

N° d'ordre : 4122

THÈSE

Présentée à

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Microondes & Microtechnologies

par

Nicolas DEFRANCE

- Ingénieur EUDIL -

**CARACTERISATION ET MODELISATION DE DISPOSITIFS DE LA
FILIERE NITRURE POUR LA CONCEPTION DE CIRCUITS
INTEGRES DE PUISSANCE HYPERFREQUENCES**

Soutenue le 14 Décembre 2007 devant la commission d'examen

Membres du jury :	Pr. Alain CAPPY	Président du jury
	Pr. Jean-Claude DE JAEGER	Directeur de thèse
	Dr. Henri GERARD	Co-Directeur de thèse
	Pr. Michel CAMPOVECCHIO	Rapporteur
	Pr. Farid TEMCAMANI	Rapporteur
	Dr. Robert LANGER	Examineur
	Dr. Philippe FELLON	Examineur

N° d'ordre : 4122

THÈSE

Présentée à

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Microondes & Microtechnologies

par

Nicolas DEFRANCE

- Ingénieur EUDIL -

**CARACTERISATION ET MODELISATION DE DISPOSITIFS DE LA
FILIERE NITRURE POUR LA CONCEPTION DE CIRCUITS
INTEGRES DE PUISSANCE HYPERFREQUENCES**

Soutenue le 14 Décembre 2007 devant la commission d'examen

Membres du jury :	Pr. Alain CAPPY	Président du jury
	Pr. Jean-Claude DE JAEGER	Directeur de thèse
	Dr. Henri GERARD	Co-Directeur de thèse
	Pr. Michel CAMPOVECCHIO	Rapporteur
	Pr. Farid TEMCAMANI	Rapporteur
	Dr. Robert LANGER	Examineur
	Dr. Philippe FELLON	Examineur

REMERCIEMENTS

Ce présent travail a été effectué au Département Hyperfréquences et Semi-conducteurs (DHS), dirigé par le Professeur Paul-Alain ROLLAND à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), dirigé par le Professeur Alain CAPPY, au sein du groupe Composants et Dispositifs Microondes de Puissance, dirigé par le Professeur Jean-Claude DE JAEGER.

J'adresse ainsi mes sincères remerciements au Professeur Alain Cappy, qui me fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je remercie sincèrement Monsieur Michel CAMPOVECCHIO, Professeur au laboratoire XLIM de l'Université de Limoges et Monsieur Farid TEMCAMANI, Professeur à l'ENSEA, université de Cergy-Pontoise, qui me font l'honneur de juger ce travail en qualité de rapporteurs.

La direction de ce travail a été assurée par le Professeur Jean-Claude DE JAEGER ; qu'il reçoive l'expression de ma plus vive et sincère gratitude. Je lui suis profondément reconnaissant pour la qualité de ses relations humaines, sa disponibilité, ses compétences scientifiques et son sens pédagogique.

Mes plus sincères remerciements s'adressent également à Monsieur Henri GERARD, Co-Directeur de cette thèse, et encadrant principal de l'ensemble de mes travaux. Je le remercie particulièrement pour sa disponibilité, et l'expérience qu'il a su me faire partager. Merci à lui de m'avoir transmis son perfectionnisme, son sens de la pédagogie ; merci d'avoir entretenu une atmosphère des plus conviviales durant tout le déroulement de cette thèse.

Je suis très reconnaissant envers Messieurs Philippe FELLON (UMS) et Robert LANGER (Picogiga) qui me font l'honneur de participer à la commission d'examen.

Que Monsieur Ali SOLTANI, Maître de Conférences à l'Université de Lille I et membre du groupe de recherche, trouve ici mes francs remerciements pour son aide, ses encouragements ; je tiens ici à lui exprimer mes plus sincères sentiments d'amitié.

Mes plus vifs remerciements vont aussi à Monsieur Michel ROUSSEAU, qui a toujours répondu, avec grand plaisir, à l'ensemble de mes questions relatives à la physique des composants, ainsi qu'à Virginie HOEL pour ses encouragements perpétuels.

Merci à Damien DUCATTEAU, Elisabeth DELOS et Sylvie LEPILLET pour les compétences en matière de caractérisation qu'ils ont souvent mises à mon service.

Que Didier VANDERMOERE se voit ici remercié ; ses travaux dans l'art des microcollages, brasures ou autres bounding me furent d'une très grande aide.

J'exprime ma sincère gratitude à tout le personnel de l'IEMN, et particulièrement à :

Matthieu WERQUIN, qui aura répondu à des myriades de questions, parfois même aux dépens de son propre avancement. Je lui témoigne mes plus vifs remerciements pour l'ensemble de ses conseils en matière de modélisation de composants.

Brahim BENBAKHTI, pour avoir partagé son expertise relativement aux effets thermiques dans les HEMTs AlGa_N/Ga_N. Il est également un sincère ami, dont le départ vers des cieux plus cléments m'attriste.

Kamel HADDADI, pour sa disponibilité et son aide précieuse quant à la caractérisation des matériaux. Ses compétences en la matière m'impressionneront toujours...

Mes amis de l'équipe ANODE, parmi lesquels Estelle, Lauriane, Cyrille, Nicolas, Arnaud, Raphaël, Aurélien, Tao, Andrey, Christian...

Salim TOUATI, dont le martyre a accompagné le mien durant ces derniers mois. Je le remercierai toujours de m'avoir réveillé à 4h du matin, la nuit précédent une conférence, pour me faire admirer son poitrail. Que son pouvoir d'autosuggestion, qu'il aime à me rappeler sans cesse, lui permette de ralentir la pousse de cheveux gris. Tes tracas sont désormais derrière toi, mon ami !

Jean-Claude GERBEDOEN, mon éternel compagnon et ami (de longue date), qui m'aura démontré qu'il était possible de demeurer calme et béat en toute circonstance. Qu'il sache que notre cohabitation fut, pour moi, un réel plaisir et une chance inouïe. Je lui souhaite de braver sans embûche cette dernière année de labeur...qu'il n'oublie guère que pour lui, désormais, l'heure de la rédaction approche.

Ben, Chris et Jérôme...pour leurs explications avisées en termes de physique fondamentale, mécanique quantique, algèbres multilinéaires ou épistémologie. Merci surtout de m'avoir permis de rire sans cesse, autour de breuvages toujours subtiles et délicieux.

Il m'importe également de remercier mes parents, mon frère et ma sœur...qui m'encouragent, me flattent et pensent à moi sans cesse. Je leurs suis reconnaissant d'être fiers de moi ; je n'en serais point là sans eux...

Merci enfin à Wendy d'avoir supporté, ces derniers temps, mon angoisse et mon visage cerné...il m'est cher que tu sois fière de moi. Il me tarde à présent de réaliser l'ensemble de nos projets.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION GENERALE _____	3
GENERALITES _____	9
CONTRIBUTION A L'ETUDE DES HEMTs AlGaN/GaN _____	65
MODELISATION DES HEMTs DE PUISSANCE AlGaN/GaN _____	115
CONTRIBUTION A L'ETUDE DES SUBSTRATS REPORTEES _____	177
CONCLUSION GENERALE _____	213

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Il apparaît clairement que le développement de dispositifs de puissance hyperfréquence nécessite la conception de composants spécifiques, pouvant fonctionner dans les gammes de fréquences ciblées. A cette fin, les transistors à effet de champ à haute mobilité électronique (HEMTs) se révèlent être particulièrement intéressants. En effet, la technologie HEMT, conjuguée aux semi-conducteurs à grande bande interdite permet de concevoir des systèmes amplificateurs à grand gain, faible bruit, jusqu'à des fréquences atteignant plusieurs dizaines de gigahertz.

Basés sur l'hétérostructure AlGa_N/Ga_N, les composants étudiés dans ce mémoire se voient dotés de propriétés physiques extrêmement attractives : tensions de claquage élevées, fonctionnement en milieu hostile, densités de puissance importantes...La technologie adaptée à cette filière permet actuellement d'envisager des applications à 60GHz.

L'étude de ces composants particuliers apparaît comme déterminante dans un contexte réclamant des montées en puissance et en fréquence perpétuelles. De même, la conception de systèmes complexes à base de transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N implique nécessairement la mise en œuvre de modèles non linéaires suffisamment représentatifs et cohérents.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un laboratoire commun TIGER entre TRT (Thalès Research and Technology) et l'IEMN. L'objectif de cette alliance est de réaliser dans ce laboratoire, le composant de base d'un circuit intégré que constitue le transistor HEMT AlGa_N/Ga_N. Notre contribution comprend ainsi la caractérisation et la modélisation des substrats et dispositifs de la filière Ga_N.

Ce mémoire expose l'ensemble des résultats obtenus au cours de ce travail de thèse et se décompose en quatre parties :

Le premier chapitre décrit les principales propriétés physiques et électriques du semi-conducteur Ga_N. S'ensuit une présentation succincte de l'hétérojonction AlGa_N/Ga_N, dont seront auscultés le principe de fonctionnement ainsi que les caractéristiques essentielles. Les principes fondamentaux du fonctionnement électrique d'un transistor HEMT seront, par la suite, naturellement exposés. Nous présentons également un état de l'art des performances des

transistors discrets dédiés à l'amplification de puissance en haute fréquence. Un bref rappel concernant la caractérisation des transistors, en régimes de fonctionnement petit et grand signal, conclura cette première partie.

Le deuxième chapitre est consacré à l'étude des caractéristiques propres aux composants réalisés dans le cadre du laboratoire commun. Par des mesures systématiques, et concernant un nombre important de transistors, l'influence de différents types de passivations et traitements de surface sera exposée. Les résultats décrits se réfèrent aussi bien aux caractérisations en régime continu qu'en régime dynamique ; un jugement quant à la passivation la plus favorable sera mis en exergue. Une autre limitation fondamentale des composants de puissance réside en la dissipation thermique au sein des substrats considérés ; un banc de mesure DC-pulsé développé durant nos travaux trouvera, ici, sa pleine utilisation. La méthode adoptée en vue de déterminer la température de fonctionnement ainsi que la résistance thermique des composants testés sera développée. La présentation des principaux résultats obtenus dans le cadre de cette étude en sera le prolongement naturel.

Le troisième chapitre expose la procédure suivie en vue d'extraire un modèle non linéaire de transistor, implantable en environnement de CAO. Si, en premier lieu, l'accent est mis sur l'extraction et la validité du schéma équivalent linéaire, nous trouverons ensuite la méthodologie adaptée à l'élaboration du modèle non linéaire. Naturellement, les difficultés inhérentes à la modélisation des capacités et à celle du générateur de courant lié seront exposées. Des comparaisons entre modélisations et expérimentations permettront de valider en tout point les formes analytiques proposées. En conclusion, l'implémentation du modèle non linéaire complet sous ADS sera explicitée ; les résultats de simulation pourront être confrontés à ceux issus de mesures de puissance.

