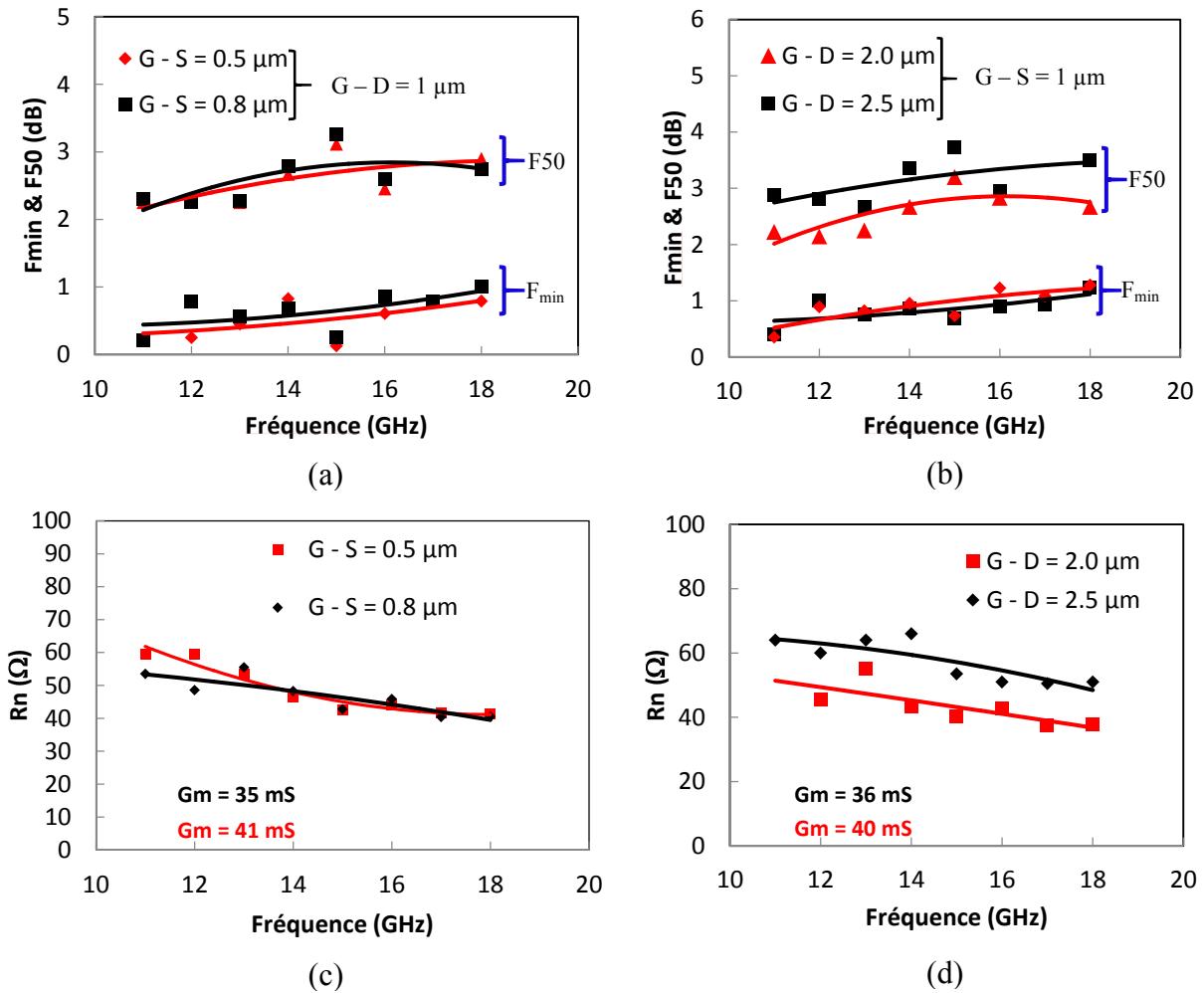


Figure III.30: (a) et (c) Facteurs et résistance équivalente de bruit respectivement des composants d'espacements grille-source différents. (b) et (d) Facteurs de bruit et résistance équivalente de bruit respectivement des composants de mêmes espacements grille-drain. $V_{DS} = 3.0V$ et $V_{GS} = -2.2 V$.

Les écarts entre les valeurs des transconductances de ces composants sont faibles. En supposant que celles-ci sont non dispersives dans cette gamme de fréquence et en se basant sur l'équation III.28 de la résistance équivalente de bruit proposée par Dambrine *et al.* [30], on peut dire que le bruit de diffusion est responsable des écarts observés sur R_n dans le cas de la figure III.30.d. Ceci traduit une dépendance de R_n aux espacements grille-drain.

$$R_n = (R_s + R_g) + \frac{\bar{i_d^2}}{4kT_0|Y_{21}|^2\Delta f} \quad (\text{III.28})$$

Où R_s représente la résistance de contact et d'accès (semiconducteur) de source et R_g la résistance de la métallisation de grille, $\bar{i_d^2}$ est le bruit de diffusion dans le canal, $|Y_{21}|$ est le module de l'admittance Y_{21} du dispositif et k la constante de Boltzmann.

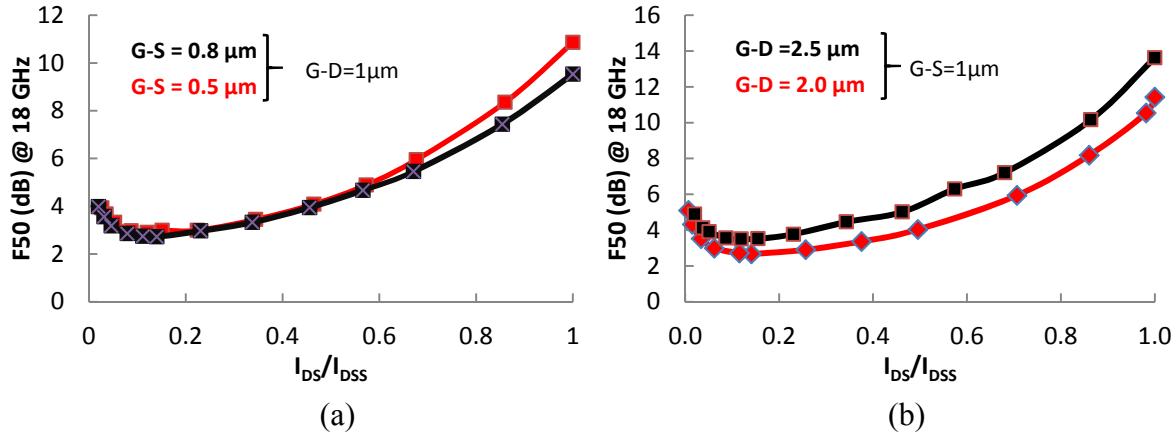


Figure III.31: F50 des composants TS500 d'espacements grille-drain et grille-source différents en fonction de I_D/I_{DSS} à 18 GHz. $V_{DS} = 3.0V$ et $V_{GS} = -2.2V$

Les résultats précédents ont été obtenus pour tous les points de polarisation comme en témoigne la figure III.31 qui présente les variations du bruit en fonction du rapport I_{DS}/I_{DSS} . Nous n'avons observé aucune variation du gain associé avec les espacements grille-drain et grille-source.

En étudiant les performances en bruit en fonction de la longueur de grille de l'ensemble des composants, nous avons remarqué que les composants de 0.25 et 0.15 μm génèrent moins de bruit comme on peut le voir sur la figure III.32. Cette figure présente le facteur de bruit F50 des différents composants HEMTs InAlN/GaN étudiés au cours de ces travaux à 18 GHz. La diminution du facteur de bruit avec la longueur de grille est liée à l'amélioration des performances dynamiques lorsque la longueur de grille diminue. En effet, la réduction de la longueur de grille entraîne une augmentation de la transconductance et donc une réduction de la résistance équivalente de bruit et du facteur de bruit.

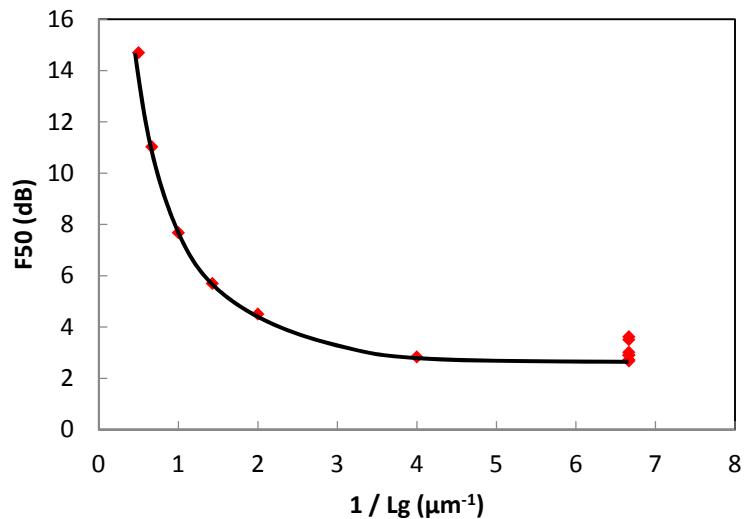


Figure III.32: Evolution du facteur de bruit minimum en fonction de l'inverse de la longueur de grille des différents composants étudiés au cours de ces travaux à 18 GHz, polarisé au minimum de bruit.

d. Choix des composants pour la conception des LNAs et état de l'art

La figure III.33 présente en (a) le facteur de bruit minimum et le gain associé et en (b) la résistance équivalente de bruit respectivement des composants AEC1893 et TS500 de 0.15 μm . Nous remarquons sur la figure III.33.a que les deux composants ont pratiquement les mêmes valeurs de facteur de bruit minimum et de gain associé contrairement à la résistance équivalente R_n . En effet, le composant AEC1893 a une largeur de grille de 2x75 μm , celle du composant TS500 est de 2x53. La valeur élevée de la surface du contact de grille entraîne une transconductance gm plus élevée et donc une résistance équivalente de bruit plus faible pour le composant AEC1893.

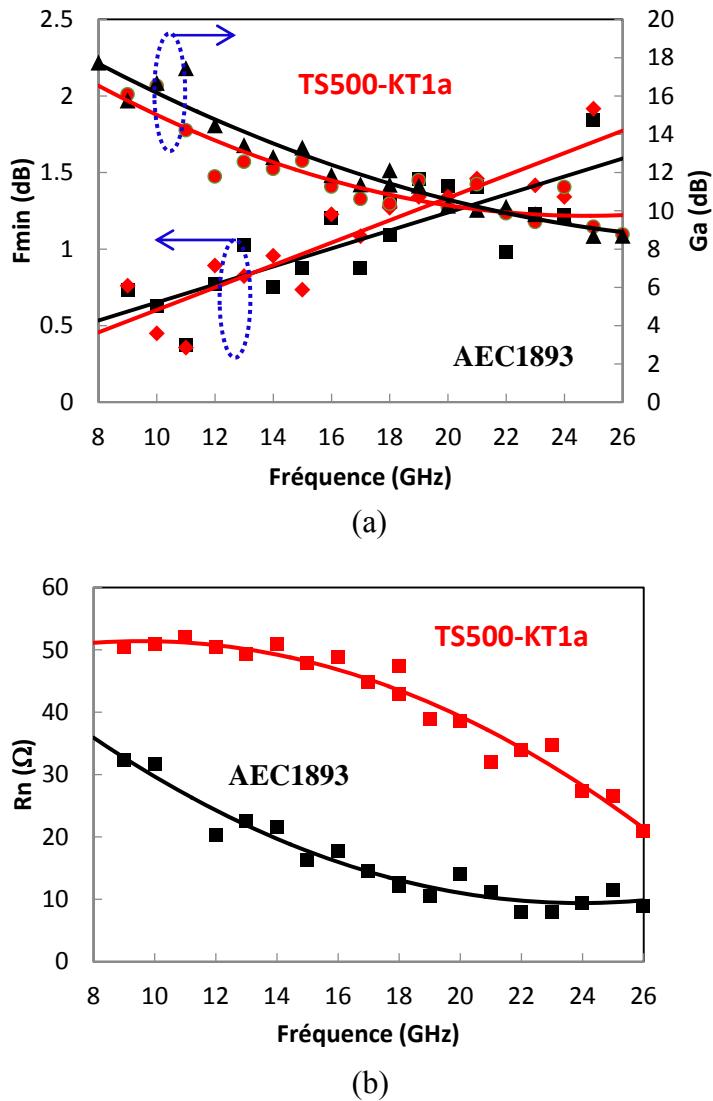


Figure III.33: (a) Facteur de bruit minimum et gain associé. (b) Résistance équivalente de bruit des composants TS500 (rouge) et AEC1893 (noir).

Nous avons aussi remarqué que le facteur de bruit du composant TS500 augmente plus vite en fonction de la polarisation que celui du composant AEC1893 (cf. figure III.34.b). Ceci peut être un inconvénient s'il y a des fluctuations de courant lors de la réalisation des LNAs car le bruit de ces derniers se dégraderait aussi. Par contre, le composant AEC1893 présente

de faibles variations de bruit en fonction de la polarisation comme on peut le voir sur la figure III.34.b). Les grandes variations observées sur le composant TS500 par rapport au composant AEC1893 sont dues au fait que plus le courant drain-source augmente plus le composant s'approche du régime ohmique pour une même tension drain-source. Ainsi, pour le composant TS500, les variations à fort courant observées sur ce composant sont dues au bruit thermique du canal qui augmente plus vite que dans le cas du composant AEC1893.

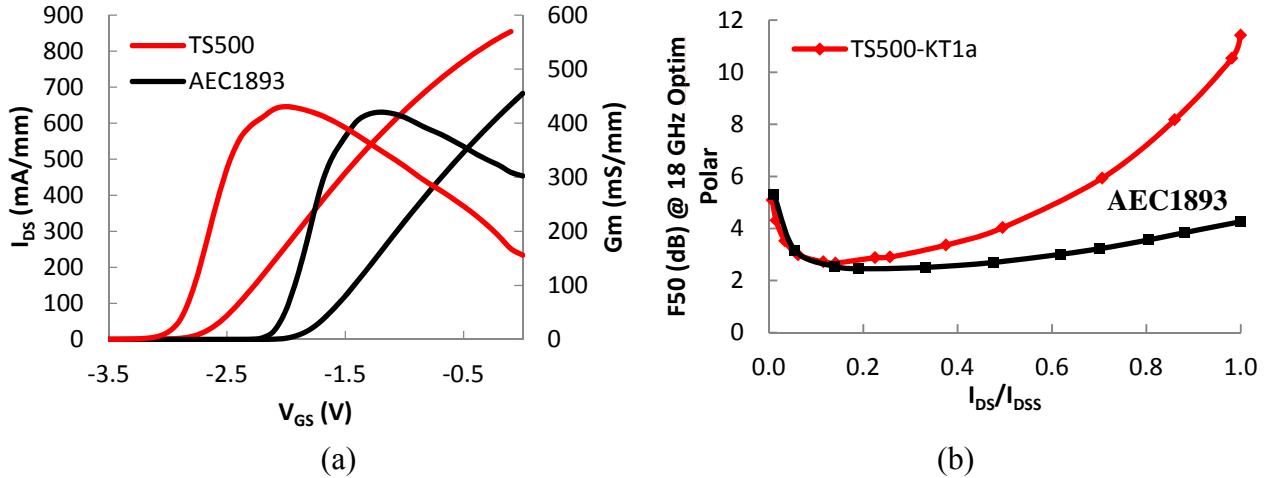


Figure III.34: (a) Caractéristiques $I_{DS}(V_{GS})$ et $G_m(V_{GS})$. (b) F_{50} à 18 GHz en fonction du courant drain-source normalisé par rapport à I_{DSS} des composants AEC1893 (rouge) et TS500 (noir).

Nous avons choisi pour toutes ces raisons les composants AEC1893 pour la réalisation des LNAs. La figure III.35 présente les quatre paramètres de bruit d'un composant AEC1893 entre 8 et 40 GHz.

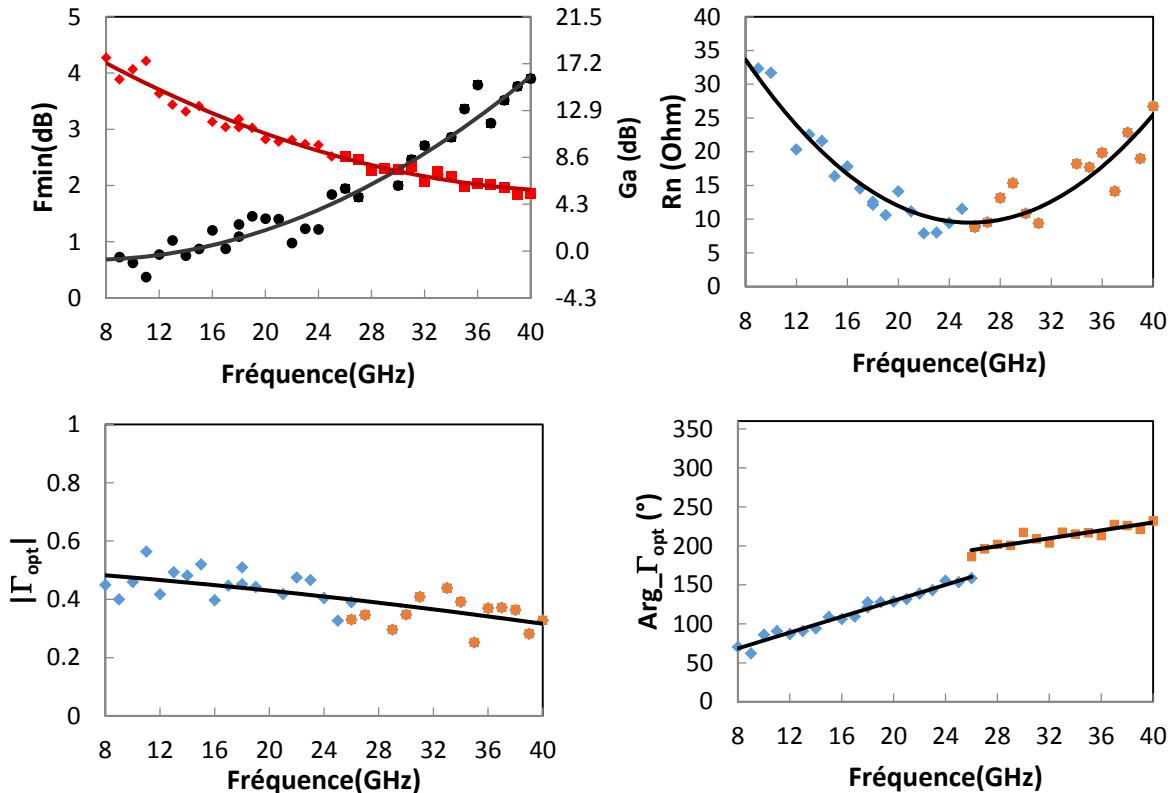


Figure III.35: Quatre paramètres de bruit du composant AEC1893 à $V_{DS} = 6V$ et $I_{DS} = 20$ mA

Nous pouvons remarquer le bon accord entre les paramètres mesurés sur le banc 4-26 GHz et ceux obtenu sur le banc 26-40 GHz. L'écart observé sur la phase est dû à l'incertitude de la position des pointes lors de la mesure dans chacune des bandes.