Le quatrième et dernier chapitre s'argumente autour de la caractérisation d'une nouvelle génération de substrats dits « reportés ». Les structures novatrices SopSiC et SiCopSiC, ainsi que leurs procédés de fabrication ayant été évoqués, nous présentons diverses méthodologies adoptées en vue de la détermination de leurs propriétés électriques. L'étude ici menée se consacre plus particulièrement à la caractérisation complète d'un substrat SopSiC épitaxié, dont la résistivité, la permittivité diélectrique et l'angle de perte pourront être définis. Des résultats relatifs à des substrats de pSiC volumique et SopSiC non épitaxié permettront également d'en appréhender certaines propriétés. Un bref paragraphe concernant la réalisation

de transistors HEMTs sur ces substrats hybrides, auquel se joignent les caractéristiques mesurées en terme de puissance et fréquence de transition, clôturera cette présentation.

CHAPITRE I -

GENERALITES

1

Généralités

- SOMMAIRE -

I.1. INTRODUCTION	13
I.2. LES MATERIAUX NITRURES	14
I.2.1. Histoire et généralités	14
I.2.2. Structure cristalline du GaN.....	16
I.2.3. Structure de bande du GaN	17
I.2.4. Propriétés thermiques du GaN volumique	18
I.2.5. Propriétés optiques du GaN volumique	19
I.2.6. Propriétés de transport du GaN volumique.....	20
I.2.7. Effets de Polarisations dans le cristal.....	23
I.2.7.1. La polarisation spontanée.....	23
I.2.7.2. La polarisation piézoélectrique	25
I.2.7.3. La polarisation résultante.....	26
I.3. CROISSANCE ET SUBSTRATS	27
I.3.1. Sur la croissance du GaN massif	27
I.3.2. Les substrats.....	28
I.3.2.1. Le Carbure de Silicium - SiC	28
I.3.2.2. Le Saphir – Al ₂ O ₃	28
I.3.2.3. Le Silicium – Si [111]	29
I.3.2.4. Les substrats reportés – SopSiC et SiCopSiC	29
I.3.3. Les techniques de croissance sur substrat	30
I.3.3.1. La MOCVD	30
I.3.3.2. La MBE	32
I.4. L’HETEROJONCTION AlGaN/GaN	32
I.4.1. Origine physique	32
I.4.2. Etude structurale	33
I.4.3. Propriétés physiques	35
I.4.3.1. Effets de la contrainte	35
I.4.3.2. Influence de l’épaisseur de barrière	37
I.4.3.3. Influence du taux d’aluminium	37
I.4.3.4. Influence du dopage de la barrière.....	38
I.4.4. La structure TLM	39
I.4.4.1. La zone ohmique – régime de mobilité	40
I.4.4.2. Le régime de saturation	40
I.5. Le HEMT AlGaN/GaN.....	41
I.5.1. Principe de fonctionnement	41
I.5.2. Quelques propriétés électriques	42
I.5.2.1 Propriétés fondamentales	42

I.5.2.2. <i>L'ionisation par impact</i>	43
I.5.2.3. <i>Les Effets de pièges</i>	44
I.5.3. <i>Comportement thermique</i>	45
I.5.4. <i>Etat de L'art</i>	47
I.6. DE LA CARACTERISATION DES HEMTs	47
I.6.1. <i>En régime linéaire</i>	47
I.6.1.1. <i>Les paramètres S</i>	47
I.6.1.2. <i>Considérations sur la stabilité des systèmes</i>	49
I.6.1.3. <i>Considérations sur le gain des systèmes</i>	49
I.6.1.4. <i>Les critères d'évaluations fréquentiels</i>	52
I.6.2. <i>En régime non linéaire</i>	53
I.6.2.1. <i>Problématique</i>	53
I.6.2.2. <i>Définitions des quantités « grand-signal »</i>	55
I.6.2.3. <i>Quantification des non linéarités</i>	55
I.6.3. <i>Dispositifs d'amplification : les classes de fonctionnement</i>	58
I.6.3.1. <i>Classe A</i>	58
I.6.3.2. <i>Classe B</i>	59
I.6.3.3. <i>Classe AB</i>	59
I.7. CONCLUSION.....	61
BIBLIOGRAPHIE	62

1.1. INTRODUCTION

Si la filière Silicium offre aujourd'hui des possibilités d'intégration parfaitement maîtrisées, notamment grâce à la parfaite maturité technologique qui lui est associée, elle présente des performances en puissance et en fréquence discutables. Le recours à d'autres filières, à d'autres topologies, a permis de pallier ces difficultés, inhérentes aux propriétés physiques des semi-conducteurs utilisés. Dans l'optique de confronter les potentialités des différentes filières entre elles, il est d'usage d'utiliser la notion de produit gain - bande. La fréquence de coupure et la tension de claquage en constituent ainsi les principaux critères de comparaison.

La puissance délivrée et la fréquence de fonctionnement des dispositifs sont toutes deux conditionnées par les propriétés physiques intrinsèques des technologies employées, et celles-ci permettent rarement de combiner les performances en puissance et en fréquence. Comme évoqué précédemment, pour des applications numériques ou hyperfréquences de faible puissance, la filière Silicium reste très compétitive. Les limitations qui lui sont associées procèdent du faible champ de claquage du matériau, ainsi que de la faible vitesse des porteurs dans le cristal. Les matériaux III-V offrent, quant à eux, de nombreuses possibilités à des fins de réalisation de dispositifs de puissance aux hautes fréquences. La technologie Arséniure de Gallium (AsGa), permet d'associer une très bonne mobilité électronique à une largeur de bande interdite importante. Cependant, les performances en puissance pour cette technologie restent limitées par le phénomène d'avalanche ou d'ionisation par impact pour des régimes de fonctionnement nécessitant de fortes excursions de tension. Une autre filière, à base de Phosphore d'Indium (InP), présente, de par les propriétés exceptionnelles en terme de mobilité électronique, un intérêt certain pour des applications à très hautes fréquences. Des transistors à hétérojonctions, à base d'InP, et possédant des fréquences de coupure de l'ordre de 400GHz ont ainsi pu être réalisés. Le principal inconvénient de cette filière demeure le fait qu'elle soit dite « à petit gap », ce qui conduit à un taux d'ionisation par impact rédhibitoire pour des tensions de fonctionnement généralement peu élevées.

L'association des performances en puissance et en fréquence induit conséquemment l'exploitation nécessaire des matériaux grand gap. A l'exemple du Carbure de Silicium (SiC) ou du Nitrure de Gallium (GaN), les composants issus de ces filières présenteront des

comportements extrêmement intéressants, notamment lorsque les tensions de polarisation deviennent importantes.

Ce premier chapitre décrit formellement l'ensemble des caractéristiques nécessaires à la compréhension des dispositifs à base de GaN. Nous décrivons la structure cristalline du GaN ainsi que certaines de ses propriétés électriques et thermiques. La croissance du matériau et la problématique liée au substrat seront ensuite mises en exergue. Nous établirons ensuite les principales propriétés de l'hétérojonction AlGaN/GaN relativement aux paramètres physiques et structuraux. Le principe de fonctionnement du transistor HEMT, et les propriétés électriques et thermiques qui lui sont associées seront également rapportés. Ce chapitre s'achève par un exposé traitant de la caractérisation électrique des composants ainsi décrits.

I.2. LES MATERIAUX NITRURES

I.2.1. Histoire et généralités

La mise au point, dès 1971, du premier démonstrateur de diode électroluminescente (par Pankove *et al.*[1]) témoigne de l'impressionnante précocité des différents travaux et études concernant les éléments nitrurés. Cependant, la majeure partie de ces programmes de recherche fut promptement abandonnée en raison d'une inadaptation technique manifeste : l'absence de technologie adaptée à la production de GaN massif amenait à l'élaboration d'épitaxies médiocres, offrant des désaccords de maille extrêmement pénalisants. Les couches résultantes présentaient ainsi une densité de défauts rédhibitoire ainsi qu'une morphologie de surface des plus irrégulières.

Aucune solution ne vint s'offrir avant 1986 (respectivement 1991), date à laquelle des équipes de scientifiques japonaises utilisèrent un autre élément nitruré, l'AlN [2] (respectivement le GaN [3]), comme couches de nucléation, lesquelles facilitèrent la croissance de films de GaN de haute qualité par la technologie MOCVD. Le premier transistor GaN/AlGaN fut, de cette façon, élaboré dès 1993 par Khan *et al* [4]. Une figure synthétique relatant « l'histoire » des dispositifs à base de GaN est présentée ci-dessous :

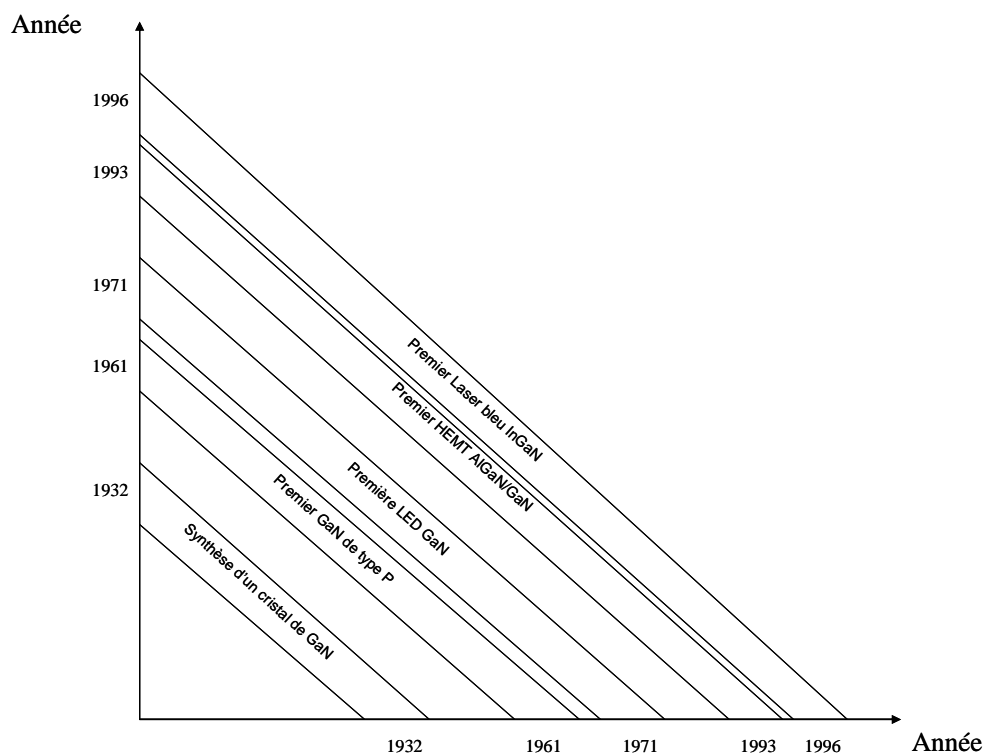


Figure I.1 : Les principales découvertes en technologie GaN

Le regain d'intérêt que connaissent les matériaux nitrurés, et plus particulièrement l'AlN et le GaN, provient de leurs remarquables propriétés électriques [5]. A titre indicatif, il semble intéressant de comparer les propriétés électriques de cette famille de matériaux avec celles de l'AsGa, qui connu également ses heures de gloire dans le développement de composants et circuits de puissance hyperfréquences (tableau I1).

Matériau	AlN	GaN	GaAs
Bande interdite (eV)	6.2	3.4	1.42
Champ de claquage (v/cm)	-	5×10^6	4×10^5
Conductivité thermique (w/cm.K)	2.0	1.3	0.46
Vitesse de saturation (cm/s)	1.4×10^7	2×10^7	0.9×10^7
Permittivité relative	8.5	9	12.9
Masse effective des électrons	$0.4 \times m_0$	$0.2 \times m_0$	$0.065 \times m_0$

Tableau I.1 : Propriétés électroniques de quelques composés III-V.

Il ressort de ces indications que les éléments nitrurés, de par leurs gaps importants, générateurs de champs de claquages élevés, et leurs satisfaisantes conductivités thermiques, présentent de nombreux avantages. Associées à une vitesse de saturation des porteurs presque

5 fois supérieure à celle de l'AsGa, leurs potentialités en font des candidats de choix pour des applications de puissance hyperfréquences.

Par ailleurs, si nombre d'autres semiconducteurs (tels que l'InP ou l'AsGa) croissent suivant le système cristallographique Zinc-Blende, les nitrures sont généralement obtenus dans leur forme hexagonale, ou Wurtzite.

Cela entraîne une profonde modification des propriétés du cristal, comme l'établissement d'un champ électrique intrinsèque, obtenu par les effets de polarisation spontanée ou piézo-électrique [6][7][8][9]. Ces phénomènes feront l'objet d'une étude plus approfondie dans un chapitre prochain.

I.2.2. Structure cristalline du GaN

Comme il vient d'être évoqué, la forme cristalline la plus stable du GaN est la forme hexagonale. La position relative des atomes au sein d'une brique élémentaire est représentée sur la figure I.2.

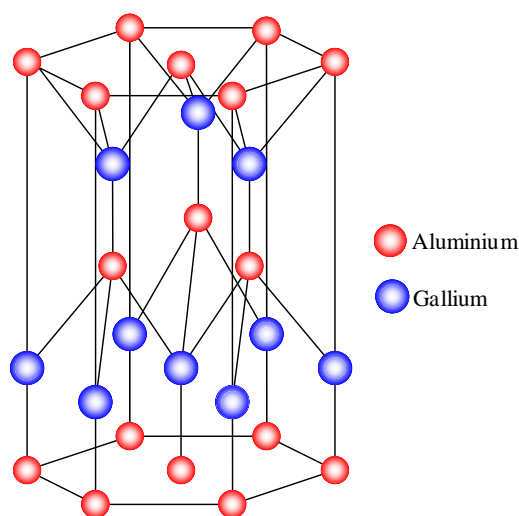


Figure I.2. Structure cristalline wurtzite du GaN.

A température ambiante, on peut quantifier les différents paramètres de maille, caractéristiques de la structure, en évaluant les grandeurs suivantes : $a = 0,31878$ nm et $c = 0,5185$ nm.

Nous noterons, en aparté, que la forme cristalline cubique de ce même matériau présente un paramètre de maille égal à 0,455 nm ; cela étant, cette phase (dite métastable) ne peut être obtenue que dans certaines conditions de croissance.

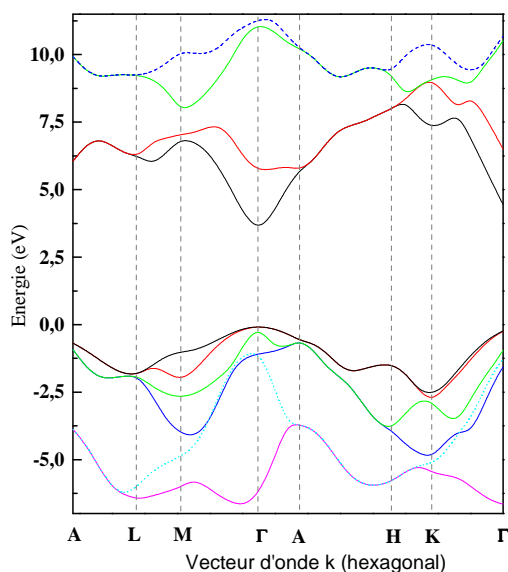


Figure I.3 : Structure de bande du GaN

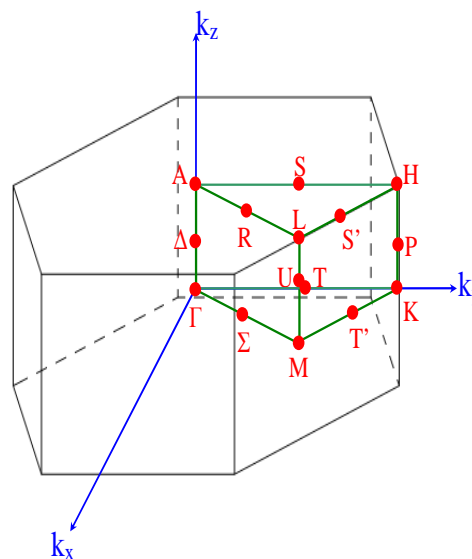


Figure I.4 : Schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal de GaN

Les figures I.3 et I.4 présentent respectivement le diagramme de bandes d'un cristal de GaN hexagonal et la schématisation associée à la première zone de Brillouin. Il en ressort la nature directe du « gap » du GaN, apparaissant au niveau de la vallée Γ de l'espace réciproque.

I.2.3. Structure de bande du GaN

Les composés $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ présentent la particularité d'exhiber un gap direct quelque soit le taux d'aluminium. Dans le cas particulier du GaN, la valeur typique attribuée à cette différence de bandes est de 3,43 eV à 300 K (cette dernière est relevée au centre de la première zone de Brillouin, dite vallée Γ). Elle augmente sitôt que l'on constate une diminution de la température : elle peut atteindre 3,49 eV à 77 K, ou 3,50 eV à 4 K.

Les grandeurs indiquées ne correspondent en fait qu'à des valeurs communément admises ; la grande disparité des couches épitaxiées, ainsi que les contraintes mécaniques apparaissant lors de la croissance induisent irrémédiablement des variations (de l'ordre de 10 meV) autour des valeurs théoriques.

Par ailleurs, les analyses théoriques et expérimentales de la bande de conduction font apparaître le second minimum relatif (vallée supérieure) à quelques 2 eV au-delà de la vallée Γ . A titre comparatif, pour les autres semi-conducteurs de type III-V, cette énergie se restreint à quelques centaines de meV. Cette différence notable n'est pas sans conséquence : elle entraîne de profondes modifications des propriétés électriques et optiques du GaN. En effet,

contrairement au cas du GaAs, il devient relativement difficile de transférer des électrons de la vallée centrale vers les vallées supérieures [10]. Cela implique que, sous fort champ électrique, la vitesse des électrons ne sera pas limitée par ce transfert, et des vitesses de saturations élevées sont prévisibles [11].

Enfin, la masse effective des électrons en centre de zone est estimée à $0,22 m_0$ (où m_0 est la masse de l'électron) ; mais compte tenu de la définition de celle-ci et de l'allure du diagramme de bandes, il apparaît une région étendue (zone de non-parabolicité) où celle-ci devient négative. Cette dernière propriété, conjuguée avec la précédente, rend improbable l'effet Gunn dans le GaN.

Des alliages ternaires InGaN, AlGaN, ou encore InAlN peuvent être réalisés. La figure I.5 montre les paramètres cristallins associés aux largeurs de bandes interdites ainsi obtenues. Le domaine spectral couvert par ces alliages évolue de 2 à 6 eV, c'est-à-dire du diamant aux semi-conducteurs III-V classiques. On constate que les paramètres de maille de ces matériaux (dits ternaires) varient significativement avec la composition (notamment dans le cas de l'InGaN) ce qui introduit de fortes contraintes élastiques [12]. Les couches fines seront alors mécaniquement contraintes et les couches épaisses relaxées par formation de dislocations.

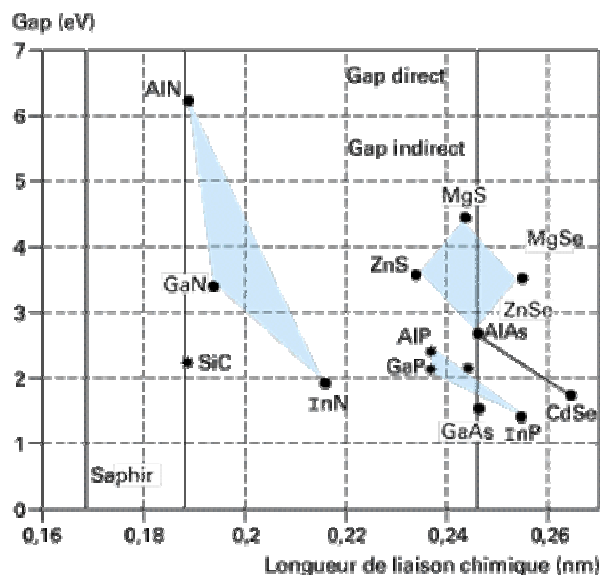


Figure I.5 : Position des différentes filières quant à leurs propriétés électriques (Gap) et cristallographique (paramètre de maille)

I.2.4. Propriétés thermiques du GaN volumique

La conductivité thermique du GaN est proche de $1,3 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$, soit près de trois fois plus importante que celle de l'AsGa et quasi similaire à celle du Silicium. Egalement à titre

comparatif, cette valeur demeure deux fois plus faible que celle de SiC. Les coefficients de dilatation thermique varient environ de $4,3 \times 10^{-6}$ à $5,3 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ entre 300 et 1 000 K dans la direction a et de $3,7 \times 10^{-6}$ à $4,6 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ dans la direction c . A titre indicatif, la figure I.6 présente l'évolution de la largeur de bande interdite en fonction de la température de réseau. Il apparaît que le gap, directement lié aux paramètres cristallins décroît lorsque la température augmente. Cet effet est généralement négligé du fait de la relative faiblesse de cette évolution. Les travaux qui concernent cette étude ayant été réalisés sur des échantillons différents (avec des dopages résiduels différents et des qualités cristallines différentes), les valeurs diffèrent sensiblement les unes des autres, mais décrivent toutes une allure générale singulière [13].