Le tableau III-1 présente l'état de l'art des performances en bruit haute fréquence des composants HEMTs à base de GaN.

Tableau III-1: Etat de l'art des performances en bruit haute fréquence des composants HEMTs à base de GaN.

L_g (μm)	f_T/f_{MAX} (GHz)	F_{min} (dB) @ 20 GHz	G_A (dB) @ 20 GHz	I_{dss} (A/mm)	g_m (S/mm)	Ref.
InAlN/GaN						
0.10	121/142	1.50	13.50	1.92	0.48	[33]
0.05	230/270	0.25	-	2.00	1.26	[27]
0.15	40/110	1.40	10.3	0.70	0.45	Ce travail
0.17	64/72	1.76 (@ 18 GHz)	7.50 (@ 18 GHz)	1.32	0.36	[34]
AlGaN/GaN						
0.10	75/125	1.20	7.80	0.65	0.175	[35]
0.12	101/155	0.80 (@ 18 GHz)	8.00 (@ 18 GHz)	1.19	0.217	[36]
0.25	48/99	0.98 (@ 18 GHz)	8.97 (@ 18 GHz)	1.30	0.318	[37]

Ce tableau montre que le meilleur résultat est obtenu avec la technologie InAlN/GaN de l'EPFL [27] pour laquelle les fréquences de transition et facteur de bruit sont respectivement de 180 GHz et 0.25 dB pour un développement de grille de 50 nm (des fréquences de transition jusqu'à 270 GHz ont été mesurées pour des longueurs de grille de 30 nm). Les autres résultats obtenus sur la technologie InAlN/GaN restent cependant moins compétitifs que ceux relevés en technologie AlGaN/GaN, probablement en raison du peu de recul sur la toute récente technologie InAlN/GaN. Malgré tout, les mesures du gain de transconductance g_m révèlent un net avantage en faveur de cette même technologie émergente. Les composants étudiés au cours de ces travaux, bien que présentant une fréquence f_T plus faible par rapport à ce qu'on trouve dans la littérature pour cette même technologie, proposent des performances en bruit proches de l'état de l'art. Le facteur de bruit est légèrement au-dessus de celui de la technologie AlGaN/GaN de longueur de grille plus faible ; par contre le gain associé est plus élevé.

Nous pouvons espérer qu'à terme la technologie InAlN/GaN présente des potentiels en bruit au moins équivalent à ceux des technologies AlGaN/GaN aux fréquences micro-ondes, avec un net avantage procuré par les performances en gain et en fréquence par ces technologies.

IV. Étude du bruit haute fréquence en régime non linéaire

L'étude du bruit HF en régime non linéaire permet d'étudier le bruit du composant en présence d'un signal de forte amplitude de type "bloqueur" et d'évaluer la robustesse des dispositifs. Ainsi, nous avons effectué des mesures de bruit HF en régime non linéaire des composants AEC1893 que nous avons retenu pour la réalisation des LNAs.

1. Banc de mesure du bruit HF en régime non linéaire [38]

Le banc de mesure de bruit haute fréquence en régime non linéaire (cf. figure III.36) est constitué d'un générateur de signaux, d'un filtre, d'isolateur, d'une source de bruit, d'un coupleur 3 dB pour ajouter le bruit au signal de pompe et d'un récepteur pour les mesures de puissance et de bruit.

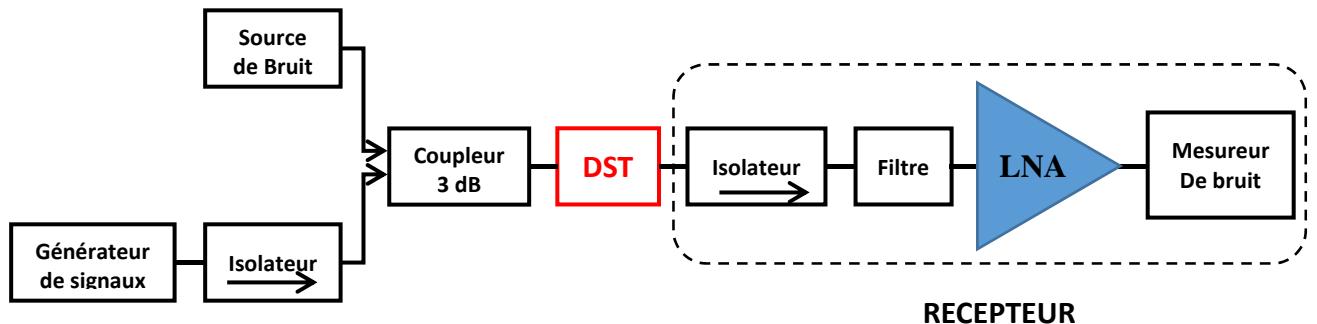


Figure III.36: Banc de mesure du bruit HF en régime non linéaire.

La fréquence du signal de pompe est proche de 10 GHz. Celle-ci est filtrée par le filtre passe-bas devant le LNA du récepteur. La mesure de bruit quand le transistor est pompé s'effectue à une fréquence plus basse (7.5 GHz pour les résultats présentés par la suite).

2. Résultat des mesures

La figure III.37 présente la puissance de sortie P_{out} du HEMT en fonction de la puissance d'entrée P_{in} obtenue avec un analyseur de spectre. La limitation en termes de puissance de sortie est due à l'appareil de mesure. On peut constater que le point de compression à 1 dB est obtenu pour des puissances d'entrée autour de 10 dBm.

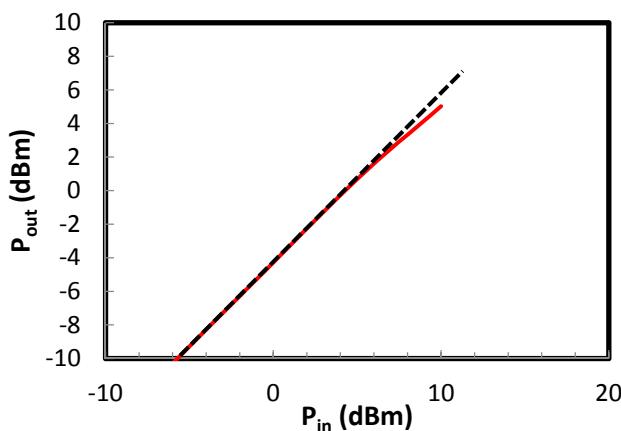


Figure III.37: Puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée d'un composant AEC1893 à $f = 10$ GHz.

Nous avons effectué des mesures de F_{50} et de gain du composant en fonction de P_{in} afin de quantifier l'impact du signal de pompe sur les performances en bruit du composant. La

figure III.38 présente le facteur de bruit F50 et le gain en fonction de la puissance d'entrée à $V_{DS} = 6V$ et V_{GS} variable.

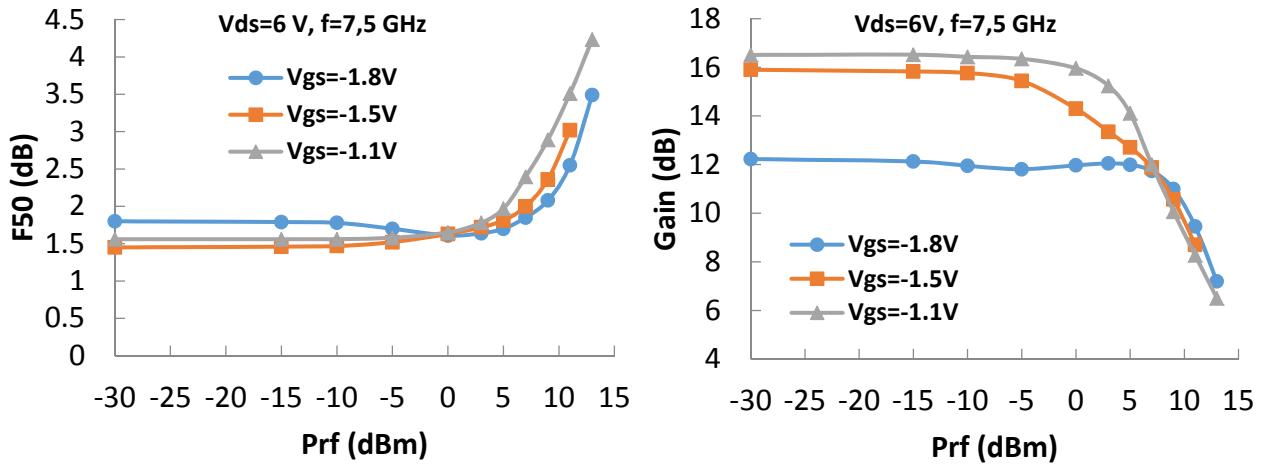


Figure III.38: (a) Facteur de bruit. (b) Gain, en fonction de la puissance d'entrée à 7.5 GHz et $v_{DS} = 6V$ pour plusieurs valeurs de v_{GS} .

On remarque que les performances en bruit du composant se dégradent très vite lorsque la puissance d'entrée atteint 5 dBm ce qui est inférieur à la valeur du point de compression. Cela est dû au fait qu'en ajoutant du bruit au signal de pompe, la puissance totale à l'entrée du composant augmente. Le régime non linéaire est donc atteint plus tôt que dans le cas de la figure III.36. Ces résultats permettent de dimensionner correctement les LNAs en termes de puissance d'entrée afin de s'affranchir du risque de saturation de ces derniers si des signaux parasites de niveau élevé arrivaient à l'entrée des LNAs.

V. Conclusion du chapitre III

Des mesures de bruit basse fréquence ont été faites sur deux déclinaisons technologiques: la première ayant un faible de dopage en carbone de la couche de GaN (TS500) et la seconde n'ayant pas de dopage en carbone (AEC1893). Grâce à ces mesures nous avons pu réaliser des modèles de la densité spectrale de bruit en courant de grille sur les deux déclinaisons. Ces modèles ont permis de mettre en évidence et de confirmer les différents mécanismes et défauts dans les matériaux observés au chapitre II de ce manuscrit. Les constantes de temps extraites à partir des modèles distribués correspondent à celles déterminées sur les créneaux observés à l'oscilloscope. Ainsi ces modèles ont permis de mettre en évidence et de confirmer les mécanismes assistés par défauts (Poole-Frenkel) dans la couche barrière InAlN. L'étude du bruit de drain n'a été réalisée que sur le composant TS500. Celle-ci a permis de mettre en évidence un comportement non encore observé jusqu'ici lorsque le canal est modulé par la tension de grille. Il s'agit de la diminution du bruit en courant de drain lorsque le courant drain-source augmente. Nous n'avons pas d'explication précise sur ce phénomène mais nous pouvons confirmer qu'il est lié à la nature des matériaux et non à un défaut du système de mesure. Par conséquent, beaucoup d'attention doit donc être

portée sur les différents matériaux lors de la réalisation des dispositifs afin d'améliorer leur qualité et donc de réduire la densité des défauts.

L'étude du bruit aux fréquences micro-ondes a été faite sur l'ensemble des déclinaisons technologiques. Nous avons pour cela mis en évidence l'impact du dopage en carbone, des phénomènes de piégeage/dépiégeage, du courant de fuite de grille et des dimensions des composants sur les performances en bruit HF. Les résultats obtenus, proches de l'état de l'art pour ce type de technologie et présentés dans le tableau III-1, montrent que cette technologie est prometteuse pour les applications faible bruit.

VI. Bibliographie du chapitre III

- [1] A. L. McWhorter, "1/f noise and related surface effects in Germanium," Massachusetts Institute of Technology, 1955.
- [2] F. N. Hooge, "1/f noise," *Physica B*, vol. 83, pp. 14-23, 1976.
- [3] L. K. J. Vandamme, "Criteria of low-noise thick-film resistors," *Electrocomponent Science and Technology*, vol. 4, pp. 171-177, 1977.
- [4] K. H. Duh, A. Van der Ziel, "Hooge parameters for various FET structures," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-32, no.3, pp. 662-666, 1985.
- [5] A. Van der Ziel, P. H. Handel, X. Zhu, K. H. Duh, "A theory of the Hooge parameters of solid-state devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-32, no.3, pp. 667-671, 1985.
- [6] P. H. Handel, "Fundamental quantum noise in semiconductor devices," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 41, no 11, pp. 2023-2033, 1994.
- [7] S. T. Hsu, "Low frequency excess noise in metal Silicon schottky barrier diodes," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. ED-17, no. 7, pp. 496-506, 1970.
- [8] S. T. Hsu, "Flicker noise in metal semiconductor Schottky barrier diodes due to multistep tunneling processes," *IEEE Trans. Electron Devies*, vol. ED-18, no. 10, pp. 882-887, 1971.
- [9] T. G. M. Kleinpenning, "Low-frequency noise in Schottky barrier diodes," *Solid-State Electronics*, vol. 22, pp. 121-128, 1979.
- [10] L. Bary, "Caractérisation et modélisation du bruit basse fréquence de composant bipolaire micro-ondes: application à la conception d'oscillateurs à faible bruit de phase," Thèse Université Paul Sabatier Toulouse III, Rapport LAAS-CNRS no. 01658, 2001.
- [11] J. G. Tartarin, S. Karboyan, D. Carisetti, B. Lambert, "Gate defects in AlGaN/GaN HEMTs revealed by low frequency noise measurement," International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) on IEEE, 2013.
- [12] S. Karboyan, J. G. Tartarin, N. Labat, B. Lambert, "Gate and drain low frequency noise of AlGaN/GaN HEMTs featuring high and low gate leakage currents," International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) on IEEE, 2013.
- [13] W. Xu, G. Bosman, "Space charge limited gate current noise in AlGaN high electron mobility transistors," Inrenational Conference on Noise and Fluctuations (ICNF) on IEEE, 2013.
- [14] M. Pouysegur, J. Graffeuil, "Bruit en $1/f^{3/2}$ dans les structures GaAs. Modèle du bruit thermique de surface," *Revue Phys. Appl.*, vol. 22, pp- 897-903, 1987.
- [15] J. G. Tartarin, G. Astre, S. Karboyan, T. Noutsas, B. Lambert, "Generation-recombination traps in AlGaN/GaN HEMT analyzed by time domain and frequency-domain measurement: impact oh HTRB stress on short term and long term memory effects," IEEE International Wireless Symposium (IWS), 2013.

- [16] G. Soubercaze-Pun, "Modélisation physique d'un transistor à haute mobilité électronique en technologie GaN," LAAS-CNRS, Rapport de DEA de l'Université de Toulouse 3-Paul Sabatier, 2004.
- [17] A. Van der Ziel, "Noise in solid state devices and circuits," Wiley, Chapitre 7, New-York, 1986.
- [18] C. Kayis, C. Y. Zhu, M. Wu, X. Li, Ü. Özgür, H. Morkoç, " Field-assisted emission in AlGaN-GaN heterostructure field-effect transistors using low-frequency noise technique," *J. Appl. Phys.*, vol. 109, pp. 084522, 2011.
- [19] J. C. Martin, G. Blasquez, A. De Cacqueray, M. De Brebisson, C. Schiller, "L'effet des dislocations cristallines sur le bruit en creneaux des transistors bipolaires au silicium," *Solid-State Electronics*, vol. 15, pp. 739-744, 1972.
- [20] R. Q. Lane, "The determination of device noise parameters," *Proc. IEEE*, vol. 57, no. 8, pp. 1461-1462, 1969.
- [21] L. Escotte, R. Plana, J. Graffeuil, "Mesure automatique des paramètres de bruit micro-ondes de dispositifs actif," Chapitre français de IEEE-MTT, Carcassone, 1990.
- [22] A. Boudiaf, M. Laporte, "An accurate and repeatable technique for noise parameters measurements," *IEEE Trans. Instrumentation and Measurement*, vol. 42, no. 2, pp. 532-537, 1993.
- [23] L. Escotte, R. Plana, J. Graffeuil, "Evaluation of noise parameter extraction methods," *IEEE Trans. Microwave Theory and Technics*, vol. 41, no. 3, pp. 382-387, 1993.
- [24] F. Danneville, G. Dambrine, H. Happy, P. Tadyszak, A. Cappy, "Influence of the gate leakage current on the noise performance of MESFETs and MODFETs," *Solid-State Electronics*, vol. 38, no. 5, pp. 1081-1087, 1995.
- [25] L. P. Smorchkova, M. Wojtowicz, R. Tsai, R. Sandhu, M. Barsky, C. Namba, P.H. Liu, R. Dia, M. Truong, D. Ko, J. Wang, H. Wang, and A. Khan, "AlGaN/GaN HEMT high-power and low-noise performance at $f \geq 20$ GHz," in *Proc. IEEE Lester Eastman Conf. on High Performance Devices*, pp. 422-427, 2002.
- [26] S. Lee, K. J. Webb, V. Tilak, and L. F. Eastman, "Intrinsic noise equivalent-circuit parameters for AlGaN/GaN HEMTs," *IEEE Trans. Microw. Theory Tech.*, vol. 51, no. 5, pp. 1567-1576, 2003.
- [27] P. Saunier, M. L. Schuette, T.-M. Chou, H.-Q. Tserng, A. Ketterson, E. Beam, M. Pilla, X. Gao, "InAlN barrier scaled devices for very high fT and low-voltage RF applicatiosn," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 60, no. 10, pp. 3099-3104, 2013.
- [28] J .S. Moon, M. Micovic, A. Kurdoghlian, P. Janke, P. Hashimoto, W.-S. Wong, L. McCray, and C. Nguyen, "Microwave noise performance of AlGaN/GaN HEMTs with small DC power dissipation," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 23, no. 11, pp. 637-639, 2002.