Les vibrations de réseau sont quantifiées en mode de phonons. On retiendra l'énergie du phonon longitudinal optique qui est de 92 meV.

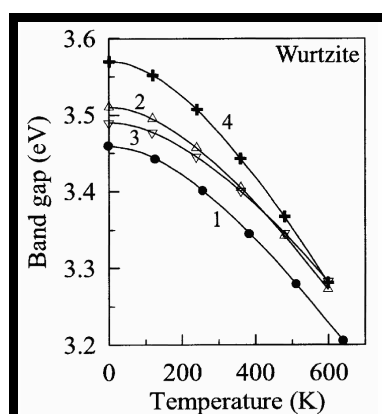


Figure I.6 : Evolutions de la largeur de bande interdite en fonction de la température sur 4 échantillons de GaN différents

I.2.5. Propriétés optiques du GaN volumique

Comme attendu de la part d'un matériau à gap direct, le coefficient d'absorption se trouve être élevé, atteignant $8 \times 10^4 \text{ cm}^{-1}$ pour des énergies juste supérieures à celle du gap.

L'indice optique du GaN a également pu être mesuré : on trouve régulièrement $n=2,45$ pour des énergies incidentes inférieures au gap, valeur qui tend à augmenter jusqu'à 2,8 lorsque l'onde incidente se situe au niveau du gap. Cet indice se trouve être inférieur à celui du GaAs (par exemple). Cette particularité du GaN, comparativement à d'autres matériaux, définit un coefficient de réflexion à l'interface air/matériau relativement faible ; ceci engendre des propriétés particulièrement intéressantes [14] :

- Pour les détecteurs électroniques, le couplage avec le flux lumineux sera meilleur.
- Pour une LED (Light Emitting Diode), l'émission de photons pourra être augmentée.

A contrario, concernant les applications laser, la faiblesse relative du coefficient de réflexion des faces de sortie (avant traitement) constitue un paramètre limitatif. Par ailleurs, la luminescence dans le GaN est dominée par les effets excitoniques [15]. On observe ainsi, lors de l'analyse spectrale, des raies plus ou moins fines à une énergie de l'ordre de 26 meV sous le gap.

Autre phénomène caractéristique : une raie très large s'étend de 2 à 2,5 eV (dite raie jaune étant donné son niveau d'énergie). Elle est, semble-t-il, liée à des défauts profonds dans le gap. Plusieurs origines ont été proposées (lacune azote, lacune gallium...) sans toutefois satisfaire à de réelles vérifications expérimentales [16]. L'amplitude et la bande de cette raie deviennent, ainsi, deux données fondamentales : elles déterminent la qualité optique d'un échantillon. Nous noterons que certaines couches actuelles présentent une raie jaune quasi indiscernable.

I.2.6. Propriétés de transport du GaN volumique

La densité moyenne d'électron peut s'écrire :

$$n = N_C \exp \frac{-(E_C - E_F)}{k_B T}$$

Où n est la densité d'électrons, N_C la densité d'états, E_C et E_F respectivement les niveaux de bandes de conduction et de Fermi, k_B la constante de Boltzmann et T la température.

L'expression de la densité intrinsèque de porteurs en fonction du gap, présentée ci-dessus pour un matériau non intentionnellement dopé, nous amène à la conjecture suivante : de par la forte valeur de bande interdite dans le GaN, les densités intrinsèques de porteurs seront extrêmement faibles. Cet effet se confirme sur la figure I.7, où l'évolution de la quantité concernée est présentée en fonction de la température [17].

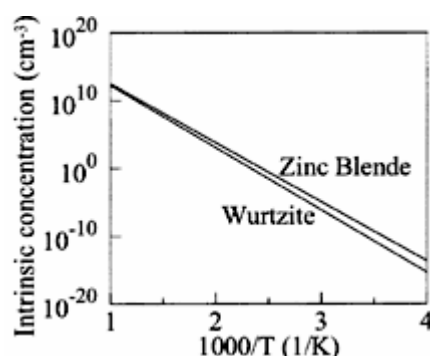


Figure I.7 : Evolution de la quantité intrinsèque de porteurs dans un cristal de GaN nid en fonction de la température

En pratique, des densités de charges bien supérieures sont mesurées (typiquement de l'ordre de 10^{17} cm^{-3}), et résultent de défauts survenant durant la croissance. Le matériau non intentionnellement dopé se trouve être toujours de type N, avec des densités électroniques évoluant de 10^{16} à 10^{19} cm^{-3} (suivant les modes et les conditions de croissance). Des densités résiduelles plus faibles peuvent parfois être mesurées : elles résultent alors de la compensation des impuretés donneuses par une implantation d'accepteurs profonds.

Par ailleurs, le GaN peut également être dopé intentionnellement et de manière contrôlée. Plusieurs atomes dopants de type N (Si, Ge, O) se sont, à ce jour, révélés efficaces. Le plus couramment retenu est le silicium, dont le niveau donneur se situe à 30 meV sous la bande de conduction. On peut ainsi, de cette manière parfaitement reproductible, obtenir des dopages de l'ordre de 10^{19} cm^{-3} .

Le dopage de type P est en revanche beaucoup plus difficile à réaliser. Après de nombreux tests effectués en centrales technologiques, il est admis que l'élément le plus approprié à cette réalisation demeure le magnésium (Mg). La principale difficulté liée à cette problématique réside en l'activation des atomes Mg en tant qu'éléments accepteurs. Historiquement, les premières tentatives de dopage P avec le magnésium par la technique MOCVD restèrent infructueuses jusqu'à une découverte fortuite : il fut remarqué que la conductivité de couches GaN dopées Mg augmentait suite à des observations au microscope électronique [18]. Un traitement par faisceau d'électrons lents (LEEBI *Low Energy Electron Beam Irradiation*) fut alors entrepris et le dopage P démontré. Par la suite, ce traitement long et onéreux fut remplacé par un recuit thermique, qui conduisit à la même réussite.

L'interprétation du phénomène est la suivante : les couches obtenues par MOCVD (*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*) sont riches en hydrogène, lequel forme avec le

magnésium un complexe chimique qui tend à éliminer le caractère accepteur du Mg. Les traitements électroniques, puis thermiques, avaient pour effet de rompre ces complexes et de restituer au matériau obtenu son caractère accepteur. Désormais, ces traitements sont bien maîtrisés : un recuit de 20 min vers 700 ° C sous azote permet d'activer quasi intégralement les atomes de magnésium. Par ailleurs, la qualité cristallographique de GaN étant fortement dégradée pour des concentrations de Mg supérieures à 10^{20} cm^{-3} , il est extrêmement difficile d'obtenir des couches avec des densités de trous supérieures à 10^{18} cm^{-3} .

La mobilité des porteurs dans le GaN est plus faible que dans l'AsGa, en raison notamment des masses effectives qui sont plus grandes. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de la limitation de cette mobilité, et ceux-ci peuvent intervenir en fonction des gammes de températures considérées. A basse température la diffusion par les impuretés neutres ou chargées prédomine et la mobilité devient extrêmement dépendante de la qualité du matériau. À température moyenne (150 K), ce sont les phonons acoustiques (via le potentiel de déformation et le champ piézoélectrique) qui constituent les principaux effets limitatifs [19]. Enfin, au-delà de 300 K, les phonons optiques interagissent massivement et limitent très efficacement la mobilité.

L'allure de la vitesse de dérive des porteurs libres est présentée sur la figure I.8. On y observe que sous des conditions de forts champs, les électrons ne sont plus en régime de mobilité pure. En effet, au-delà d'un champ dit critique, la vitesse des porteurs n'augmente plus avec le champ mais se sature. Ce phénomène est lié à l'acquisition par les charges d'une grande énergie (surtout de type cinétique), ce qui leur permet de transiter vers d'autres états (diffusion vers les vallées supérieures, émission de phonons optiques...). Il devient ici important de rappeler que dans le matériau GaN, l'écart entre la vallée centrale et les vallées supérieures est grand (de l'ordre de 2 eV) et que l'énergie du phonon optique s'avère relativement élevée (92 meV). Le champ critique et la vitesse de saturation des porteurs dans le cristal présenteront par conséquent de fortes valeurs.

Le champ critique est de l'ordre de 150 kV/cm soit environ 40 fois plus que celui déterminé dans l'AsGa. De plus, en régime de fort champ, il apparaît que la vitesse passe par un maximum avant de décroître pour atteindre la vitesse de saturation. Cette survitesse est liée à la durée nécessaire aux porteurs pour transiter de la vallée basse aux vallées secondaires ; elle est importante dans le GaN et peut approcher 10^8 cm/s . Quant à la vitesse de saturation, elle avoisine les $1,5 \times 10^7 \text{ cm/s}$ soit environ le double de sa valeur dans l'AsGa.

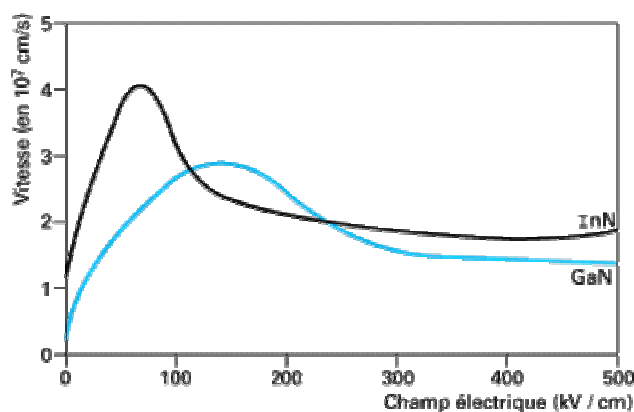


Figure I.8 : Evolution de la vitesse des électrons en fonction du champ électrique pour le GaN et l'InP

Enfin, en terme de champ de claquage, il est ici présumé que la forte valeur de bande interdite doit engendrer un champ maximum relativement élevé. Effectivement, si en théorie il est estimé à 2 MV/cm, les mesures le situent à des valeurs localisées entre 1 et 3 MV/cm. Notons que ces valeurs sont comparables à celles qui sont obtenues dans le SiC.

I.2.7. Effets de Polarisation dans le cristal

I.2.7.1. La polarisation spontanée

Naturellement, dans une structure cristalline GaN de type Wurtzite, on discerne l'existence d'une polarisation macroscopique non nulle. Ce phénomène, appelé polarisation spontanée [20], est observé en l'absence de toute contrainte mécanique extérieure ; il résulte de la non superposition des barycentres de charges positives et négatives. En effet, l'électronégativité de l'azote étant plus importante que celle du gallium (ou de l'aluminium), la densité d'électrons ne peut être linéaire, et présente un diagramme de répartition semblable à celui représenté en figure I.9. Cette asymétrie de charges entraîne irrémédiablement une déformation structurale du cristal tétraédrique ; le rapport des paramètres de maille (c/a) en devient plus faible que valeur attendue : $c/a=1.633$.

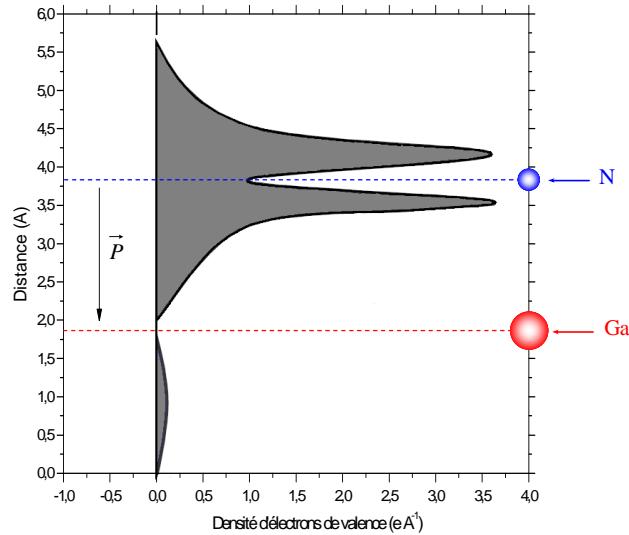


Figure 1.9. Représentation de la densité d'électrons dans une liaison Ga - N.

Nous pouvons ainsi définir un vecteur dipolaire propre à chaque tétraèdre du réseau. La somme vectorielle de ces dipôles élémentaires définit, de cette manière, la polarisation spontanée macroscopique de la structure, orientée suivant l'axe de croissance du matériau.

En volume, la loi de neutralité électrique induit l'annulation du gradient associé à cette polarisation, il en est de même pour la densité de charges volumique. A contrario, la rupture brutale dans la croissance du GaN introduit une discontinuité de la polarisation spontanée et des charges surfaciques seront induites de part et d'autre de la structure. Mathématiquement, cela s'exprime par la relation de continuité du vecteur de déplacement à l'interface GaN – air (ou autre matériau).

$$\sigma = \epsilon_0 \epsilon_r \left| \vec{E}_{\text{int}} \right| - \epsilon_0 \left| \vec{E}_{\text{ext}} \right|$$

où \vec{E}_{int} , \vec{E}_{ext} sont respectivement les champs électriques à l'intérieur et à l'extérieur du GaN au niveau de la surface libre. En absence d'un champ extérieur, l'équation précédente se réduit à :

$$\sigma = \epsilon_0 \epsilon_r \left| \vec{E}_{\text{int}} \right|$$

Notons à présent que ce phénomène est fondamentalement dépendant de l'orientation cristalline du matériau, maîtrisée durant la croissance. En effet, l'asymétrie structurale évoquée précédemment engendre des effets opposés suivant la face cristalline considérée.

L'exemple suivant traite le cas d'un cristal de GaN orienté Ga, qui demeure le cas de figure le plus couramment utilisé pour la réalisation de transistors de cette filière.

Si la figure I.10 rappelle la notion microscopique de polarité d'une molécule, la figure I.11 généralise cet effet à une structure cristalline mésoscopique. Notons que la résultante vectorielle des moments dipolaires s'oriente suivant l'axe de croissance du matériau (de sens contraire si ce dernier est orienté N). Enfin, sur la figure I.12, nous pouvons observer le résultat macroscopique obtenu pour un cristal de GaN hexagonal, dont la croissance a été contrôlée en face Ga. Il est important de constater la présence de charges ionisées positives (cations) en surface.

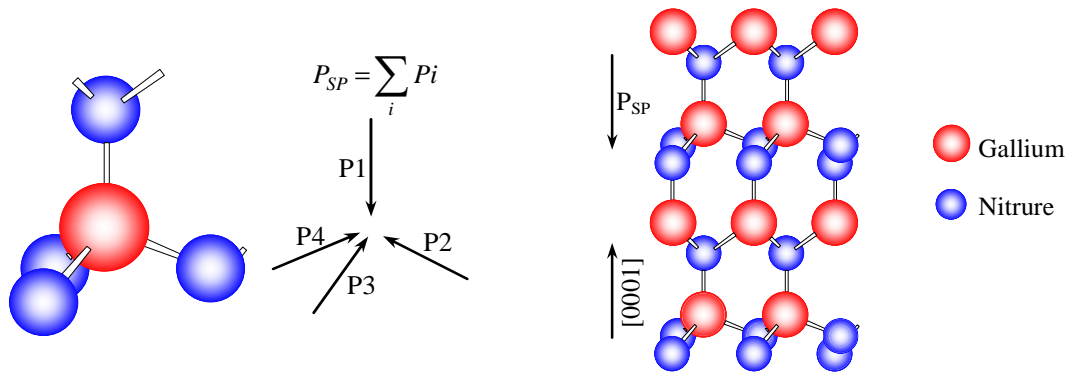


Figure I.10 : Moments dipolaires pour un tétraèdre GaN

Figure I.11 : Présentation du vecteur de polarisation spontanée dans un cristal de GaN

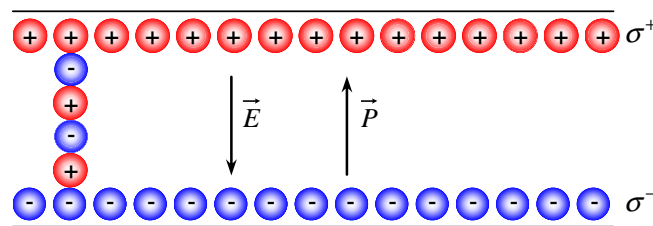


Figure I.12. Mise en évidence des charges en surface pour un GaN hexagonal.

I.2.7.2. La polarisation piézoélectrique

Comme mentionné dans le paragraphe précédent, la phase hexagonale du cristal de GaN est fortement non centrosymétrique. Cela induit un effet dit « piézoélectrique » interne,

et conséquent à l'apparition d'une polarisation électrique des suites d'une contrainte mécanique σ . Celle-ci s'applique en modifiant le paramètre de maille de la structure, et par là même, en brisant davantage ses propriétés de symétrie.

Notons qu'une contrainte appliquée suivant la direction de croissance du matériau donnera naissance à une polarisation d'origine piézoélectrique, orientée suivant cette même direction.

Quantitativement, la polarisation piézoélectrique s'exprime en fonction des coefficients piézoélectriques e_{ij} et des constantes élastiques c_{ij} par la relation suivante :

$$P_{PZ} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \times (e_{31} - e_{33} \times \frac{c_{13}}{c_{33}})$$

Avec a le paramètre de maille du matériau contraint, et a_0 le paramètre de maille du matériau relaxé.

1.2.7.3. La polarisation résultante

Pour la détermination des propriétés électriques macroscopiques d'un cristal de GaN, la contribution de la polarisation spontanée s'avère comparable à celle de la polarisation piézoélectrique [20]. Elle ne peut donc être négligée en aucun cas. Le vecteur polarisation général s'exprime très simplement par la résultante, ou la somme, des deux types de polarisation précités.

Il s'écrit donc :

$$\vec{P} = \vec{P}^{SP} + \vec{P}^{PZ}$$

Ces composantes sont toutes deux, comme démontré, orientées suivant l'axe de croissance du matériau. Il convient à présent de signaler que pour accroître encore la densité surfacique de charge (cations générés par l'existence de la polarisation spontanée), il est préférable que le GaN soit contraint par rapport à l'équilibre mécanique. Mais cette opération risque de s'effectuer au détriment de la qualité cristallographique du matériau. Nous

reviendrons en partie sur ces effets d'accumulations de charges, structurellement optimisés, lors du paragraphe consacré à l'étude de l'hétérostructure AlGa_N/Ga_N.

I.3. CROISSANCE ET SUBSTRATS

I.3.1. Sur la croissance du GaN massif

La température d'équilibre solide/liquide (de fusion) du GaN avoisine les 2 500 ° C, paramètre valable pour une pression de quelques dizaines de kbar. Ces conditions sont hors d'atteinte expérimentalement ; les méthodes classiques de croissance de semi-conducteurs massifs (du type Czochralski ou Bridgman) ne sont donc guère applicables au cas du GaN. On peut néanmoins s'approcher des conditions de croissance à l'équilibre en choisissant une température de 1 600 ° C, associée à une pression de 20 kbar. Dans un tel cas de figure, le taux d'incorporation d'azote dans GaN demeure faible (mais non nul) et, en présence d'un gradient de température, le GaN cristallise dans la partie la plus froide. (Nous noterons que la surface de matériau cristallisé dans ces conditions n'est que de 100mm² pour 200h de croissance !). Cependant, en raison des contraintes technologiques et économiques que cette solution engendre, les concepteurs préfèrent actuellement procéder à la croissance de GaN sur des substrats de nature différente ; on parle alors d'hétéroépitaxie. Le critère fondamental au choix de ces derniers est leurs accords de mailles : le paramètre a de la maille du substrat doit s'approcher le plus possible de celui de la couche à épitaxier. Ceci permet une continuité des liaisons interatomiques à l'interface et donc la réduction significative des défauts cristallins dans le GaN volumique. Malheureusement, dans le cas du Nitrure de Gallium, il n'existe aucun substrat adapté. Si les cristaux de LiGaO₂ et de ZnO possèdent un désaccord faible (de l'ordre de 2 %), ils se trouvent être particulièrement instables thermiquement et ne conviennent donc guère pour la croissance de GaN à haute température. Aussi, il sera nécessaire de recourir à des substrats dont les paramètres de maille seront moins bien adaptés, mais technologiquement opérationnels. Les plus utilisés d'entre eux sont le Carbure de Silicium (SiC), le Saphir (Al₂O₃), le Silicium (Si – sous différentes orientations cristallines), et les substrats dits reportés (du type SopSiC ou SiCopSiC). L'ensemble des caractéristiques élémentaires de ces composés est reporté dans le tableau I.2.

Substrats	Structure cristalline	Paramètres de maille (Å)	Conductivité thermique (W/cm.K)	Coefficients de dilatation thermique α	
				$\Delta a/a$ (0.1/K)	$\Delta c/c$ (0.1/K)
Al ₂ O ₃	hexagonale	a = 4.758 c = 12.99	0.5	7.5	8.5
4H-SiC	wurtzite	a = 3,08 c = 15.12	3.3	4.2	4.68
Si (111)	cubique	a = 5.4301	1.5	3.59	

Tableau I.2. Caractéristiques cristallographiques et conductivités thermiques des substrats les plus utilisés pour la croissance du GaN.