- [29] F. Medjoub, T. Tagro, M. Zegaoui, B. Grimbert, F. Danneville, D. Ducatteau, N. Rolland, P. A. Rolland, "Sub 1-dB minimum-noise-figure performance of GaN-on-Si transistors up to 40 GHz," *IEEE Electron Device Letters*, vol. 33, no. 9, pp. 1258-1260, 2012.
- [30] G. Dambrine, H. Happy, F. Danneville, A. Cappy, "A new method for on wafer noise measurement," *IEEE Trans. Microwave Theory and Techniques*, vol. 41, no. 3, pp. 375-381, 1993.
- [31] J.-W. Lee, A. Kuliev, V. Kumar, R. Schwindt, and I. Adesida, "Microwave noise characteristics of AlGaN/GaN HEMTs on SiC substrates for broad-band low noise amplifier," *IEEE Microw. Wireless Comp. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 259-261, 2004.
- [32] V. Hoel, N. Defrance, Y. Douvry, J. C. De Jaeger, N. Vellas, C. Gaquiere, M. A. di Forte-Poisson, J. Thorpe, and R. Langer, "Low microwave noise of AlGaN/GaN HEMTs fabricated on SiCopSiC substrates," *Electron. Lett.*, vol. 46, no. 1, pp. 84-85, 2010.
- [33] H. Sun, A. R. Alt, H.-R. Benedickter, E. Feltin, J.-F. Carlin, M. Gonschorek, N. Grandjean, C. R. Bolognesi, "Low-noise microwave performance of 0.1 μ m gate InAlN/GaN HEMTs on SiC," *IEEE Microw. Wireless Comp. Lett.*, vol. 20, no. 8, pp. 453-455, 2010.
- [34] S. Arulkumaran, K. Ranjan, G. I. Ng, C. M. Manoj Kumar, S. Vicknesh, S. B. Dolmanan, S. Tripathy, "High-frequency microwave noise characteristics of InAlN-GaN high electron mobility transistors on S1 (111) substrate," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 35, no. 10, pp. 992-994, 2014.
- [35] H. Sun, A. R. Alt, H. Benedickter, C. R. Bolognesi, "High performance 0.1- μ m gate AlGaN/GaN HEMTs on silicon with low-noise figure at 20 GHz," *IEEE Electron Device Lett.*, vol. 30, no. 2, pp. 107-109, 2009.
- [36] W. Lu, J. Yang, M. A. Khan, I. Adesida, "AlGaN/GaN HEMTs on SiC with over 100 GHz f_T and low microwave noise," *IEEE Trans. Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 581-585, 2001.
- [37] J.-W. Lee, A. Kuliev, V. Kumar, R. Schwindt, I. Adesida, "Microwave noise characteristics of AlGaN/GaN HEMTs on SiC substrates for broad-band low-noise amplifiers," *IEEE Microw. Wireless Compon. Lett.*, vol. 14, no. 6, pp. 259-261, 2004.
- [38] G. Cibiel, L. Escotte, O. Llopis, "A study of the correlation between high-frequency noise and phase noise in low-noise silicon-based transistors," *IEEE Trans. on Microwave Theory and Techniques*, vol. 52, no. 1, pp. 183-190, 2004.

Chapitre IV :

**Conception d'amplificateurs faible bruit en
technologie hybride en bande Ka à base des HEMTs
InAlN/GaN**

I. Introduction

Bien que la technologie InAlN/GaN HEMT soit encore en phase d'étude exploratoire, les résultats présentés dans les chapitres précédents montrent que cette technologie présente des performances en hyperfréquence proches de celles de la technologie AlGaN/GaN dont certaines versions sont actuellement commercialisées (dans des bandes de fréquences plus basses). Nous avons pour cela choisi les composants de la plaque AEC1893 de $0.15 \times 2 \times 75 \mu\text{m}^2$ de surface de grille pour la réalisation des amplificateurs faible bruit. Ces composants présentent les meilleures performances en bruit aux fréquences micro-ondes parmi tous les composants étudiés au cours de ces travaux. Nous allons présenter dans ce chapitre la réalisation des amplificateurs mono-étage et 3 étages en technologie hybride en bande Ka. Ce choix a été porté par les études de robustesse que nous souhaitons conduire sur ces amplificateurs : les versions trois étages permettent de réaliser des modules qui pourront être comparés à l'état de l'art des amplificateurs faible bruit, avant et après application des contraintes, tandis que la version mono-étage permettra d'analyser plus spécifiquement les mécanismes de dégradation dont le transistor a été le siège soumis au cours d'un stress.

II. Conception des LNAs en technologie hybride à base des HEMTs InAlN/GaN en bande Ka

Nous allons rappeler dans ce paragraphe les performances en bruit aux fréquences micro-ondes d'un composant de la plaque AEC1893, plaque à partir de laquelle sont issus les composants utilisés pour la conception des LNAs. Il faut noter que les composants utilisés n'ont été mesurés qu'en paramètres [S]. Nous avons supposé qu'ils présentent les mêmes performances en bruit que l'échantillon de la même plaque bien qu'il existe une légère dispersion entre les performances des composants de cette plaque. Le but étant de réaliser un démonstrateur hybride à 30 GHz avant la conception d'un LNA en technologie MMIC.

1. Performances en bruit hyperfréquence des composants

Lors de la réalisation des amplificateurs, les performances en bruit hyperfréquences n'ont pas été mesurées dans la bande de fréquence de réalisation des LNAs. En effet, les paramètres de bruit utilisés ont été obtenus par extrapolation polynomiale d'ordre 2 à partir des paramètres obtenus par la mesure dans la bande 8-26 GHz. La figure IV.1 récapitule les performances en bruit mesurées dans les deux bandes 8-26 GHz, puis les mesures 26-40 GHz réalisées par la suite ainsi que les courbes obtenues en extrapolant les résultats de la bande 8-26 GHz.

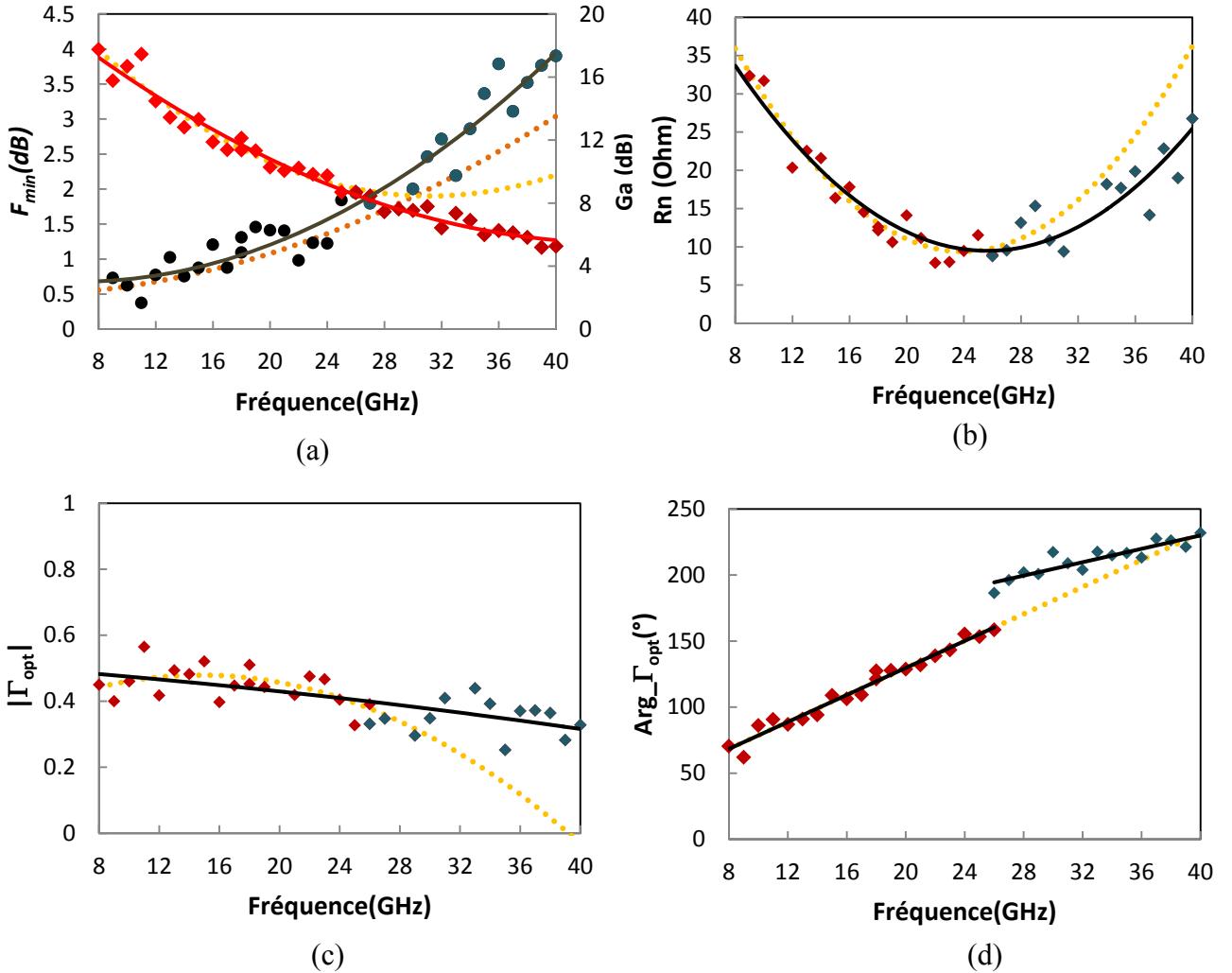


Figure IV.1: (a), (b), (c) et (d) représentent les quatre paramètres de bruit d'un composant AEC1893 de dimensions $0.15 \times 2 \times 75 \mu\text{m}^2$. En trait plein (noir) le fit sur la mesure large bande et en pointillés le fit sur la mesure 8-26 GHz extrapolé jusqu'à 40 GHz.

A partir des mesures 8-26 GHz, nous avons obtenu par extrapolation à 30 GHz : 1.9 dB et 8.5 dB respectivement pour le facteur de bruit minimum (F_{min}) et le gain associé (G_a). Le facteur de bruit minimum mesuré à 30 GHz est de 2 dB (cf. figure IV.1.a). Par contre si on considère le fit sur la mesure large-bande (trait plein noir), ce qui est plus correct puisqu'il permet de lisser les incertitudes liées à la technique multi-impédances utilisée, nous obtenons un facteur de bruit minimum d'environ 0.2 dB au dessus de celui obtenu par extrapolation. Le gain associé a été surestimé de 1 dB car la valeur mesurée est de 7.5 dB. La résistance équivalente de bruit a également été surestimée de 2Ω , celle mesurée étant de 11Ω . Par contre le module du coefficient de réflexion est sous-estimé de 0.05 par rapport à la mesure qui est de 0.3. Ces écarts entre les valeurs extrapolées et utilisées pour la conception des LNAs vont avoir un impact sur les caractéristiques des amplificateurs. Il faut également noter que la réalisation de ces amplificateurs est basée sur des paramètres mesurés et non pas sur les modèles des transistors reportés sur les amplificateurs.

En considérant les valeurs mesurées à 30 GHz, et dans le cas d'un LNA 3 étages composé de 3 transistors identiques, nous pouvons estimer en négligeant les pertes, un facteur de bruit total de 2.3 dB associé à un gain de 22 dB.

2. Spécifications des amplificateurs

Les amplificateurs sont réalisés en technologie hybride en bande Ka sur un substrat en alumine Al_2O_3 de conductivité thermique $35 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$ (à 300 K), de permittivité relative de 9.9 et d'épaisseur 254 μm . Les transistors sont reportés par technique '*flip-chip*' sur une empreinte afin de réaliser les interconnexions avec les lignes d'accès. Le report '*flip-chip*' permet à la fois de réaliser les connexions électriques et mécaniques entre le composant et le substrat d'accueil. Le principe consiste à retourner le composant de façon à ce que la face avant soit en regard du substrat d'accueil. La figure IV.2 présente une vue transversale d'un report flip-chip.



Figure IV.2: Vue transversale d'un report flip-chip.

Contrairement aux interconnexions par fils de bonding qui ramènent des pertes importantes [1], le report flip-chip présente de nombreux avantages. En effet, l'utilisation des '*bumps*' de connexion qui sont moins longs et qui ont un diamètre plus important que les fils de bonding, permettent de réduire les pertes et les éléments parasites comme les inductances. L'utilisation des '*bumps*' permet aussi une meilleure évacuation de la chaleur des composants. Ces '*bumps*' que nous avons utilisés dans ces circuits ont une surface de $50 \times 50 \mu\text{m}^2$ avec des hauteurs de 45 μm . Cette hauteur est largement suffisante pour limiter les couplages entre le transistor et le substrat, sachant que la hauteur préconisée par Heinrich et *al* est de 20 μm [2]. Le report '*flip-chip*' peut être utilisé aussi bien pour des technologies à ligne microruban et coplanaire. Nous avons utilisé des lignes microrubans qui sont les plus utilisées à ces fréquences grâce à une meilleure compacité et aux meilleures performances qu'elles offrent par rapport aux lignes coplanaires.

Les circuits seront mesurés sous pointes ; nous avons pour cela réalisé des accès coplanaires pour poser les pointes de mesure. Nous avons utilisé des lignes 50Ω pour les conducteurs centraux du circuit afin de limiter les pertes.

Les transistors sont choisis identiques pour les 3 étages des LNAs, avec une polarisation à $V_{DS} = 6 \text{ V}$ et un courant de 20 mA. Cette polarisation correspond à l'optimum

de polarisation qui offre un bon compromis entre le facteur de bruit minimum et le gain associé des transistors.

La réalisation a été réalisée conjointement entre le LAAS-CNRS et III-V Lab. En effet, III-V Lab s'est chargé de réaliser les modèles des empreintes sur lesquelles ont été déposés les composants en '*flip-chip*', tout comme les amenées de polarisation sur les puces. Le LAAS-CNRS s'est chargé de la partie conception du LNA : adaptation en bruit et en puissance, stabilité et dessin des masques.

Compte tenu de la fréquence de fonctionnement élevée (30 GHz), réduisant ainsi la longueur d'onde, il est possible d'utiliser les éléments distribués et les stubs. Les capacités MIM choisies pour le découplage et pour les liaisons inter-étage ont donc été choisies avec les dimensions les plus petites possibles : malgré cela, leurs dimensions ne permettaient de considérer ces passifs comme localisés, et nous avons porté un soin tout particulier pour valider nos conceptions en appliquant une distribution à ces capacités afin de vérifier la robustesse de notre conception à une mauvaise appréciation des modèles utilisés.

3. Réalisation et simulation petit signal des LNAs mono-étage

a. Adaptation entrée/sortie et circuit de polarisation

L'empreinte réalisée par III-V Lab est modélisée par une inductance et des plots de masse permettant de contribuer simultanément à l'adaptation en bruit et en gain des transistors et aussi à leur stabilité. La figure IV.3 présente en (a) et en (b) l'empreinte et son modèle respectivement.

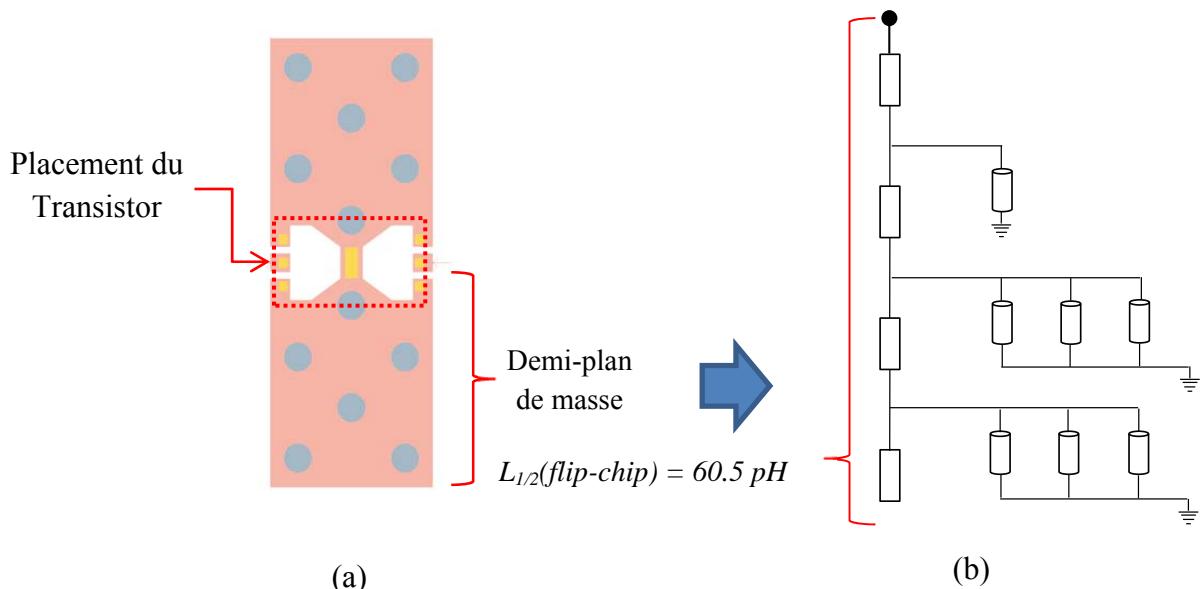


Figure IV.3: (a) Empreinte du support servant à accueillir le transistor. (b) Modèle d'un demi-plan de masse correspondant à une inductance de 60.5 pH.

Les circuits d'adaptation ont été réalisés par des lignes 50Ω placées en série avec le transistor, et par des stubs en circuit-ouvert. Les circuits de polarisation ont été dimensionnés de façon à ne pas perturber le fonctionnement du circuit à 30 GHz. La figure IV.4 présente le dessin de masque du circuit de polarisation ainsi que ses pertes de transmission (S_{21}) entre 28 et 32 GHz.

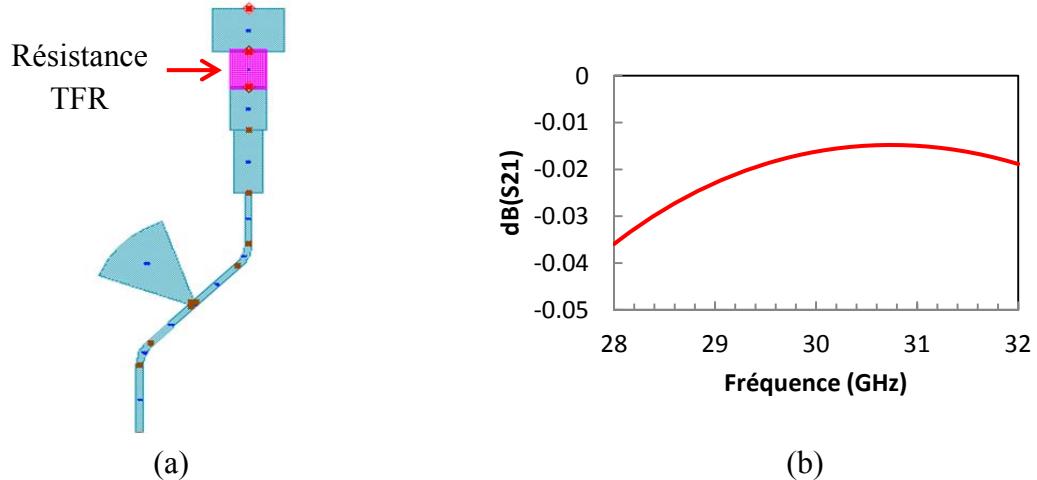


Figure IV.4: (a) empreinte du circuit de polarisation. (b): Pertes engendrées par le circuit de polarisation.

Nous avons ajouté en série sur ce circuit une résistance TFR (*Thin Film Resistor*) de valeur 63Ω pour satisfaire la stabilité du circuit. Des pertes de 0.016 dB sont simulées à la fréquence de 30 GHz. La figure IV.5 présente les paramètres S_{11} et S_{22} ainsi que le paramètre S_{21} et le facteur de bruit du circuit après adaptation, avec et sans les circuits de polarisation.

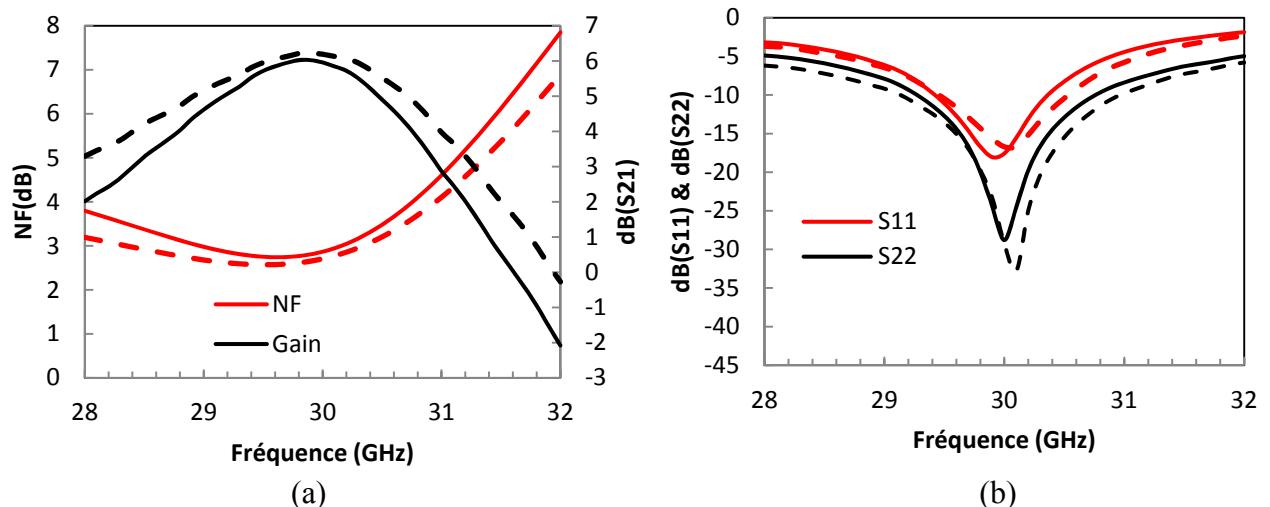


Figure IV.5: (a) Facteur de bruit (rouge) et gain (noir) du circuit adapté. (b) Paramètres S_{11} (rouge) et S_{22} (noir). Avant l'ajout des circuits de polarisation (traits discontinus). Après ajout des circuits de polarisation (traits pleins). (Circuit mono-étage)

Le facteur de bruit et le gain simulés dans ces conditions sont respectivement de 2.9 dB et de 6 dB à 30 GHz ; les paramètres S_{11} et S_{22} sont de -18 dB et de -29 dB respectivement après l'ajout des circuits de polarisation. Cela correspond à une augmentation du facteur de bruit et une diminution du gain de 0.2 dB. Nous relevons une amélioration de 0.3 dB sur le coefficient de réflexion en entrée et une dégradation du coefficient de réflexion en sortie de 0.5 dB. Comparé aux valeurs estimées par extrapolation, nous obtenons une dégradation simulée de 1 dB sur le facteur de bruit et de 2.5 dB sur le gain. Cela est lié à la difficulté de réaliser à la fois l'adaptation en puissance et en bruit et aussi la stabilité du circuit (instabilités à 15GHz, difficilement réalisable par éléments distribués de par l'impact à $2 \times 15 = 30$ GHz). De plus, la valeur de l'inductance de source (60.5 pH) qui permet d'optimiser cette adaptation a été fixée par l'empreinte réalisée par III-V Lab. Aussi, le coefficient de réflexion optimal en bruit est proche des zones d'instabilités du circuit. Néanmoins, nous en déduisons que le circuit de polarisation a été bien dimensionné, car le LNA est bien adapté en bruit et en gain. Il reste à observer la stabilité de celui-ci.

b. Étude de la stabilité du circuit

La stabilité du circuit est un paramètre majeur à prendre en considération pour éviter tout risque d'oscillation du circuit sur la gamme de fréquence où le transistor dégage du gain. En observant le facteur de Rollet K , nous constatons que le circuit n'est pas inconditionnellement stable (lorsque $K < 1$) entre 5 et 15 GHz. Cela est une conséquence de la valeur trop élevée du gain du circuit (gain compris entre 5 et 13 dB) sur cette plage de fréquence. Nous avons ainsi réalisé des circuits de stabilisation qui ont pour rôle d'abaisser le niveau de gain afin de stabiliser le LNA. Compte tenu de cette bande de fréquence assez importante et de la difficulté à réaliser des circuits utilisant des résistances (ces dernières augmentant le bruit du circuit, et étant difficilement intégrables en version hybride de par leur encombrement pour les fréquences les plus hautes), nous avons réalisé des circuits à base de ligne et de capacités MIM de 0.6 pF et 0.4 pF et qui ont été distribuées en entrée et en sortie des amplificateurs. Soit deux circuits en entrée et deux circuits en sortie. La figure IV.6 présente les empreintes des deux circuits utilisés.

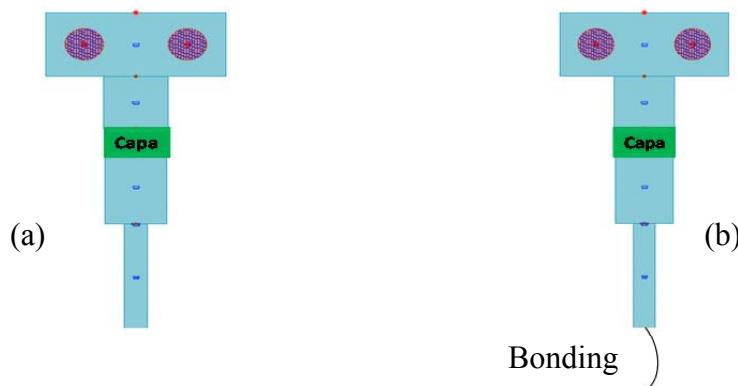


Figure IV.6: (a) Circuit de stabilisation entrée (doublé pour des valeurs de capacités de 0.6 et 0.4pF). (b) Circuit de stabilisation sortie (doublé pour chacune des capacités 0.6 et 0.4pF).

Ces circuits n'ont pas les mêmes largeurs et longueurs de lignes. Le deuxième, ayant une largeur de ligne plus petite, utilise un fil de bonding pour le relier au conducteur central du LNA. Le choix du fil de bonding est motivé par le fait de ne pas perturber le fonctionnement du LNA et d'augmenter le degré de liberté pour un ajustement de la stabilité après la réalisation finale. Ces circuits présentent moins de 0.05 dB de pertes entre 28 et 32 GHz. La figure IV.7 présente le facteur de Rollet K avant et après ajouts successifs des circuits de stabilisation, avec et sans fil de bonding en entré et en sortie.

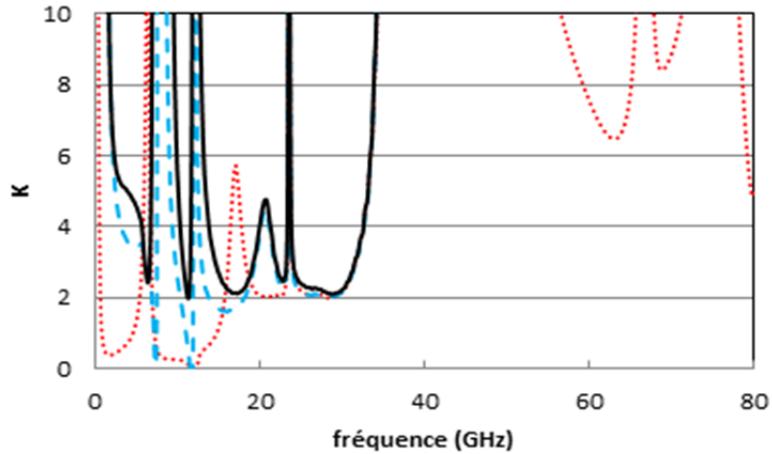


Figure IV.7: Facteur de Rollet. Sans circuit de stabilisation (rouge), avec circuit de stabilisation sans fil de bonding (bleu) et avec les deux circuits de stabilisation (noir).

Nous obtenons suite à cela, une stabilité inconditionnelle du circuit. Les performances de ce dernier n'ont pas été impactées de manière sensible par l'ajout des circuits de polarisation selon la solution retenue. Nous avons simulé un facteur de bruit de 2.9 dB et un gain de 5.8 dB, avec les paramètres d'adaptation S_{11} et S_{22} de -18.6 dB et -27.6 dB respectivement à 30 GHz. En considérant un critère d'adaptation à -10dB en entrée et en sortie, cela nous procure un facteur de bruit simulé maximum de 4.6 dB et un gain minimum de 2.8 dB (avec une ondulation de 1.2 dB) sur la gamme de fréquence 29- 31 GHz. La figure IV.8 présente les performances de ce circuit.

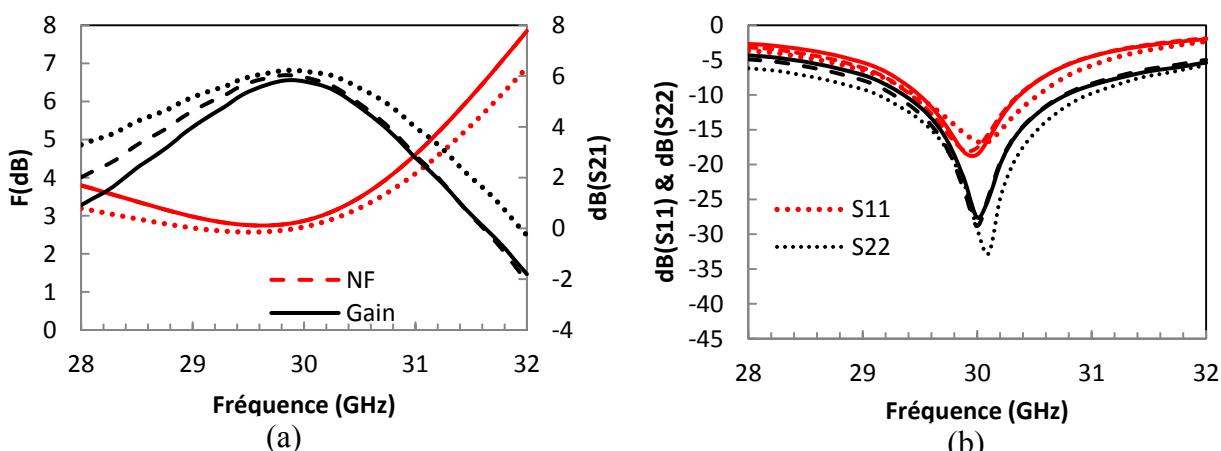


Figure IV.8: (a) Facteur de bruit (rouge) et Gain (noir). (b) Paramètres S_{11} (rouge) et S_{22} (noir). En traits plein le résultat final, en traits discontinus le résultat après ajout de circuits de polarisation et en pointillé avant l'ajout de circuits de polarisation

Nous avons simulé au total 9 LNAs mono étage avec 9 composants proposant des matrices de paramètres [S] différentes ; ces LNAs présentent des performances proches de celles présentées ici (identifiées par le terme ‘composant A’), avec une stabilité systématiquement inconditionnelle. Le tableau IV.1 résume les résultats obtenus pour ces 9 LNAs.

Tableau IV-1: Performances à 30 GHz des 9 LNAs simulés avec 9 composants différents de la plaque AEC1893

Composant	F (dB)	Gain (dB)	S11 (dB)	S22 (dB)	K (toute la bande)
A	2.9	5.8	-18.6	-27.6	>2
B	--	5.5	-19.6	-27.8	>2
C	--	5.9	-20.2	-33.3	>2
D	--	6	-18.5	-30.0	>2
E	--	5.8	-18.0	-30.5	>2
F	--	5.6	-18.6	-27.0	>2
G	--	5.7	-19.0	-22.0	>2
H	--	5.7	-18.5	-23.0	>2
I	--	5.5	-17.6	-28.8	>2

Le facteur de bruit (F) n'a pas été comparé pour ces amplificateurs, car ce sont les mêmes valeurs qui ont été incluses dans chacun des fichiers des composants. Nous pouvons remarquer dans ce tableau que les performances de ces LNAs sont assez proches avec une stabilité inconditionnelle dans tous les cas et un gain moyen de 5.7 dB. Un écart maximum de 0.5 dB est relevé autour de la spécification donnée par le composant A sur le gain. Cela montre la faible dispersion technologique entre les composants issus de cette plaque. La consommation des circuits est de 120 mW pour une polarisation de drain de 6V. La figure IV.9 présente le dessin de masque du circuit final. Sur cette figure des plots d'ajustements ont été ajoutés autour des lignes par III-V Lab. Sans les chemins de découpage, le circuit fait 9.3x7.5 mm².

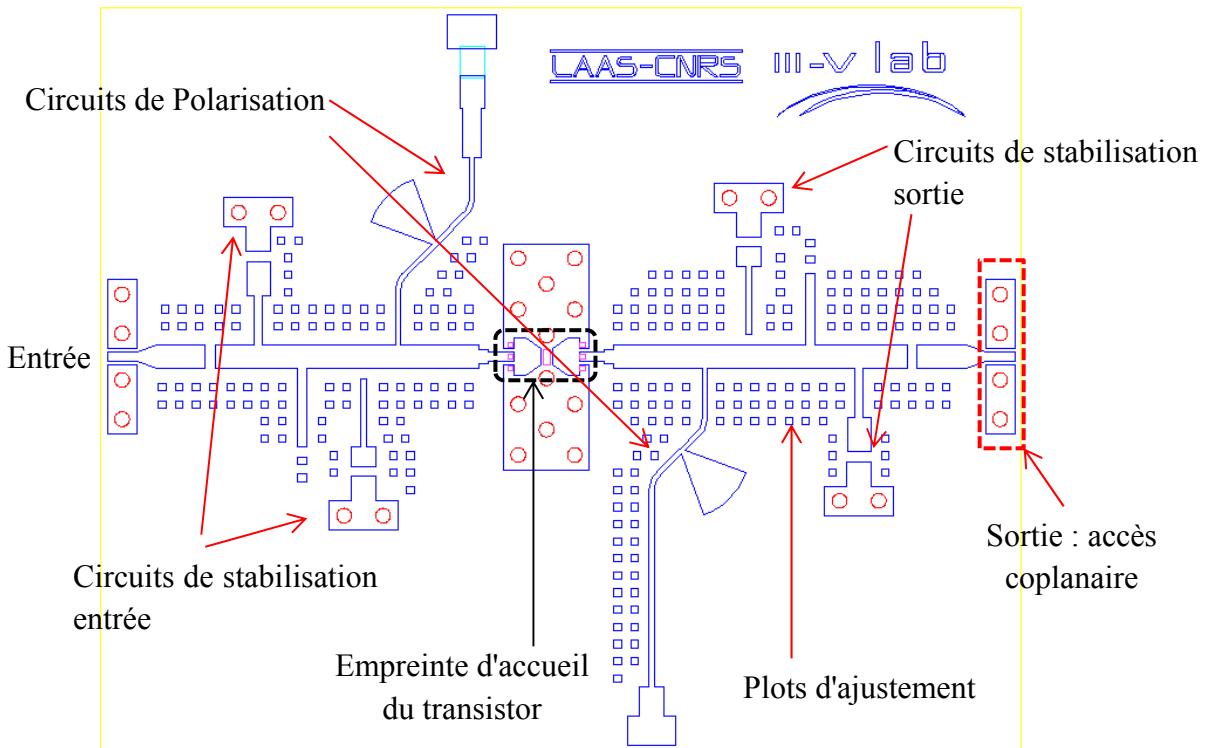


Figure IV.9: Dessin de masque du LNA mono-étage.