I.3.2. Les substrats

I.3.2.1. Le Carbure de Silicium - SiC

Le Carbure de Silicium (SiC) présente un désaccord de maille de 4 % avec le GaN. Très stable thermiquement et très bon conducteur thermique, il est le substrat le plus attractif. Les couches de GaN épitaxiées sur ce type de substrat démontrent ainsi une excellente qualité cristallographique : le taux de dislocations restant généralement inférieur à 3.10^8 cm^{-2} , notamment grâce à l'ajout d'une couche de nucléation, ou couche tampon, en AlN, dont les paramètres physiques permettent une plus douce transition entre le réseau cristallin de SiC et celui de GaN. Cette transition est encore améliorée par l'adjonction de super-réseaux de nucléation, technique consistant à intégrer entre le substrat et le GaN une succession de couches AlN/GaN [21]. Il est ainsi, de tous les substrats, celui qui préfigure en tête lorsque sont envisagées des applications de puissance hyperfréquences. Malheureusement, il demeure extrêmement onéreux.

I.3.2.2. Le Saphir – Al₂O₃

Le saphir est le matériau présentant le plus grand désaccord de maille avec le GaN ; on évalue ce dernier à 23 % si la croissance s'effectue suivant l'axe c . Cependant, lors de la croissance, se produit une rotation de 30° de la maille de GaN par rapport à la maille du substrat, ce qui réduit à 14% la désadaptation (figure I.13). Ce désaccord, certes amélioré, reste extrêmement pénalisant mais partiellement résorbé par l'utilisation de super-réseaux de nucléation. L'inconvénient majeur de ce matériau est indubitablement sa médiocre conductivité thermique, qui en fait un réservoir de calories très astreignant, notamment lors d'applications où la chaleur doit être évacuée efficacement. Insistons par ailleurs sur le fait

que le saphir demeure un substrat commun et très bon marché, ce qui lui confère un certain attrait

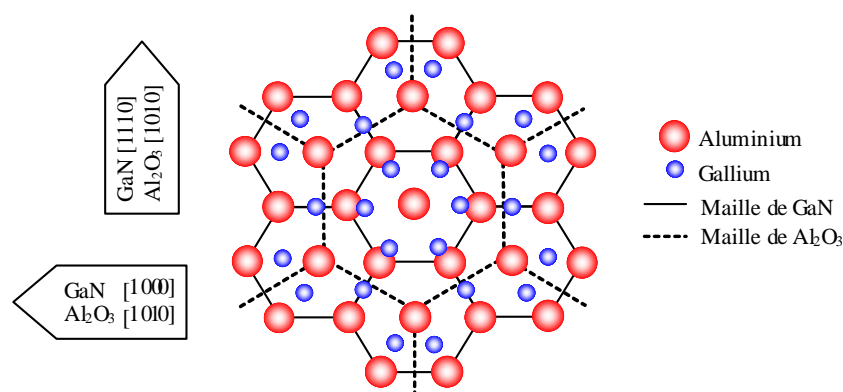


Figure I.13 : Orientation cristalline d'un cristal de GaN sur substrat Saphir

I.3.2.3. Le Silicium – Si [111]

Le silicium a cela d'avantageux qu'il présente une conductivité thermique convenable, une bonne morphologie de surface, et un prix d'achat très accessible. Ce type de substrat pourrait permettre, à terme, d'intégrer des dispositifs à base de GaN dans les procédés technologiques propres au Silicium. La désadaptation de maille avec le GaN s'élève cependant à 17%. Le silicium dispose en outre d'une maille plus grande que celle du GaN. Durant la croissance, ce dernier se trouvera donc dans un état de dilatation, ou d'extension. Ce phénomène provoque irrémédiablement la formation de craquelures et de défauts cristallins tels que les dislocations [22]. De même que pour les substrats précédents, il est nécessaire de recourir à des techniques d'empilement de couches d'Al/GaN en super-réseaux, et ce à l'interface substrat/GaN volumique, également appelé « buffer » ou « bulk GaN ».

I.3.2.4. Les substrats reportés – SopSiC et SiCopSiC

L'idée génératrice de la conception de ces nouveaux substrats exploite l'utilisation de carbure de silicium polycristallin (poly-SiC ou pSiC), en remplacement du SiC classiquement utilisé. De conductivité thermique certes moins bonne que celle du SiC monocristallin, le poly-SiC présente l'avantage extrême de son moindre coût. La croissance du GaN ne pouvant s'effectuer directement sur du polycristal, on reporte, par le procédé SmartCut[®], une couche de monocristal de Si (cas du SopSiC) ou de SiC (cas du SiCopSiC) [23]. Plusieurs avantages, inhérents aux propriétés des matériaux, peuvent être cités :

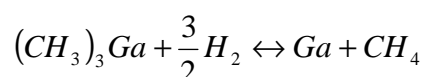
- De meilleure conductivité thermique que le Silicium, l'utilisation du SopSiC permettra une évacuation des charges caloriques plus efficace dans le substrat.
- La présence de SiC monocristallin dans les couches de SiCopSiC permettra d'envisager de faibles taux de dislocations dans les épitaxies.
- Comme évoqué ci-dessus, le coût d'un substrat SiCopSiC reste bien inférieur à celui d'un substrat de SiC monocristallin.

Le principal inconvénient reste le procédé même de report des matériaux : cette technique requiert l'hydrogénation du Silicium avant clivage, et engendre donc l'apparition d'une mince couche de SiO₂ à l'interface pSiC/SiC ou pSiC/Si. Cette dernière, bien qu'extrêmement fine, constitue une véritable barrière thermique et empêche potentiellement le transfert de la chaleur du buffer vers le bas de substrat. Les propriétés électriques de ces substrats sont également des paramètres qu'il est indispensable de connaître. Nous détaillerons de manière plus exhaustive les études menées sur ces substrats dans un chapitre prochain.

I.3.3. Les techniques de croissance sur substrat

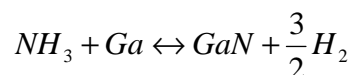
I.3.3.1. La MOCVD

Les techniques MOCVD (*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*) ou MOVPE (*Metal Organic Vapor Phase Epitaxy*) utilisent des composés organiques dotés d'un atome métallique comme précurseurs. Dans le cas du gallium, les composés fréquemment utilisés restent le triéthylgallium ou le triméthylgallium. Il en est de même pour l'indium ou l'aluminium, mais avec les molécules associées. Ces composés sont en général liquides à température ambiante ; l'hydrogène purifié peut donc être utilisé comme gaz vecteur pour les entraîner vers le réacteur. La réaction de décomposition de ces molécules est donnée ci-après :



Pour l'azote, dont la disponibilité naturelle apparaît évidente, il peut être extrait de plusieurs composés. La molécule diazote, qui semble en être la source la plus triviale, s'avère beaucoup trop stable ; elle ne se décompose guère et ne donne donc lieu à aucune incorporation d'azote dans les couches. A contrario, La molécule d'ammoniac se désagrège

thermiquement, mais la cinétique de décomposition demeure très lente (quelques pour-cent à 1300K). Naturellement, d'autres composés azotés existent (hydrazine...), mais les difficultés d'emploi sont telles qu'elles rendent leur utilisation extrêmement délicate. L'ammoniac reste donc le meilleur choix. La réaction de formation de GaN est la suivante :



L'ammoniac stabilise la surface du GaN qui, spontanément, aurait tendance à se décomposer vu la température de croissance élevée. Le schéma synoptique typique d'un bâti de MOCVD est représenté sur la figure I.14.

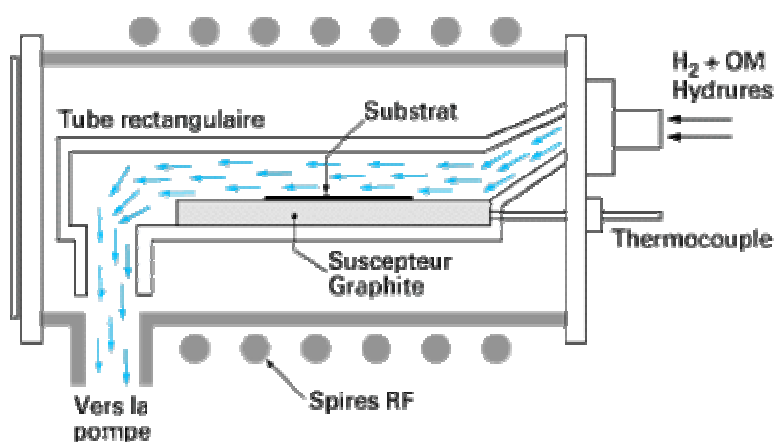


Figure I.14 : Schéma synoptique d'un bâti de MOCVD

La croissance de GaN s'amorce vers 1000°C, généralement sous pression réduite.

Pour doper les couches pendant la croissance, il est nécessaire d'ajouter un flux de molécules contenant le dopant. S'il s'agit de doper P, on utilisera généralement le bis-cyclopentadienyl magnésium (ou Cp₂Mg) ; si le dopage désiré est de type N, la molécule utile sera probablement le silane (SiH₄).

La croissance des alliages ternaires se fait suivant le même procédé, leur composition étant contrôlée par la dynamique des flux. Il est aussi nécessaire d'adapter les paramètres de croissance (pression et température) pour chaque couche considérée.

D'une manière générale, la température est plus faible pour les alliages d'InGaN (environ 800 ° C) et plus haute pour les alliages d'AlGaIn (1 100°C). Il convient de souligner le fait que les vitesses de croissance dépendent, évidemment, des ajustements réalisés, spécifiques aux opérateurs et au matériel utilisé. Cependant, elles restent généralement de l'ordre de quelques microns par heure.

I.3.3.2. La MBE

La technique MBE (*Molecular Beam Epitaxy*) ou épitaxie par jets moléculaires est une technique de croissance sous ultravide. Elle utilise l'évaporation sous vide de matériaux sources solides portés à haute température, lesquels se déposent sur un substrat (à température plus faible). Le faible débit constaté quant aux flux permet de considérer que les atomes se déposent un par un sur la surface voulue. La qualité des couches obtenues par cette méthode repose donc sur la qualité du vide régnant à l'intérieur de la chambre de croissance. La figure I.15 montre le schéma synoptique général d'un bâti de MBE destiné à la croissance de GaN. De même que pour la croissance de la plupart des autres semi-conducteurs, les sources de Gallium, d'Aluminium et d'Indium sont solides. Concernant l'intégration de l'azote dans la croissance du matériau, deux solutions distinctes peuvent être envisagées. La première, semblable à la technique employée dans les bâtis de MOCVD, consiste à utiliser la décomposition thermique du gaz ammoniac ; la seconde repose sur la formation de radicaux N chimiquement actifs au sein d'un plasma excité grâce à l'introduction de sources RF.