4. Réalisation et simulation petit signal des LNAs 3 étages

L'adaptation d'impédance est réalisée avec des lignes placées en série des transistors, et des stubs en circuit-ouvert ; les circuits de polarisation contribuent également à cette adaptation. Contrairement aux LNAs mono-étage, les circuits de polarisation des LNAs 3 étages contribuent également à l'adaptation en bruit et en puissance du circuit. Ainsi il était nécessaire d'ajouter en parallèle du circuit de polarisation, un circuit de découplage du signal RF afin que celui-ci ne se propage pas vers la source de polarisation DC externe. Ce circuit de découplage est constitué d'une capacité MIM de 0.6 pF et de lignes de transmission ; celui-ci présente un court-circuit à 30 GHz. Une résistance de 42Ω est placée en série sur le circuit de polarisation de grille afin de contribuer à la stabilisation du circuit aux basses fréquences. Les capacités MIM de liaison sont de 0.4 pF, et l'adaptation inter-étage est directe (adaptation conjuguée $\text{sortie}_{\text{étage } N} \rightarrow \text{entrée}_{\text{étage } N+1}$, sans se ramener à une impédance de 50Ω). Ce procédé présente l'avantage de corriger la platitude du gain dans la bande de fréquence utile.

La stabilité globale du circuit a été étudiée en observant le facteur K. Ne disposant pas du modèle électrique petit signal des transistors pour utiliser la méthode NDF (Normalized Determinant Function) [3] pour lesquels il est nécessaire d'agir sur la commande (extinction des sources de certains étages pris un à un, du fait de l'utilisation du critère de Nyquist pour observer les instabilités inter-étage), nous avons utilisé l'outil **SprobePairT** disponible dans le

logiciel ADS. Cet outil donne accès aux coefficients de réflexion inter-étage et permet grâce à un algorithme, de donner l'information sur l'état de stabilité d'un étage. Nous avons utilisé les circuits de stabilisation présentés au paragraphe IV.3.b de ce chapitre. Contrairement au LNA mono-étage, nous avons disposé un seul circuit de stabilisation en entrée et un deuxième (avec fil de *bonding*) en sortie pour chaque étage. Cela est dû à l'impédance présentée par les étages en sortie qui modifie la stabilité des étages en amont, ce qui ne nécessite l'utilisation de seulement 2 circuits de stabilisation par étage du LNA en version 3 étages. La figure IV.10 présente l'évolution des paramètres S_{11} et S_{22} lorsqu'on ajoute successivement les circuits de polarisation et de stabilisation en entrée et en sortie de chaque étage, et les performances du circuit final.

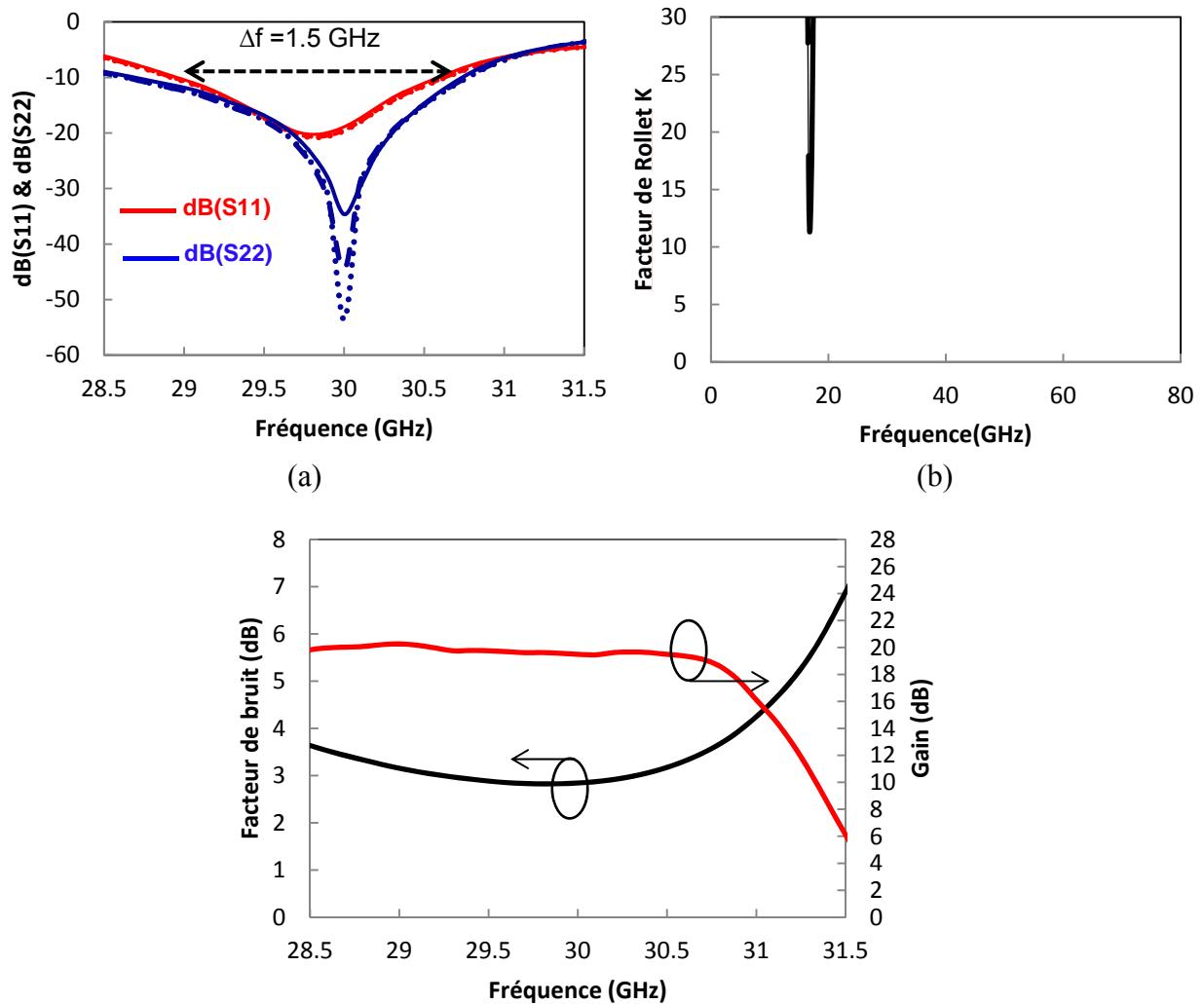


Figure IV.10: (a) Paramètres S_{11} (rouge) et S_{22} (bleu) du circuit RF seul (pointillés), circuit RF + circuit de polarisation (traits discontinues) et du circuit RF+Circuit de polarisation + circuits de stabilisation (trait continu). (b) Facteur de Rollet K. (c) Facteur de bruit (noir) et gain (rouge) du circuit.

Nous pouvons constater (figure IV.10.a) que les circuits de polarisation et de stabilisation n'ont pas beaucoup d'impact sur l'adaptation et donc sur le gain du circuit global. Nous avons aussi observé les mêmes effets sur le facteur de bruit. Une bande d'adaptation de

1.5 GHz est relevée, pour laquelle les coefficients de réflexion entrée/sortie sont inférieurs à -10 dB. A 30 GHz les coefficients de réflexion en entrée et en sortie sont respectivement de -16.3 dB et -34.6 dB. La stabilité globale est inconditionnelle avec $K > 11$ sur toute la bande de fréquence. En utilisant l'outil SprobePairT, nous avons observé la stabilité inter-étage du circuit ; celle-ci a montré que chacun des trois étages pris un à un est stable. Le facteur de bruit global est de 2.8 dB avec un gain de 19.5 dB à 30 GHz. Comparé aux valeurs d'un LNA 3 étages sans pertes (2.3 dB et 22 dB de facteur de bruit et gain respectivement), nous avons une contribution des pertes de 0.5 dB sur le facteur de bruit et de 2.5 dB sur le gain. La contribution à 30 GHz du premier étage sur le facteur de bruit total est de 2.4 dB et de 6.4 dB sur le gain total. Ce qui conduit à une contribution du premier étage de 85.7 % sur le facteur de bruit total du circuit. Nous avons pour les 2 premiers étages un facteur de bruit de 2.76 dB et un gain de 12.7 dB ce qui entraîne que le deuxième étage (6.3 dB de gain) contribue à hauteur de 12.9 % sur le facteur de bruit total du circuit. Par conséquent le dernier étage (6.8 dB de gain) contribue à hauteur de 1.4 % sur le facteur de bruit total. Étant donné le faible impact du troisième étage au facteur de bruit, conformément à la formule de FRIIS, nous avons privilégié l'adaptation en puissance sur le dernier étage

Nous avons également effectué une analyse de sensibilité de Monte-Carlo (150 itérations) en faisant varier les longueurs et les largeurs des lignes de +/- 20 μm et +/- 5 μm respectivement. Les résultats (cf. figure IV.11) montrent que les performances du circuit ne sont pas dégradées, ce qui laisse présager d'une certaine tolérance de nos circuits aux

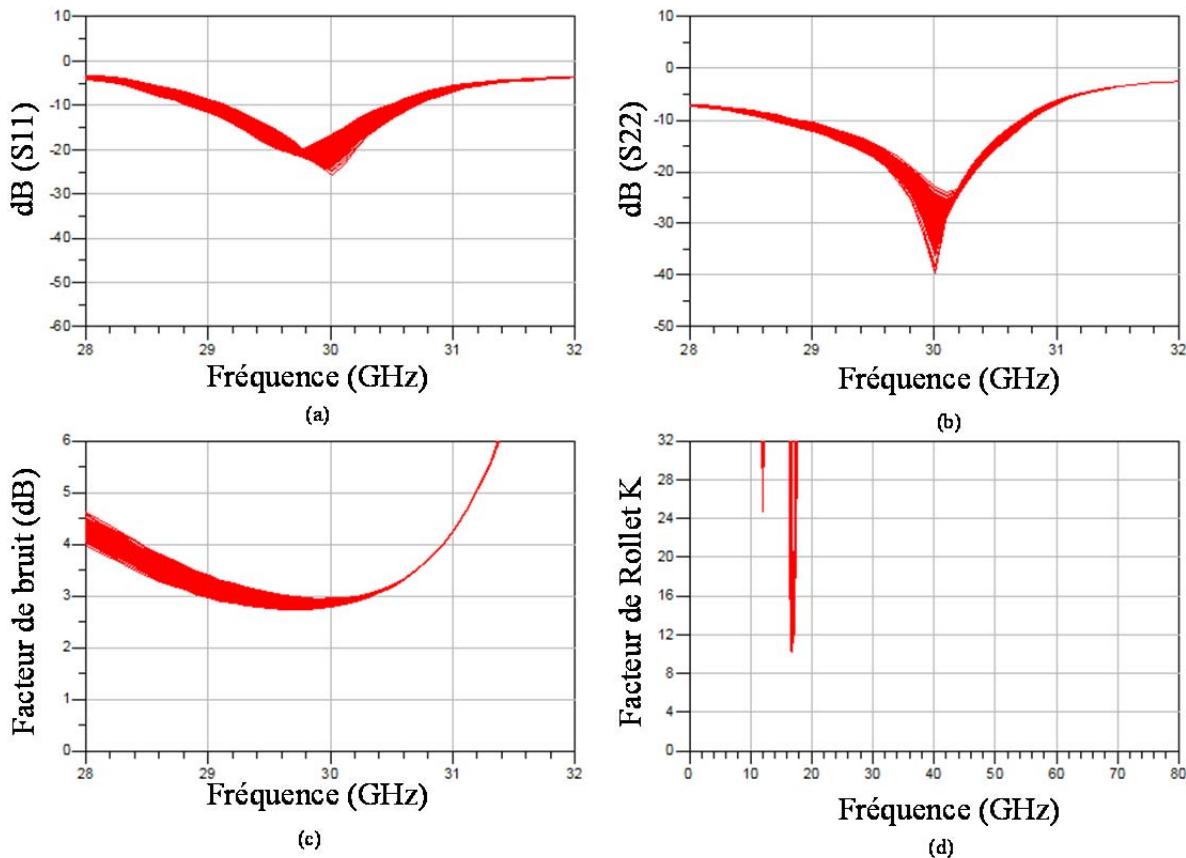


Figure IV.11: (a) Paramètre S11. (b) Paramètre S22. (c) Facteur de bruit. (d) Facteur de Rollet.

incertitudes de placement des passifs et fils de bonding notamment (nous avions déjà validé la robustesse de la conception vis-à-vis de la dispersion en paramètres [S] des transistors utilisés).

Les résultats du LNA 3 étages présentés précédemment correspondent à un circuit dont les 3 étages sont constitués de transistors identiques. Nous avons également simulé 5 LNAs ayant des transistors différents sur chaque étage. Le choix des transistors a été effectué en fonction des performances des composants qui dépendent de leur localisation sur la plaque AEC1893. Ainsi, les composants nommés NO sont localisés au nord-ouest sur la plaque, SO au sud-ouest et SE au sud-est. Les composants NO présentent de meilleures performances dynamiques (paramètre [S]) suivis des composants SO puis des composants SE. Nous avons pour cela disposé ces composants dans le même ordre sur chaque étage du circuit. A savoir les composants NO dans le premier étage (pour favoriser les performances en bruit-gain), SO dans le deuxième étage puis SE dans le dernier étage. Les résultats de ces LNAs sont résumés dans le tableau IV.2 en plus des performances des LNA utilisant 3 transistors issus de la même zone.

Tableau IV-2: Performances à 30 GHz des différents LNAs simulés.

	F (dB)	Gain (dB)	S11 (dB)	S22 (dB)	K (toute la bande)
Transistors zone NO-NO-NO	2.8	19.5	-16.3	-34.6	>11
NO-SO-SE-A	2.9	16.7	-20.0	-28.0	>7
NO-SO-SE-B	2.9	16.5	-19.2	-27.0	>7
NO-SO-SE-C	2.9	17.7	-17.6	-25.0	>6
NO-SO-SE-D	2.8	17.7	-17	-36.8	>7
NO-SO-SE-E	2.8	17	-19.2	-27.9	>8

Nous pouvons constater dans ce tableau que les performances simulées des LNAs 3 étages sont meilleures lorsque des transistors identiques et de meilleures performances dynamiques sont placés sur chaque étage. La diminution des performances des 5 autres LNAs par rapport à celles du LNA avec des transistors identiques est lié au fait que les transistors des derniers étages ont des performances dynamiques en dessous de celles des transistors des premiers étages. Nous pouvons noter le maintien d'une stabilité inconditionnelle pour tous les circuits avec une bonne adaptation d'impédance entrée/sortie qui reste largement en dessous de -10 dB. Le gain minimum est de 16.5 dB avec un facteur de bruit qui est de 2.8 dB en moyenne. Ce dernier paramètre est toutefois à prendre avec beaucoup de précautions dans la mesure où la localisation des transistors a probablement un impact sur les paramètres de bruit, tandis que nos simulations ont utilisé un seul et même fichier de paramètres de bruit. Néanmoins, nous pouvons noter que ces résultats sont prometteurs pour cette technologie qui est encore en cours d'étude.

La figure IV.12 présente le dessin de masque du circuit ; il mesure 22x75 mm². Les transistors sont polarisés à la même tension $V_{DS} = 6V$, ainsi la consommation du circuit est de 360 mW.

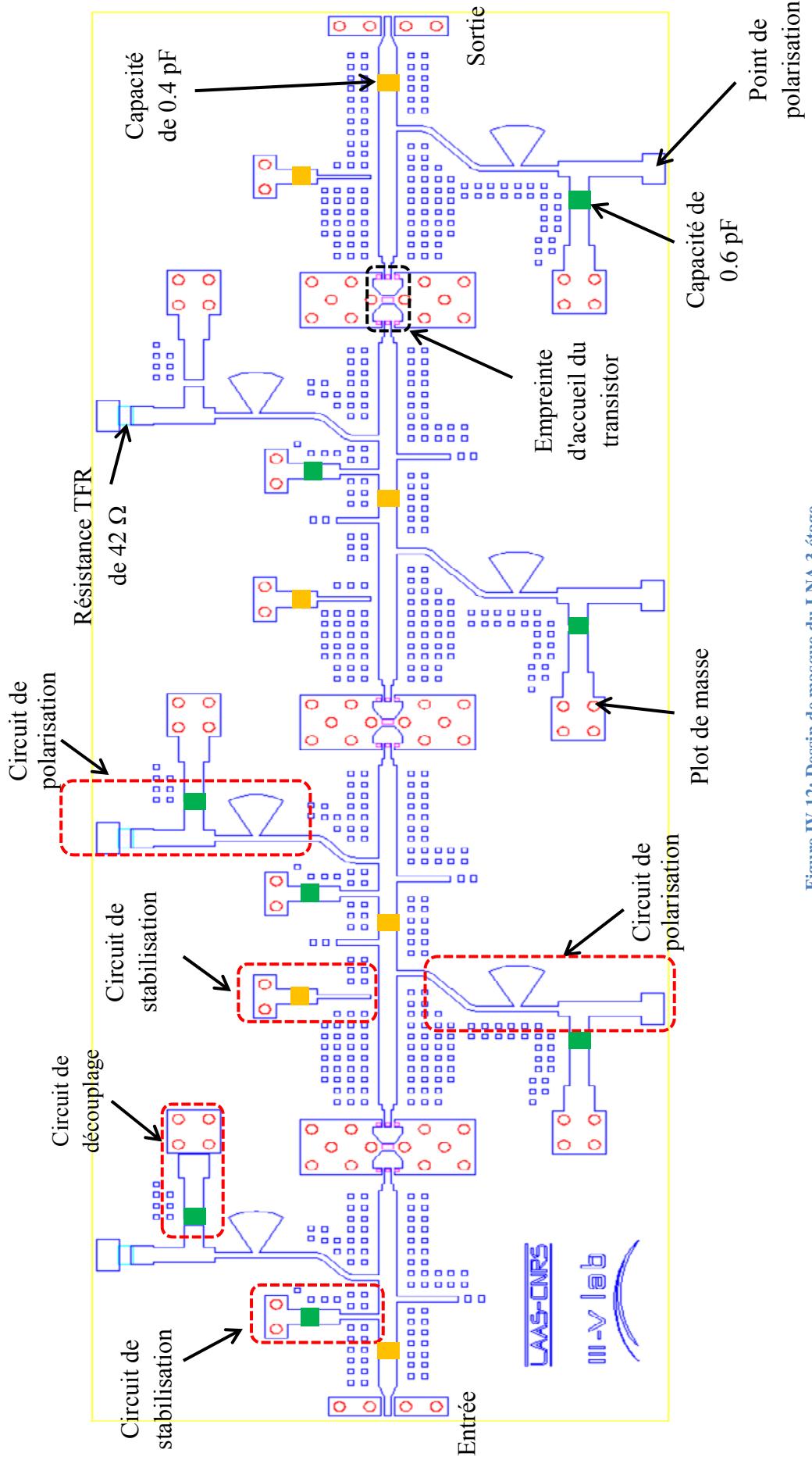
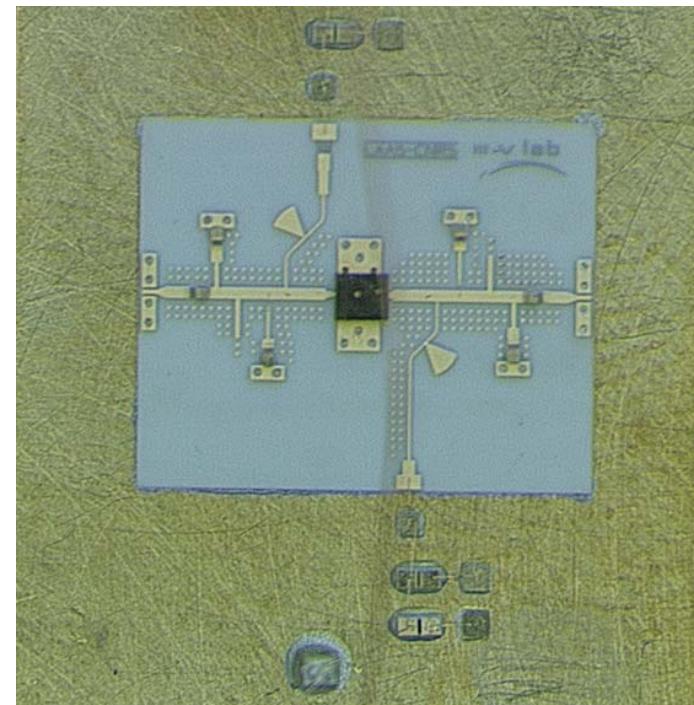
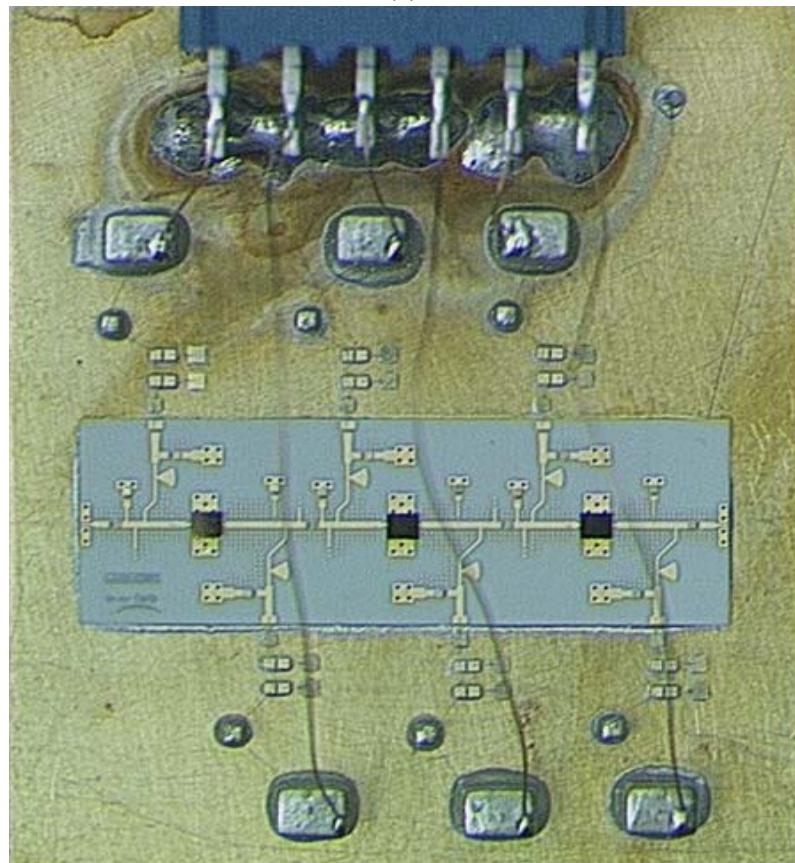


Figure IV.12: Dessin de masque du LNA 3 étage.

Les figures IV.13.a et IV.13.b présentent des photos des LNAs mono-étage et 3 étages après réalisation.



(a)



(b)

Figure IV.13: Photos d'un LNA mono étage (a) et d'un LNA 3 étages (b) après réalisation.

5. Conclusion

Les performances simulées que nous avons obtenues dans le cas des LNAs 3 étages à base de transistors identiques sont proches des spécificités du projet Genghis Khan qui vise un facteur de bruit inférieur à 3.2 dB avec un gain d'au moins 20 dB à 30 GHz. La dispersion technologique sur les composants d'une même plaque a conduit à des résultats en dessous des spécificités du projet en termes de gain, même si le facteur de bruit est conforme : ceci traduit les efforts à apporter afin d'améliorer les performances dynamiques des transistors. La plus grande difficulté rencontrée lors de la conception de ces circuits concernait leur stabilisation inconditionnelle. Les cercles de stabilité des transistors utilisés sont proches du centre de l'abaque Smith, c'est à dire proche d'une impédance 50Ω . Ainsi, un compromis entre la stabilité, le facteur de bruit et le gain a été difficilement obtenu. Néanmoins, si nous considérons les performances simulées des LNAs 3 étages, celles-ci placent notre réalisation à l'état de l'art même si les références dans cette technologie et dans cette bande de fréquence sont à l'heure actuelle peu nombreuses. La figure IV.14 présente une comparaison du facteur de bruit du LNA 3 étages-transistors identiques avec les performances obtenues par d'autres auteurs ayant réalisé des LNAs à base de GaN.

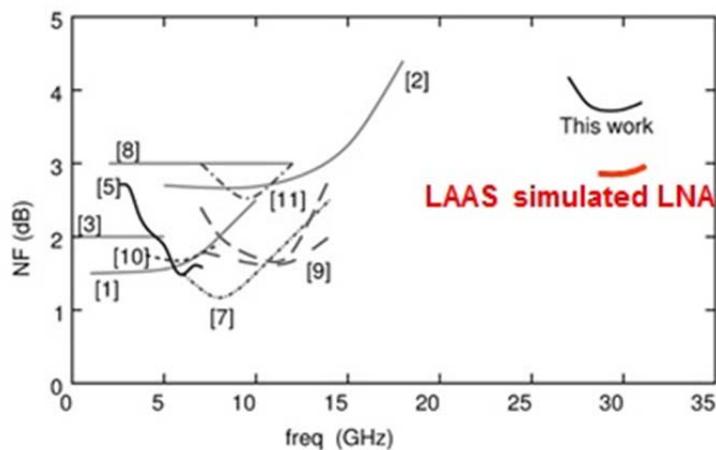


Figure IV.14: Comparaison des résultats simulés dans nos travaux avec des LNA GaN mesurés (graphique issu des travaux de M. Rudolph dans [4]).

Le facteur de bruit simulé dans ces travaux est environ 1 dB en dessous de celui obtenu par Rudolph et al [4], ce qui est très encourageant pour une technologie qui est encore à l'état d'étude, sous réserve d'une confirmation par la mesure.

III. Mesure des amplificateurs

1. Mesure des performances en bruit des LNAs mono-étage

Les amplificateurs ont été montés sur une embase par III-V Lab pour la mesure. Les paramètres [S] et le facteur de bruit sous 50Ω des amplificateurs ont été mesurés avec des pointes coplanaires. La polarisation est ramenée sur les circuits à partir des fils de bonding.

Ces aménées de polarisation ont été réalisés par III-V Lab qui a également effectué les premières mesures des paramètres [S] sur ces amplificateurs. De leurs premières observations, il ressort que tous les amplificateurs mono-étage oscillent à 8.9 GHz et 7.6 GHz pour les amplificateurs 3 étages. Les premières corrections ont donc été portées sur les LNAs mono-étage. En déconnectant les circuits de stabilisation avec fils de bonding, les oscillations observées sur les mono-étages ont ainsi pu être supprimées. Ainsi, nous avons pu mesurer les paramètres [S] et le facteur de bruit de ces LNAs. La figure IV.15 présente en (a) et en (b) les paramètres S de différents LNAs mono-étage, en (c) et en (d) le facteur de bruit et le gain respectivement du LNA_1A.

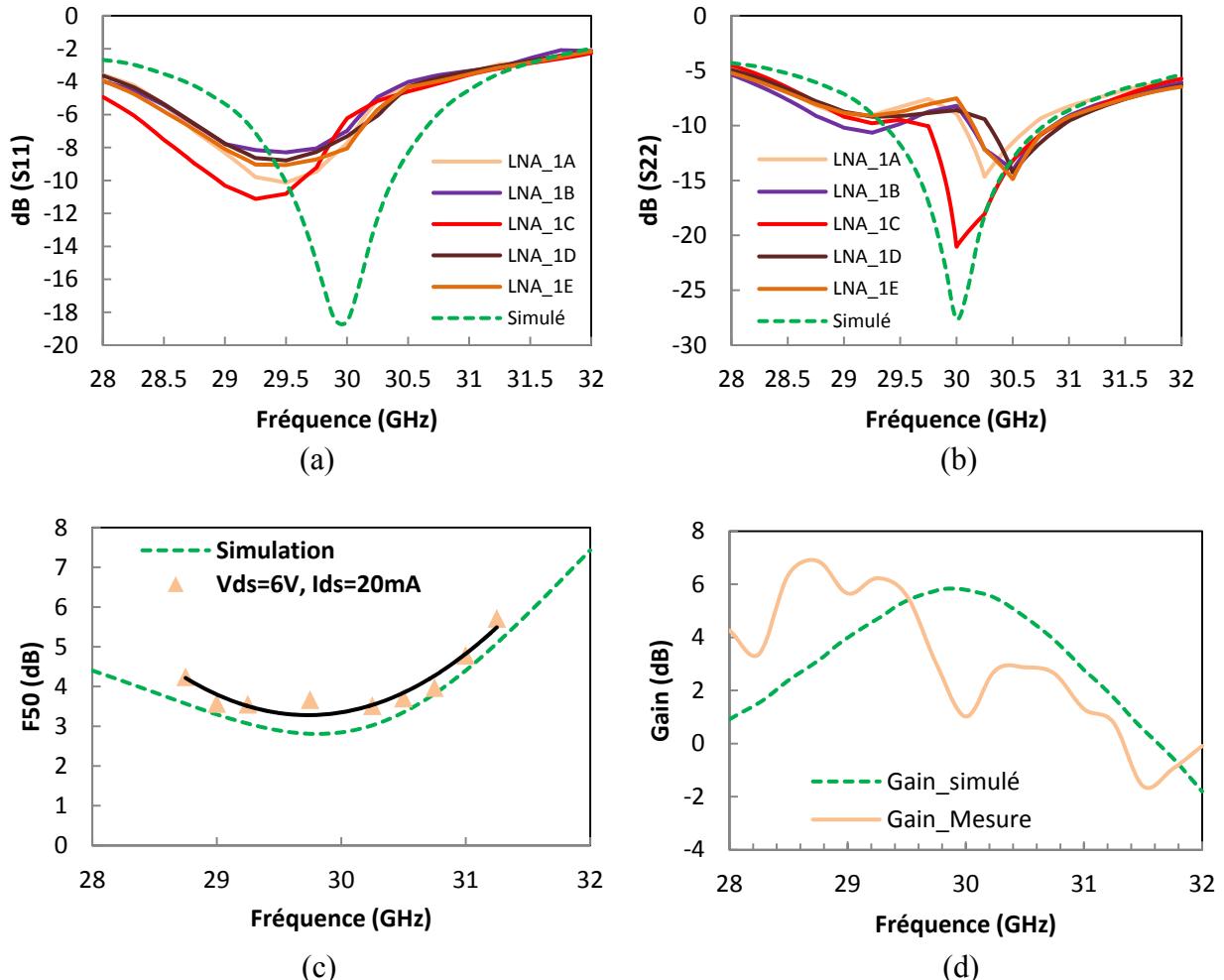


Figure IV.15: (a) Paramètre S_{11} simulé (traits discontinus) et mesurés (traits pleins). (b) Paramètre S_{22} simulé (traits discontinu) et mesurés (traits pleins). (c) Facteur de bruit simulé (traits discontinu) et mesurés (triangles) du LNA_1A. (d) Gain simulé (traits discontinu) et mesuré (trait plein) du LNA_1A. à $V_{DS} = 6V$ et $I_{DS} = 20$ mA.

Ces mesures montrent un décalage des bandes de fréquence d'adaptation d'entrée vers les basses fréquences et de sortie vers les hautes fréquences de ces amplificateurs. L'adaptation entrée/sortie est moins bonne que celle obtenue en simulation. Le facteur de bruit mesuré suit les mêmes variations qu'en simulation avec une valeur mesurée supérieure de 0.3 dB à celle obtenue par la simulation à 30 GHz. Par contre le gain est très faible à 30 GHz, même si celui-ci présente une valeur de 5.6 dB à 29.5 GHz. Le LNA_1A fonctionne mieux à

29.5 GHz en raison d'une meilleure adaptation d'entrée. La modification de la polarisation en maintenant la tension de drain à 6 V n'a pas permis de corriger ces décalages. Nous avons observé que les autres LNAs fonctionnent correctement à 29.5 GHz. La figure IV.16 présente le facteur de bruit et le gain des différents LNAs mono étages mesurés à 29.5 GHz sous $V_{DS} = 6V$ et en fonction du courant I_D mesuré côté drain.

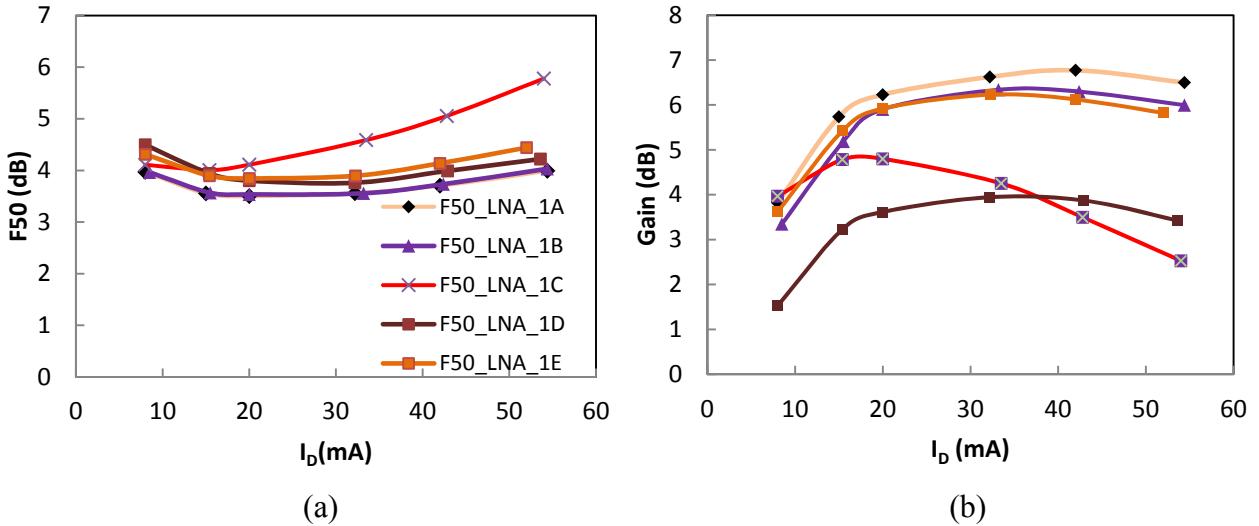


Figure IV.16: (a) Facteur de bruit. (b) Gain, des différents LNAs mesurés à $V_{DS} = 6V$ en fonction du courant mesuré côté drain des transistors à 29.5 GHz.

Nous constatons sur ces graphes que tous les LNAs mesurés, à l'exception du LNA_1C, présentent un niveau de bruit homogène. Le gain des LNA_1C et LNA_1D est en dessous de celui des autres amplificateurs. Les écarts observés entre les performances mesurées et simulées ainsi qu'entre les différents circuits peuvent être dus à un possible changement des performances propres aux composants. Le comportement en bruit du LNA_1C peut en outre être lié au fait que nous avons utilisé les paramètres de bruit d'un composant autre que ceux utilisés pour la réalisation de ces amplificateurs. Néanmoins, nous pouvons noter une bonne reproductibilité des performances entre les LNAs_1A, 1B et 1D. Nous n'avons à ce jour pas encore effectué des rétro-simulations afin d'identifier avec exactitude l'origine des écarts que nous avons observés. De même, les amplificateurs à 3 étages n'ont pas encore pu être stabilisés pour pouvoir les mesurer, comme nous le justifierons dans le paragraphe. Après des retro-simulation sur cette version du LNA 3 étages, il apparaît qu'une instabilité inter-étages justifie l'oscillation relevée à 7.6 GHz : seule l'insertion d'un filtre de premier ordre de type passe-haut (coupure à environ 10 GHz) permet de stabiliser le circuit, mais ce dernier doit être placé juste après la capacité de liaison et cette solution technique ne pourra pas être mise en œuvre sur cette version (une seconde réalisation serait nécessaire). Par la suite, seule la version mono-étage sera étudiée en phase de pré-robustesse sous signal RF.

2. Mesure de puissance des LNAs mono-étage : étude de pré-robustesse

Nous avons pu réaliser des mesures des performances en puissance de deux LNAs mono-étage à 29.5 GHz : il s'agit des LNAs 1B et 1E. Nous avons utilisé un synthétiseur de fréquence Anritsu MG3694B - 40 GHz ; celui-ci peut délivrer une puissance maximum de +22 dBm à 29.5 GHz. Ne disposant pas d'amplificateur pour obtenir plus de puissance en entrée des LNAs et en prenant en compte les pertes du système entre le synthétiseur de fréquence et le dispositif à mesurer, nous disposons seulement de +14 dBm de puissance maximale à délivrer en entrée des dispositifs (les mesures sont réalisées sous pointe). Cependant cette puissance est suffisante pour que les dispositifs fonctionnent en compression. Les mesures de puissance sont effectuées sur un analyseur de spectre Rohde & Schwarz 20 Hz-67 GHz.