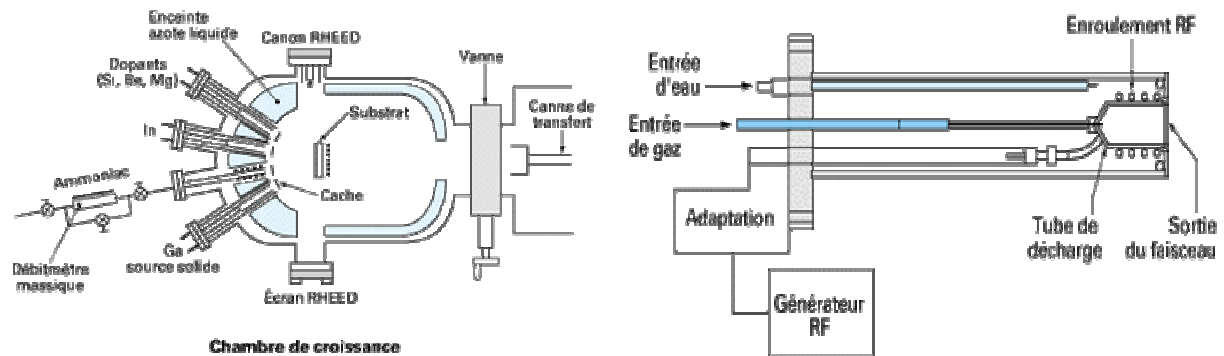


Figure I.15 : Schéma synoptique d'un bâti d'épitaxie par MBE

I.4. L'HETEROJONCTION AlGaN/GaN

I.4.1. Origine physique

Le principe des transistors à haute mobilité électronique repose sur les propriétés relatives aux hétérojonctions. Celles-ci consistent à mettre à profit les caractéristiques singulières des diagrammes de bandes obtenus en permettant la création de gaz électroniques bidimensionnels : l'objectif restant naturellement de séparer spatialement les électrons libres

des donneurs ionisés. Dans le cas des HEMTs AlGa_N/Ga_N, la structure typique d'une couche hétéroépitaxiée par la technique MOCVD peut être observée sur la figure I.16.

La couche d'AlGa_N (III), dont le gap est supérieur à celui du Ga_N (V), peut être dopée de type N. La proximité du puit de potentiel, créé à l'interface, induit un déplacement vertical des électrons, qui tendent à désertir leurs atomes donneurs. Ceux-ci se localisent donc naturellement à l'hétérojonction (côté Ga_N), et forment un gaz bidimensionnel, constitutif du canal du transistor. Cette absence d'ions donneurs et de dopants dans le Ga_N confère aux électrons une grande mobilité, les phénomènes de diffusions pouvant être occultés. Il reste important de signaler que le dopage de cette couche (barrière) agit directement sur les performances statiques et dynamiques des composants [24]. Une augmentation irréfléchie de ce paramètre conduirait à une détérioration systématique de la qualité cristalline de l'alliage. Notons finalement que les épitaxies munies d'une barrière dopée le sont généralement à raison de $1 \text{ à } 5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$; ces valeurs permettent d'obtenir les optima typiques en termes de courant de saturation ou de fréquence de transition.

I.4.2. Etude structurale

Pour limiter les effets de l'interaction coulombienne entre donneurs ionisés et électrons du canal, une fine couche d'AlGa_N non dopée, appelée « espaceur » (IV) peut être intercalée entre la couche donneuse (II) et le Ga_N volumique contenant le gaz 2D (buffer). Notons que sur cette figure (I.16) apparaissent également :

- Le superréseau de nucléation (VI), évoqué dans une partie précédente, dont le rôle est d'assurer l'adaptation entre deux paramètres de maille différents.
- Le substrat, de SiC, Si, Saphir ou reporté (VII), dont les caractéristiques ont été décrites dans un paragraphe précédent.
- Une couche d'AlGa_N non intentionnellement dopée (II), parfois dite « couche Schottky », qui permet de fixer entre l'électrode de commande et le canal une distance effective donnée, indépendante du dopage de la couche III. Constatons que cette couche est souvent gravée lors des opérations de recess de grille.
- Un cap layer de Ga_N n.i.d. (I) améliorant les caractéristiques du contact Schottky, qui sera formé entre le métal de grille et le semi-conducteur. Elle agit directement sur la structure de bandes en augmentant sensiblement la hauteur

de la barrière à l'interface Metal-Semiconducteur. Des travaux [25] ont par ailleurs démontré que ces couches, utilisées alors comme de véritables couches de passivation, pouvaient réduire drastiquement les effets de pièges inhérents à cette technologie (notamment s'il s'agit de GaN non intentionnellement dopé).

GaN CAP LAYER (I)		(1 nm)
AlGaN (II)	nid	(5nm)
AlGaN (III)	dopé ($1 \cdot 10^{18}$) ou nid	(5nm)
AlGaN (IV)	nid	(5nm)
GaN (V)	nid	(1μm)
AlN GaN (VI) AlN	Superréseau de nucléation	(pls μm)
SiC ou Si (VII) ou Al₂O₃ ou substrat reporté	Substrat	(500 μm)

Figure I.16 : Hétéroépitaxie AlGaN/GaN typique

Le diagramme de bande associé à ce type de structure (obtenu par la construction de Shockley - Anderson) est représenté sur la figure I.17. On y constate classiquement l'état énergétique de la structure à l'équilibre thermodynamique avant et après le contact des différents constituants. Il y figure la courbure de bande qui, au voisinage de l'hétérojonction AlGaN/GaN, donne naissance à un gaz d'électrons bidimensionnel doté d'une mobilité de l'ordre de $1300\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$.

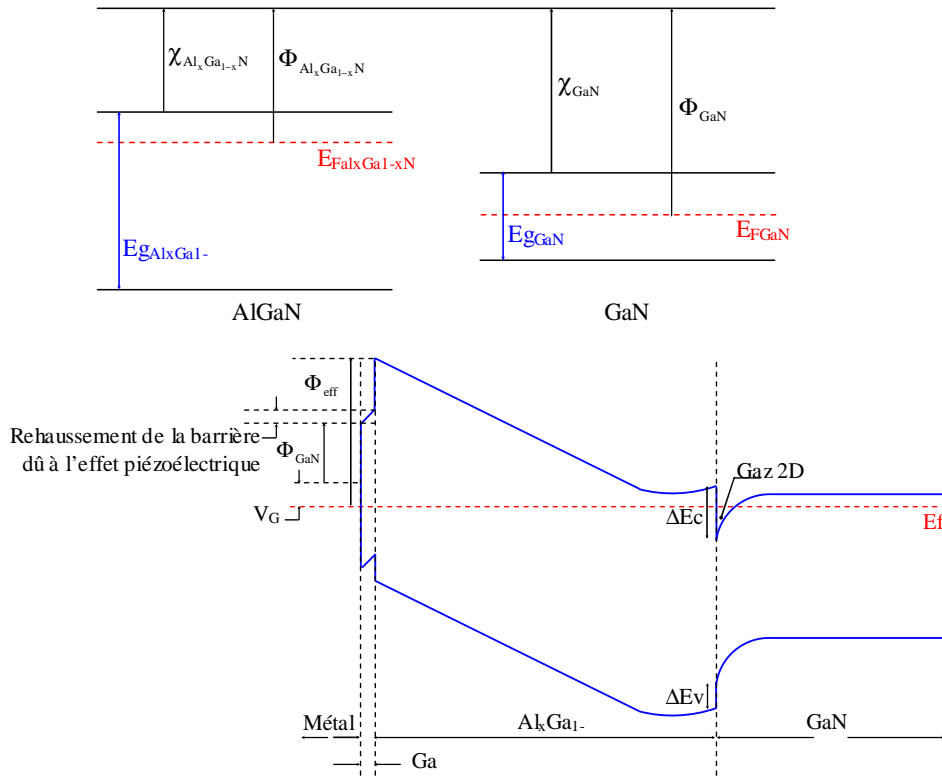


Figure I.17 : Diagramme de bandes avant et après contact de l'hétérojonction AlGaN/GaN

I.4.3. Propriétés physiques

I.4.3.1. Effets de la contrainte

La densité surfacique de charge, caractéristique du canal pour un transistor à hétérojonction est fonction d'un très grand nombre de paramètres, parmi lesquels l'épaisseur de la barrière, son dopage, la qualité cristalline de la couche. En considérant le problème exempt de toute considération quantique, et en l'absence d'électrode de commande, l'expression de cette quantité peut se réduire à [26]:

$$N_s = \frac{\epsilon_{GaN}}{q \cdot d} \left(-\frac{E_F}{q} - V_t \right)$$

Où q est la charge électronique élémentaire, d l'épaisseur totale de la barrière, E_F le niveau de dégénérescence du GaN, et V_t un paramètre traduisant les conditions de désertion du canal.

Nous terminerons cet exposé en rappelant brièvement les effets apportés par les contraintes mécaniques internes aux structures étudiées. Avançons que, idéalement, les

vecteurs représentatifs de la polarisation spontanée et de la polarisation électrique doivent cumuler leurs contributions (vecteurs orientés dans le même sens). Pour ce faire, il peut être intéressant d'imaginer une épitaxie pour laquelle l'ensemble des couches sont contraintes ; on obtiendrait un diagramme du type décrit ci-après (figure I.18) :

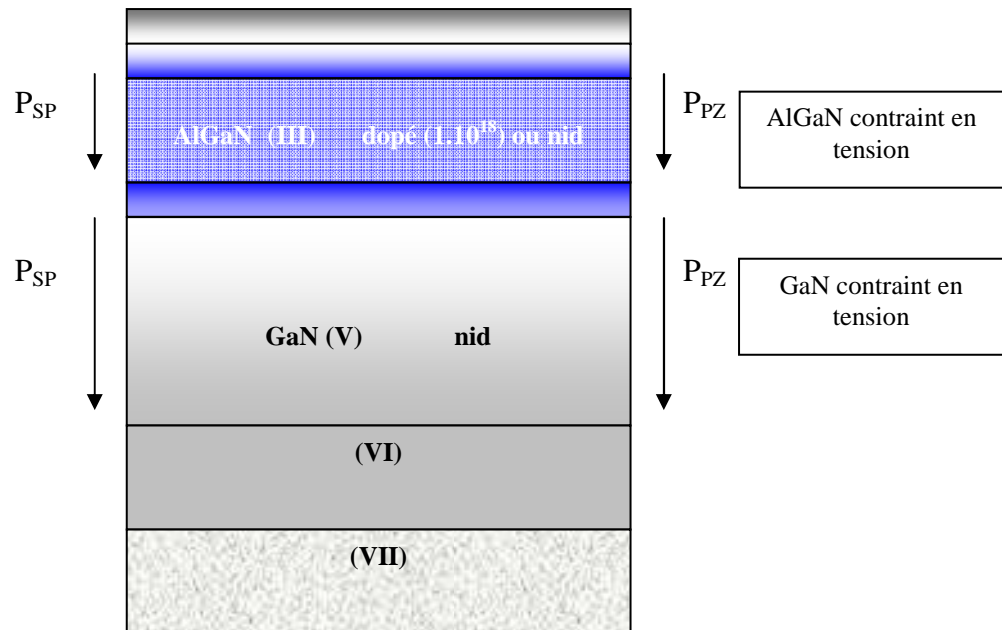


Figure I.18 : Contribution des polarisations spontanée et piézoélectrique pour une hétérostructure AlGaN/GaN

Ce cas particulier devrait fournir un optimum de charges surfaciques à l'hétérojonction, mais le fait que l'AlGaN soit contraint sur un matériau lui-même mécaniquement stressé entraîne l'apparition de craquelures et de défaut de croissance. Il sera donc plus constructif d'élaborer des couches pour lesquelles le buffer soit quasi relaxé. Dans ce cas de figure précis, la polarisation piézoélectrique du GaN devient négligeable, mais la croissance de l'AlGaN s'effectue beaucoup plus naturellement que dans l'hypothèse précédente.