Les premières mesures réalisées sur le LNA_1E (cf. figure IV.17) montrent que le gain de celui-ci (4.5dB), en régime linéaire, a chuté d'environ 1.5 dB par rapport à celui obtenu lors de la mesure des performances en bruit (environ 6dB) pour une même polarisation (tension de drain de 6V et courant de drain de 20 mA).

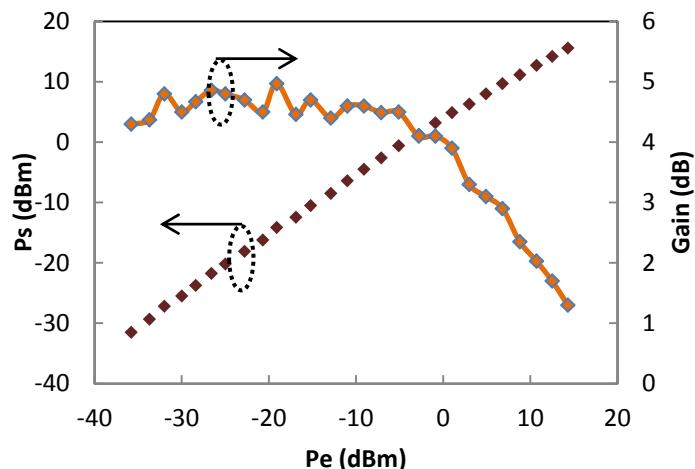


Figure IV.17: Puissance de sortie (Ps) et gain du LNA_1E en fonction de la puissance (Pe) à l'entrée du LNA. $V_{DS} = 6V$ $I_{DS} = 20$ mA initialement (variable avec la puissance, jusqu'à $I_{DS}=28.5$ mA)

Nous obtenons une compression de gain à 1dB pour une puissance d'entrée (Pe) de 3dBm ce qui correspond à une puissance de sortie $P(s)$ de 6.5dBm. Nous n'avons pas encore réévalué les performances en bruit dans ces conditions mais il est fort probable que celles-ci soient également dégradées. Plusieurs semaines se sont déroulées entre les mesures de bruit et ces mesures RF ; après avoir réalisé des simulations sous différentes conditions de fermeture charge-générateur, et en évaluant les fluctuations de gain (G_{max}) avec et sans ligne quart d'onde, une variation maximale de 0.4dB du gain peut être imputée au dispositif expérimental utilisé. Il semble donc que le composant ait évolué sur cette période.

Un deuxième LNA mono-étage (il s'agit du LNA_1B) a été mesuré afin de s'assurer de la stabilité des performances de celui-ci. Si le gain de ce dernier perd environ 1.5dB, alors le système de mesure peut être mis en cause sous réserve de s'assurer que tous les autres LNAs

présentent les mêmes pertes. Dans le cas contraire, notre hypothèse précédente est valide et les pertes observées sur le gain petit signal du premier LNA_1E seraient liées au composant. Ainsi, en effectuant une étude en puissance du LNA_1B nous avons obtenu les résultats qui sont présentés sur la figure IV.18. Ceux-ci montrent que le LNA_1B présente le même gain d'environ 6dB en régime linéaire que celui obtenu avec les mesures en bruit HF dans les mêmes conditions de polarisation : $V_{DS} = 6V$ et $I_{DS} = 20mA$.

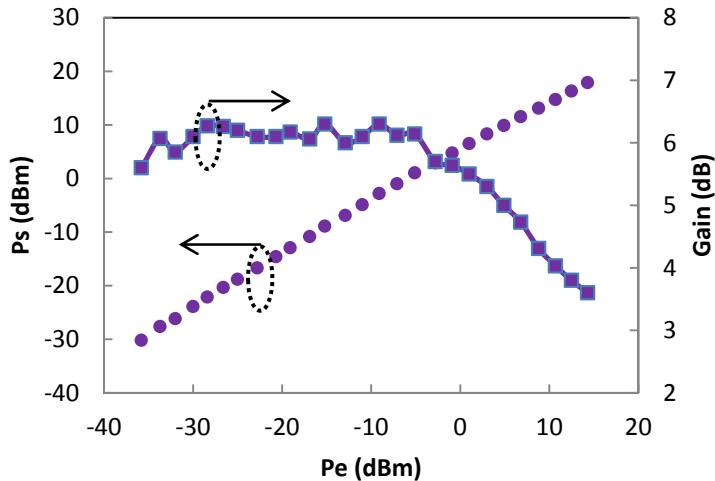


Figure IV.18: Puissance de sortie (Ps) et gain du LNA_1B en fonction de la puissance (Pe) à l'entrée du LNA. $V_{DS} = 6V$ $I_{DS} = 20$ mA

Le point de compression à 1dB est obtenu pour une puissance d'entrée de 5dBm qui correspond à une puissance de sortie de 10dBm. Suite à ces résultats et aux différentes mesures effectuées sur le banc expérimental afin d'identifier avec exactitude la contribution de chaque élément du système sur les pertes totales de celui-ci (environ 10dB de pertes totales), nous avons exclu la contribution du système de mesure aux pertes de gain observé sur le LNA_1E. Des mesures supplémentaires sur le LNA_1E ont ainsi été effectuées en le polarisant pendant plusieurs heures (28 heures) lorsqu'il est en compression de 4dB, soit à la puissance maximale d'entrée de +14dBm pouvant être fournie par le synthétiseur. Les évolutions du gain et du courant de drain au cours du temps de ce LNA sont présentées sur la figure IV.19.

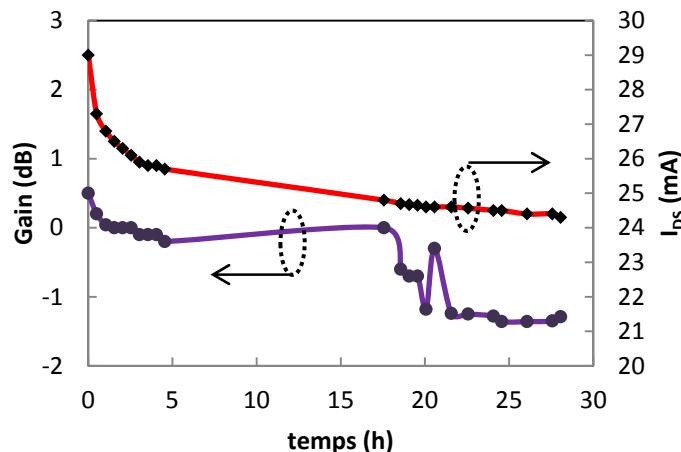


Figure IV.19: variation du gain et du courant en fonction du temps du LNA_1E lorsqu'il est en compression de 4dB (Pe = +14dBm). $V_{DS} = 6V$ et $V_{GS} = -1.5V$

Les mesures sont directement relevées à la main ce qui se traduit par un nombre de point de mesure limité entre 5h et 18h après le lancement des mesures (intervalle de temps correspondant aux heures comprises entre 20h, et 8h le lendemain).

Dans ces conditions de compression, nous notons des valeurs élevées de courant à 29mA au lieu des 20mA observés lorsque le circuit est en régime bas niveau. Ces variations ne peuvent pas être la conséquence de phénomènes thermiques dont les constantes de temps sont beaucoup plus faibles à température ambiante établie. Ces variations sont dues à l'auto polarisation du circuit induite par ses non linéarités (terme quadratique). Nous pouvons aussi constater sur la figure IV.19 qu'entre l'heure de début et l'heure de la fin de mesure, le circuit présente une diminution de gain de 2dB environ (soit près de 34% de diminution du gain à la compression sur 28h). Cette diminution de gain est partiellement liée à une diminution du courant de drain (16% de diminution sur 28h). Nous remarquons également des fluctuations sensibles sur la mesure de la puissance (de l'ordre de 1dB aux alentours de 20h de manipulation, et probablement avant) qui pourraient être une manifestation de charges ayant des constantes de temps relativement longues (supérieures à quelques minutes). Par conséquent, les pertes en puissance de cet amplificateur observées au cours du temps sont probablement liées à des processus de variation de charges avec des constantes de temps relativement longues, et évoluant dans le temps. Ceci va dans le sens des expérimentations menées à la fois en bruit basse-fréquence et en statique dans les chapitres 2 et 3.

A la suite de cette manipulation, une nouvelle caractérisation $Ps(Pe)$ a été réalisée sur cet amplificateur, et nous retrouvons le gain petit signal de 4.5dB initialement obtenu en figure IV.17. Il semblerait donc que cette perte de puissance de 2dB (figure IV.19) soit liée à la forte compression (4dB) et aux charges excitées dans la zone de commande grille-source (et/ou grille-drain) sous ces conditions.

Par ailleurs, d'un point de vue fonctionnel la perte de gain de 2dB au bout de 28h sous 4dB de compression est élevée et peut être révélatrice d'une durée de vie moindre de ce circuit par rapport aux exigences des équipementiers. La diminution de 16% du courant de drain est très proche des 20% généralement établis pour statuer sur le statut 'défaillant' d'un dispositif en test statique (test généralement mené en polarisation plus sévère, à I_{DSS} sous V_{DS} plus élevée).

Par la suite, un ensemble de tests a été réalisé pour tenter d'expliquer ces variations de la polarisation et du signal en sortie lorsque le signal RF est appliqué (4dB de compression de gain), et lorsque ce même signal est désactivé. Un phénomène intéressant a été observé sur le courant de drain lorsque le signal RF est passé en mode OFF (éteint). En effet, le courant de drain passe instantanément à 15mA (en lieu des 20mA appliqués initialement). Ce courant de drain relevé sans signal RF continue d'augmenter avec des constantes de temps très longues (plusieurs dizaines de minutes) avant de retrouver une valeur proche de 20mA (19mA au bout de 50mn). Nous avons ensuite effectué une autre série de mesure de gain et de courant en allumant (ON) et éteignant (OFF) la source du signal RF. La mesure dans chaque état ON/OFF dure 20 minutes et la puissance d'entrée du LNA est fixée à +14dBm. Le LNA est

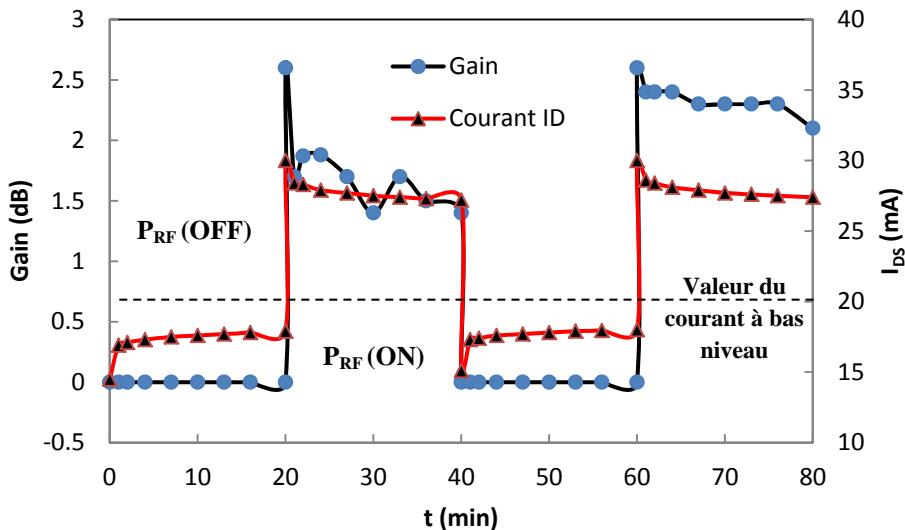


Figure IV.20: variations du gain et du courant côté drain en fonction du temps du LNA_1E lorsque le signal RF est allumé (ON) et éteint (OFF). Le circuit fonctionne à 4dB de compression lorsque le signal RF est allumé.

par conséquent soumis à une compression de 4dB. Les résultats de cette mesure sont présentés sur la figure IV.20.

Nous pouvons observer sur cette figure que lorsque le signal RF passe de l'état ON à l'état OFF, le courant passe brusquement à 15mA (au lieu de 20 mA qui est la valeur en régime linéaire), suivi d'une augmentation du courant avec des constantes de temps rapides au début puis lentes après 1 min. Ceci laisse penser qu'il faut plus de temps que les 20min d'intervalle pour que le courant atteigne la valeur du régime linéaire. L'effet inverse est observé lorsque le signal RF passe de l'état OFF à l'état ON. On observe dans ce cas une augmentation brusque du courant avec un pic de 30mA suivi d'une diminution de celui-ci avec des constantes de temps identiques sur chaque passage ON-OFF et OFF-ON (1 mn). Le phénomène observé sur le gain lorsque le signal RF passe de l'état OFF (gain nul) à l'état ON met en évidence la diminution du gain dans les premières minutes, et des fluctuations de ce gain sur l'intervalle d'application du signal RF pouvant être liées aux variations temporelles de charges sous application du signal RF. Il faut noter que ce phénomène (variations de I_{DS} par rapport au point de polarisation bas-niveau 20mA, et fluctuations de la puissance RF) n'a été observé que lorsque le circuit est en régime non linéaire ; par conséquent nous en déduisons que les non linéarités, et plus particulièrement l'auto-polarisation générée par les non-linéarités d'ordre 2, sont responsables de ce phénomène. Les non-linéarités du composant génèrent un terme ' $bV^2/2$ ' qui tend à 'ouvrir' le canal (ce qui se traduit par un courant $I_{DS}=30mA$ supérieur à la valeur statique de 20mA). De plus, lorsque le signal RF est éteint, le courant I_{DS} s'établi systématiquement à un niveau de 15mA. Ce niveau de courant en source RF OFF tendrait à mettre en évidence la manifestation de charges résiduelles sous la grille, qui ont été activées par le fort signal RF : ces charges modifient donc le potentiel interne de polarisation du canal qui dans ce cas (source OFF), tend à pincer ce canal. Le générateur interne lié aux variations de charges rajoute une contribution négative à la polarisation externe, ce qui pince le canal par rapport à la valeur de polarisation bas niveau. Le fait que le signal DC soit différent en source RF OFF ($I_{DS}=15mA$) et RF ON ($I_{DS}=30mA$) peut être

justifié par le terme $bV^2/2$ positif qui ouvre le canal à fort niveau. Donc, relativement à la polarisation statique bas-niveau de $I_{DS}=20\text{mA}$, le canal s'ouvre sous l'application du signal fort niveau RF, et se pince lorsque la source est éteinte. Après plus d'une heure d'extinction du signal, le courant I_{DS} recouvre quasiment son point de repos statique bas-niveau initial de $I_{DS}=20\text{mA}$.

Le phénomène observé sur le courant est probablement lié à des charges qui ont également un impact sur les études de 'gate-lag' ou 'drain-lag' des dispositifs. Cette étude permet de prouver une fois de plus la présence des charges dans ces transistors, et leur conséquence fonctionnelle ; ces charges induisent une dégradation des performances RF et DC des circuits lorsque ceux-ci viennent à fonctionner en régime non linéaire.

Finalement, nous observons qu'après 60mn de successions d'états ON/OFF du générateur, le gain non linéaire de ce LNA_1E augmente de 1dB comparé à la valeur de 1.5dB obtenu entre 20 et 40mn (figure IV.20). Nous avons pour cela, effectué d'autres mesures de $Ps(Pe)$ pour évaluer l'impact de ces cyclages RF sur les performances du LNA. La figure IV.21 présente la puissance et le gain de ce LNA avant et après l'étude précédente de la figure IV.20.

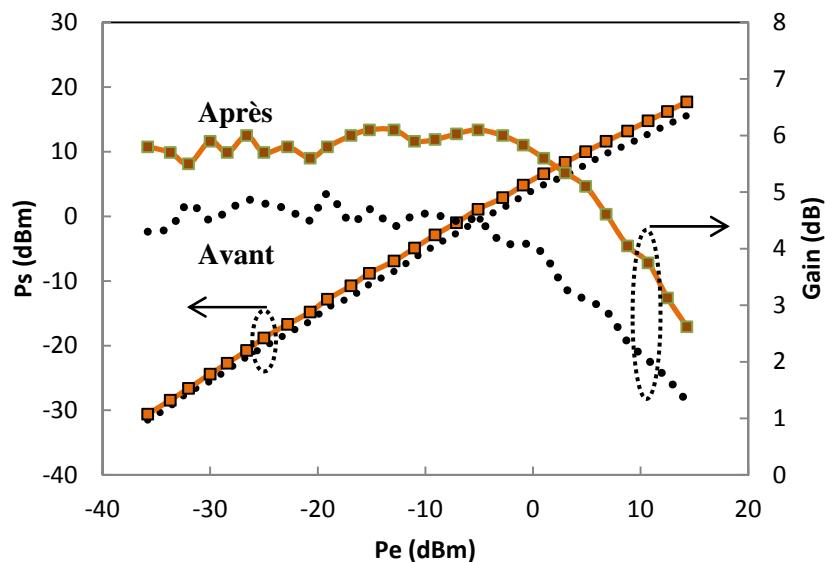


Figure IV.21: variation de la puissance de sortie (Ps) et du gain en fonction de la puissance d'entrée (Pe) du LNA_1E. Avant étude P_{RF} (ON/OFF) (pointillés noirs) et après étude P_{RF} (ON/OFF) (traits continus). $V_D = 6\text{V}$ et $I_D = 20\text{mA}$ en régime linéaire.

Nous constatons sur cette figure que le LNA_1E a recouvré ses performances initiales en gain bas niveau de 6 dB (lors de la caractérisation en bruit HF). Le point de compression à 1dB est obtenu pour $Pe = 5\text{dBm}$ avec $Ps = 10\text{dBm}$. Par conséquent nous en déduisons que les pertes en puissance observées au début de cette étude (cf. figure IV.17) étaient bien liées à des modifications des états de charges dans la structure. Après un 'stress RF', celles-ci ont permis de retrouver les performances initiales du LNA_1E, mais il est fort probable que la présence de ces charges traduisent une faiblesse de la technologie, et soient un marqueur précurseur d'une dégradation plus précoce de ces technologies sous application de signaux RF. Des

études en stress RF par palier ont été réalisées, faisant également état de phénomènes de charges à fort niveau de puissance RF : cependant, le niveau de puissance appliqué à l'entrée n'a pas été suffisant pour déterminer la puissance maximale admissible en entrée avant destruction du composant.

IV. Conclusion du chapitre IV

Nous avons réalisé des amplificateurs faibles bruit mono-étage destinés à l'étude de la robustesse et des amplificateurs faible bruit 3 étages destinés à démontrer les potentialités de la technologie InAlN/GaN HEMT dans la bande Ka. Les résultats de mesures que nous avons obtenus avec les amplificateurs mono-étages conduisent à une fréquence de fonctionnement centrée à 29.5 GHz ; celle-ci est décalée par rapport à celle que nous nous sommes fixée (30 GHz) pour laquelle les performances sont sensiblement meilleures en simulation. Néanmoins nous avons pu obtenir un facteur de bruit de 3.2 dB et un gain de 5.6 dB à 29.5 GHz avec une consommation de 120 mW. La puissance de sortie à 1dB de compression est de 10dBm correspondant à une puissance d'entrée de 5dBm. L'impact des charges dans la structure du HEMT a été mis en évidence sur le courant en régime de compression à 4dB en allumant et en éteignant le signal RF : ceci vient renforcer les résultats obtenus dans les chapitres précédents, mettant en évidence la forte densité de pièges ayant des constantes de temps sur un large spectre temporel (de la ns à plusieurs dizaines de minutes). Les performances en bruit des LNAs mono-étage montrent que cette technologie, qui est encore à un stade d'étude, est prometteuse et peuvent présager de performances à venir encore plus avantageuses.

Les circuits 3 étages que nous avons réalisés présentent des performances simulées prometteuses et meilleures par rapport à celles des autres LNAs à base de GaN déjà publiées (malgré le faible nombre de références disponibles à 30 GHz à titre de comparaison). Nous avons obtenu, en simulation, un facteur de bruit de 2.8 dB et un gain de 19.5 dB à 30 GHz avec des coefficients de réflexion entrée/sortie en dessous de -10 dB sur une bande de fréquence de 1.5 GHz autour de 30 GHz. La stabilité est inconditionnelle avec un facteur de Rollet K supérieur à 11 sur toute la bande de fréquence où les dispositifs présentent du gain. Une instabilité inter-étage qui n'a pas pu être corrigée a empêché toute mesure de cette version de LNA.

Beaucoup de points restent encore sources d'étude sur ces LNAs afin d'améliorer leurs performances, même si l'essentiel des progrès sont liés à la maîtrise des dispositifs actifs, et notamment la réduction des pièges cités précédemment. Des études de robustesse notamment de type '*step stress*' ou de type stress en température permettront d'évaluer le potentiel de cette technologie pour des applications de récepteurs robustes.

V. Bibliographie du chapitre IV

- [1] T. Krems, W. Haydl, H. Massler et J. Rüdiger, "Millimeter-wave performance of chip interconnections using wire bonding and flip chip," IEEE MTT-S Digest, pp. 247-250, 1996.
- [2] W. Heinrich, A. Jentzsch, G. Baumann, " Millimeter wave characteristics of flip-chip interconnects for multichip modules," IEEE Trans. on MTT, vol. 46, no. 12, pp. 2264-2268, 1998.
- [3] W. Struble, A. Platzker, "A rigorous yet simple method for determining stability of linear N-port networks," GaAs IC Symposium, pp. 251-254, 1993.
- [4] M. Rudolph, N. Chaturvedi, K. Hirche, J. Würfl, W. Heinrich, G. Tränkle, "Highly rugged 30 GHz GaN low-noise amplifiers," IEEE Microwave and Wireless Components Lett., vol. 19, no. 4, pp. 251-253, 2009.

CONCLUSION GENERALE

Le travail présenté dans ce manuscrit entre dans le cadre du projet Genghis Khan financé par l'agence nationale de la recherche (ANR). Il porte sur l'étude de la filière technologique InAlN/GaN HEMT, qui est une technologie émergeante issue des recherches sur les matériaux à grande bande interdite pour applications aux hautes fréquences ; ce projet s'appuie sur la collaboration entre plusieurs instituts et partenaires industriels afin de développer la filière de transistor, de la caractériser et de proposer des conceptions d'amplificateurs pour la réception et pour l'émission proposant des performances à l'état de l'art afin de se substituer aux technologies existantes et de proposer de nouvelles architectures (notamment pour l'amplification de puissance) ; des tests de robustesses sont également envisagés afin de répondre à d'autres exigences opérationnelles, et démontrer le potentiel de ces technologies. Notre participation concerne les aspects de caractérisation en bruit HF, et plus particulièrement en bande Ka (autour de 30 GHz), la conception d'amplificateurs faible bruit robustes et leurs tests. Dans le cadre de nos travaux de thèse, d'autres aspects ont été explorés autour des déclinaisons technologiques issues de ce projet.

Nous avons présenté dans le premier chapitre les aspects généraux liés à la physique des différents matériaux utilisés pour la fabrication de ces dispositifs. Les propriétés physiques évoquées dans ce chapitre montrent que l'hétérostructure InAlN/GaN présente de meilleurs potentiels que son homologue AlGaN/GaN ; en effet, la possibilité de réaliser des hétérostructures InAlN/GaN adaptées en paramètre de maille associé à la hauteur de barrière plus élevée de l'InAlN, offre à cette hétérostructure des potentialités avantageuses en puissance et en bruit aux fréquences millimétriques. Par ailleurs, comme pour tous les composants à base de GaN, cette technologie présente de nombreux défauts liés aux états de piéges, de natures diverses, qui interviennent dans les mécanismes de conduction et qui limitent par conséquent leurs performances.

En vue d'analyser le comportement électrique des différents composants portés à l'étude, nous avons commencé par étudier ces mécanismes de conduction. Ainsi, le deuxième chapitre porte sur des analyses du comportement électrique de ces composants. Nous avons étudié plusieurs déclinaisons technologiques issues des travaux développés par III-V Lab. L'impact de différents éléments physiques (comme la passivation et le dopage en carbone de la couche de GaN) sur les caractéristiques électriques de ces composants a été étudié. Cette étude a montré que les composants fortement dopés en carbone présentent de meilleures performances statiques. L'étude du courant de grille à faible champ a permis d'identifier le mode de conduction de ce courant : il s'agit d'un mode de conduction en surface. La qualité de la diode Schottky de grille a également été étudiée. Cette étude montre la présence de plusieurs diodes qui apparaissent à basse température. La jonction métal-semiconducteur est non idéale ce qui rend délicate d'extraction des paramètres de cette diode. D'autres phénomènes de conduction comme l'effet Poole-Frenkel et l'effet tunnel Fowler-Nordheim ont été mis en évidence par la modélisation du courant de grille en inverse, et dont les analyses ont été confirmées par l'étude du bruit aux basses fréquences. La présence de défaut dans l'hétérostructure a également été mise en évidence par la modélisation de l'impédance d'entrée des transistors mesurée en C-V lorsque ceux-ci sont polarisés en mode diode. Ces défauts peuvent avoir des constantes de temps rapides. Par une étude de la dispersion fréquentielle de

la transconductance extrinsèque et de la conductance de sortie de ces dispositifs, nous avons montré que l'impact de ces pièges peut atteindre des fréquences de l'ordre de 1 GHz. Un modèle petit-signal prenant en compte les effets de la dispersion fréquentielle a donc été proposé et validé pour des fréquences allant de 100 kHz à 4 GHz.

Dans le troisième chapitre, une étude du bruit basse fréquence a également été faite sur des composants faiblement dopés en carbone (TS500) et des composants non dopés en carbone (AEC1893). La modélisation du bruit en courant du contact de grille a été faite à base d'un jeu d'équations qui prennent en compte la présence de pièges discrets et de pièges distribués pour modéliser le comportement en $1/f$ que nous avons observé. Le choix du modèle distribué de McWhorter est motivé de par la présence du bruit en créneau que nous avons observé à partir d'un oscilloscope. Ces créneaux présentent des largeurs en temps et des amplitudes variables et qui se superposent dans certains cas. Ils pourraient être liés à la présence de dislocations dans la couche barrière. La modélisation du bruit en courant de grille a permis de confirmer la présence d'un mécanisme de conduction par saut de porteur appelé effet Poole-Frenkel. Par contre, l'étude du bruit en courant de drain sur un composant à fort dopage carbone (TS500), a montré une diminution du niveau de bruit lorsque le courant de drain augmente. Ce comportement n'a pas encore été observé jusqu'ici, à notre connaissance. Nous n'avons pas pu identifier avec exactitude son origine, néanmoins le système de mesure ne peut être incriminé dans un tel résultat qui est par conséquent lié à la seule nature des dispositifs. L'étude du bruit aux fréquences micro-ondes a été réalisée sur plusieurs déclinaisons technologiques. Celle-ci a permis de montrer que les composants fortement dopés en carbone présentent les meilleures performances en bruit HF. L'impact des dimensions des composants sur le bruit HF a montré que la zone d'accès grille-drain a une contribution non négligeable sur le niveau de bruit haute fréquence. Malgré la présence de défauts en quantité importante dans ces dispositifs, nous avons mesuré des performances en bruit proches de l'état de l'art, ce qui est intéressant pour l'utilisation de cette technologie en vue de la réalisation d'amplificateurs faible bruit. L'étude du bruit HF en régime non linéaire a également permis d'évaluer la robustesse de ces dispositifs en présence de signaux parasites d'amplitude non négligeable (de type brouilleur par exemple).

Suite à ces différentes études, les composants AEC1893 ont été choisis pour la réalisation des amplificateurs robustes faibles bruit en bande Ka car ces composants sont ceux qui présentent un bon compromis entre performance en bruit HF et reproductibilité des résultats. Nous avons pour cela réalisé des LNAs mono-étage et 3 étages. Malgré des instabilités observées sur ces amplificateurs lors de la mesure, à l'heure actuelle seuls les LNAs mono-étage ont pu être stabilisés ;ils présentent un facteur de bruit et un gain moyen de 3.2 dB et 5.6 dB respectivement à 29.5 GHz avec une consommation de 120 mW. Une étude de robustesse sera ensuite réalisée sur ces circuits. Les LNAs 3 étages n'ont pas encore été stabilisés, et les corrections sont en cours en vue de rendre ces circuits opérationnels : les performances simulées des LNAs 3 étages sont prometteuses car on relève un facteur de bruit de 2.8 dB et un gain de 19.5 dB à 30 GHz lorsque des transistors identiques sont montés sur chaque étage, pour une consommation de 360 mW : si cela venait à être confirmé

expérimentalement, ce circuit serait à l'état de l'art des technologies nitrures dans cette gamme de fréquence.

Les travaux présentés dans ce manuscrit ont permis de mettre en évidences différents effets électriques et en bruit essentiellement induits par la présence de nombreux défauts qui reflètent la marge de progression à laquelle peut prétendre cette technologie pour viser des applications à caractère commercial : néanmoins, à l'échelle de la durée de ce projet, des améliorations sensibles ont été concrétisées par l'obtention de dispositifs présentant des performances dynamiques et en bruit HF intéressantes, et ces travaux continuent de susciter un fort engouement qui se reflète au travers d'une mobilisation importante par III-V Lab et ses partenaires. Une attention particulière a été portée aux défauts lors de nos travaux de recherche ; ceux-ci ont des origines diverses comme des dislocations ou comme la présence suspectée d'autres éléments chimiques dans la couche barrière InAlN venant créer du désordre dans les accords de maille à l'interface AlInN/GaN, ou encore des défauts dans la couche de GaN et aussi des problèmes liés aux états de surface. Des améliorations doivent aussi être apportées sur le contact Schottky de grille afin de limiter les fuites de courant vers la grille. Ces études sont nécessaires afin d'aboutir à une version technologique moins sensible aux pièges qui sont reconnus pour limiter les performances à un instant donné, mais également pour être le siège de dégradations au cours du temps pouvant conduire à une perte de fonctionnalité, voire à la destruction des transistors. En conclusion, en dépit des nombreux points d'amélioration qui doivent être apportés à ces technologies de transistors HEMT AlInN/GaN, nous avons relevé des potentiels intéressants pour des applications faible bruit aux fréquences micro-ondes.

PUBLICATIONS ET COMMUNICATIONS RELATIVES A CE TRAVAIL

- [1] **S. D. Nsele**, L. Escotte, J.-G. Tartarin, S. Piotrowicz, and S. L. Delage, “*Broadband frequency dispersion Small signal modeling of the output conductance and transconductance in AlInN/GaN HEMTs*,” IEEE Trans. Electron Devices, vol. 60, no. 4, pp. 1372-1378, 2013.
- [2] **S. D. Nsele**, L. Escotte, J.-G. Tartarin, S. Piotrowicz, “*Noise characteristics of AlInN/GaN HEMTs at microwave frequencies*,” International Conference on Noise and Fluctuations (ICNF), 2013.
- [3] **S. D. Nsele**, L. Escotte, J.-G. Tartarin, S. Piotrowicz, and S. L. Delage, “*Modélisation Large Bande de la Dispersion Fréquentielle de la Conductance de sortie et de la Transconductance dans les HEMTs AlInN/GaN*,” Journées Nationales Microondes (JNM), 2013.
- [4] J.-G. Tartarin, S. Karboyan, **S. Nsele**, T. Noutsa Djoko, L. Escotte, J. Graffeuil, D. Carisetti, S. Piotrowicz, B. Lambert, “*Vers une optimisation fonctionnelle des dispositifs à grande bande interdite GaN: exploitation du bruit basse et haute fréquence, et corrélation avec d'autres techniques de caractérisation*,” Journées de la Matière Condensée (JMC) 2012.
- [5] S. Piotrowicz, O. Jardel, E. Chartier¹, R. Aubry, L. Baczkowski, M. Casbon, C. Dua, L. Escotte, P. Gamarra, J.C.Jacquet, N.Michel, **S. D. Nsele**, M. Oualli, O. Patard, C. Potier, M. A. Di-Forte Poisson, S. L. Delage, “*12W/mm with 0.15μm InAlN/GaN HEMTs on SiC Technology for K and Ka-Bands Applications*”, *IMS 2014, on IEEE*
- [6] **S. D. Nsele**, L. Escotte, J.-G. Tartarin, S. Piotrowicz, and S. L. Delage, "Low-frequency noise in reverse-biased Schottky barriers on InAlN/AlN/GaN heterostructures", *Applied Physics Letters*, vol. 105, pp. 192105, 2014.

Résumé

Analyse électrique et en bruit basse fréquence et haute-fréquence des technologies InAlN/GaN en vue de la conception d'amplificateurs robustes faible bruit en bande Ka

Les technologies à grande bande interdite font l'objet d'un engouement croissant depuis plus d'une décennie, en raison de leurs aptitudes naturelles pour réaliser des fonctions électroniques opérant à forte puissance, à forte température et à haute fréquence. Parmi ces technologies, celle basée sur l'hétérostructure AlGaN/GaN est la plus mature à l'heure actuelle en hyperfréquence. L'utilisation d'une hétérojonction InAlN/GaN est une solution attractive pour augmenter les fréquences de fonctionnement de ces dispositifs et réaliser ainsi des circuits fonctionnant aux ondes millimétriques.

La première partie de notre travail est consacrée à l'étude électrique des différentes déclinaisons technologiques InAlN/GaN développées à III-V Lab. Celle-ci a permis de mettre en évidence les différents mécanismes de conduction du courant de grille grâce à une analyse du courant de fuite et à des mesures C(V) de la jonction Schottky. Des mesures en petit-signal ont mis en évidence la dispersion fréquentielle de la conductance de sortie et de la transconductance extrinsèques jusqu'aux fréquences de 1 GHz. Nous avons ainsi proposé des modèles analytiques large-bande afin de prendre en compte ces phénomènes de dispersion lors de la conception des circuits.

Une deuxième partie a consisté en l'étude du bruit de fond dans les transistors InAlN/GaN. Les caractérisations et modélisations du bruit basse-fréquence ont mis en évidence et confirmé les mécanismes de piégeage/dépiégeage observés lors de l'étude électrique. L'étude du bruit en haute fréquence a permis d'évaluer les évolutions technologiques de cette filière et de connaître les conditions optimales en bruit pour la conception des LNAs.

Dans la dernière partie, des amplificateurs faible bruit hybrides ont été réalisés à partir de ces dispositifs reportés en flip-chip sur des alumines afin de démontrer les potentialités de cette technologie en bande Ka. Des amplificateurs à un étage ont été conçus, notamment pour des tests de robustesse, et présentent un gain de 5.6 dB et un facteur de bruit de 3.1 dB à 29.5 GHz. Les simulations effectuées sur des amplificateurs 3 étages indiquent des performances intéressantes en termes de gain (20 dB) et de facteur de bruit (3 dB) comparées à celles obtenues dans la littérature sur des composants à base de GaN.

Electrical, low frequency and high frequency noise analysis in InAlN/GaN HEMTs technologies for robust low noise amplifiers (LNAs) design in Ka band

The high bandgap technologies are being increasingly popular for over a decade because of their natural ability to perform electronic functions operating at high power, high temperature and high frequency. Among these technologies, one based on the heterostructure AlGaN / GaN is most mature currently at microwave frequencies. The use of a heterojunction InAlN / GaN is an attractive solution to increase the operation frequency of these devices and thus to realize circuits operating at millimeter waves.

The first part of our work is devoted to the study of various InAlN/GaN technology developed by III-V Lab. It helped to highlight the different gate current conduction mechanisms through an analysis of the leakage current and the C-V measurements of the Schottky junction. Measures in small-signal showed the frequency dispersion of the output conductance and the extrinsic transconductance until 1 GHz. We have proposed broadband analytical models to take into account the dispersion phenomena during the circuit design.

A second part consisted of the study of the background noise in the InAlN / GaN transistors. The low-frequency noise characterizations and modeling revealed and confirmed trapping / detrapping mechanisms observed in the electrical study. The study of high-frequency noise has assessed the technological developments of this sector and to know the optimal conditions for the design of LNAs.

In the last part, hybrid low noise amplifiers have been made from these devices deferred flip-chip on alumina to demonstrate the potential of this technology in Ka-band. Single stage amplifiers have been designed especially for stress testing, and have a gain of 5.6 dB and a noise figure of 3.1 dB at 29.5 GHz. The simulations carried out on 3 stages amplifiers indicate interesting performances in terms of gain (20 dB) and noise figure (3 dB) compared to those obtained in the literature on the GaN based devices.