Comme il vient d'être évoqué, les propriétés électriques d'une hétérojonction dépendent fondamentalement des caractéristiques des matériaux constitutifs. Relatons l'ensemble de ces effets indépendamment les uns des autres :

1.4.3.2. Influence de l'épaisseur de barrière

L'épaisseur de barrière est un paramètre important à maîtriser ; l'amélioration des performances dynamiques et le respect du rapport d'aspect en sont les lignes directrices. Par l'expression de la densité surfacique des charges accumulées au sein du gaz bidimensionnel, il devient possible d'en tracer l'allure en fonction de l'épaisseur de la couche d'AlGa_N (figure I.19). Dans le cas présent, le taux d'aluminium a été fixé à 30%.

Il peut être observé que si la densité N_s augmente d'une manière monotone avec l'épaisseur d'AlGa_N, elle atteint une valeur de saturation pour des épaisseurs de barrière supérieures à 25 nm [27]. Par ailleurs, il existe une épaisseur minimum d'AlGa_N de 150 Å au-dessous de laquelle la densité d'électrons N_s se trouve fortement atténuée. Notons finalement qu'une valeur typiquement donnée pour les hétéroépitaxies actuelles est de l'ordre de 20 nm.

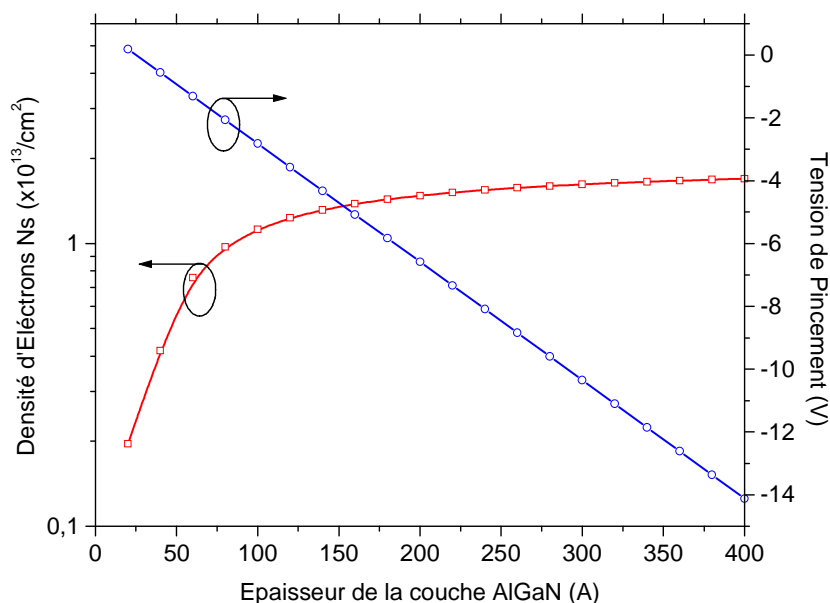


Figure I.19 : Evolutions du N_s et de la tension de pincement en fonction de l'épaisseur de barrière

1.4.3.3. Influence du taux d'aluminium

L'augmentation de la dose d'aluminium dans la couche d'AlGa_N de surface engendre naturellement un accroissement de la densité de charges présente au niveau du canal. Pour en avoir une représentation à la fois qualitative et quantitative, il peut s'avérer intéressant d'en tracer l'allure en fonction du taux d'aluminium, pour une épaisseur et un dopage donnés

(figure I.20). En l'occurrence, les calculs se réfèrent à une structure N.I.D., d'épaisseur égale à 20 nm

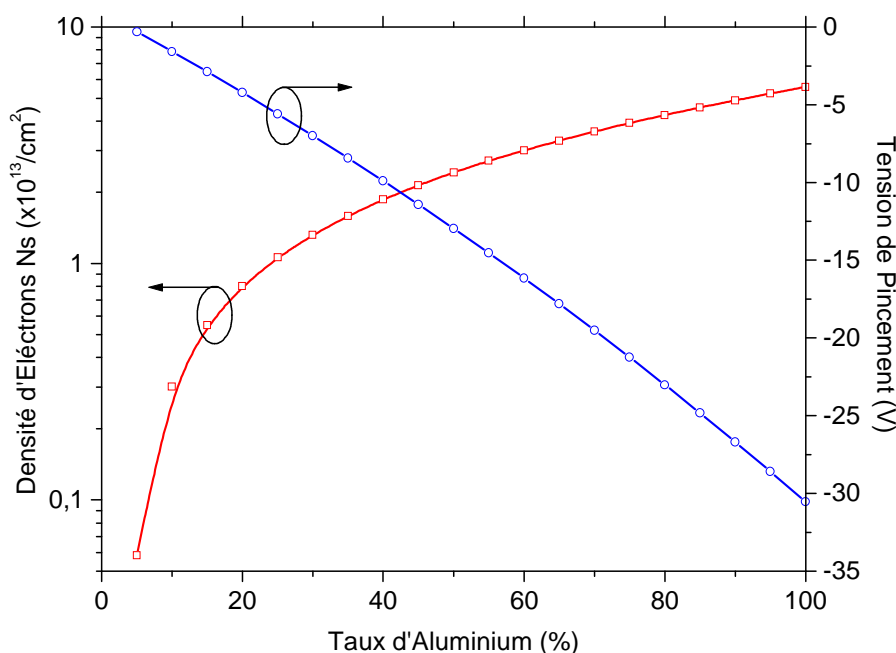


Figure I.20 : Evolutions du N_s et de la tension de pincement en fonction du taux d'aluminium

On constate que l'augmentation de la densité surfacique de charges se produit majoritairement pour des taux d'aluminium évoluant de 5% à 40% [28]. Au-delà, une légère saturation de la caractéristique peut être observée. Nous observons une augmentation de la densité d'électrons lorsque le taux d'aluminium augmente. Néanmoins, pour des taux supérieurs à 35%, la densité d'électrons tend à se saturer. Ce phénomène s'explique, structurellement, par l'augmentation du désaccord de maille entre l'AlGaIn et le GaN ; ce qui se traduit par une décroissance systématique de la polarisation piézoélectrique dans la couche AlGaIn, ainsi que par une diminution de la barrière ΔE_c . A titre indicatif, on remarquera que l'utilisation d'une barrière dotée de plus de 35% d'Aluminium ne paraît guère être un choix judicieux.

I.4.3.4. Influence du dopage de la barrière

Comme expliqué dans un paragraphe précédent, l'apport d'atomes naturellement donneurs dans le cristal peut favoriser la formation du gaz bidimensionnel. Localisés dans la couche d'AlGaIn, ceux-ci sont généralement isolés du canal par l'adjonction d'une couche

non intentionnellement dopée. Cela étant, on peut représenter l'évolution de la densité surfacique de charges en fonction de la densité volumique de dopants dans la barrière :

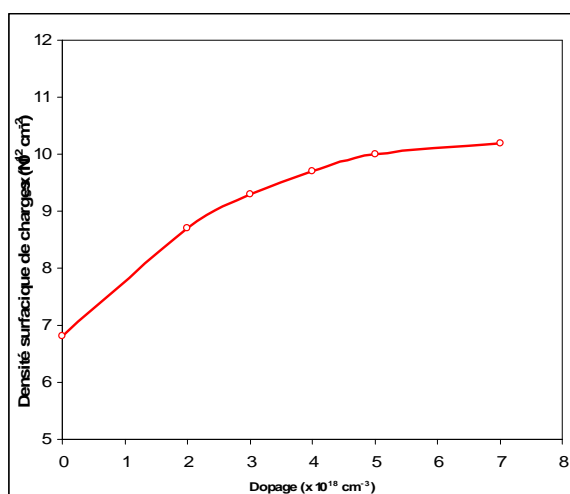


Figure I.21 : Evolutions du N_s en fonction du dopage de la barrière

Comme représenté sur la figure I.21, la densité d'électrons N_s s'accroît à mesure que le dopage augmente [29]. La caractéristique présente une saturation liée à la désorganisation structurale du cristal d'AlGaN ; en effet, un fort taux d'atomes donneurs dans la couche peut entraîner l'apparition de multiples défauts cristallins, et par là même une détérioration des propriétés électriques de l'épitaxie.

I.4.4. La structure TLM

En implantant dans cette structure, par un procédé technologique qui sera décrit ultérieurement, des zones de contacts ohmiques, il devient possible d'analyser le comportement du gaz (ou du courant résultant) par l'application d'un champ électrique longitudinal. Le résultat observé est typique des semi-conducteurs ; la caractéristique dite « courant – tension » se scinde suivant plusieurs régimes de fonctionnement (figure I.22) :

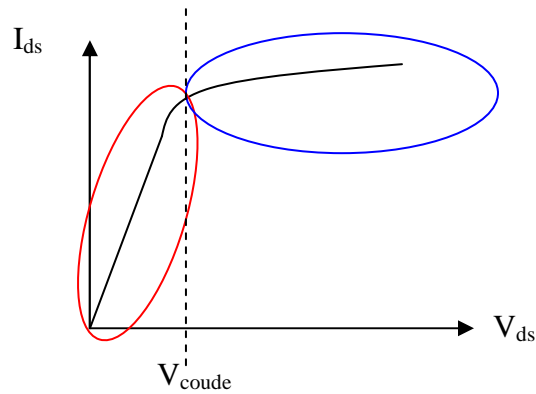


Figure 1.22 : Caractéristique I-V d'une structure TLM

1.4.4.1. La zone ohmique – régime de mobilité

L'accroissement du champ électrique dans le barreau équivalent de semi-conducteur induit, proportionnellement, une élévation de la vitesse des porteurs mis en jeu. La caractéristique obtenue étant quasi-linéaire, il est possible de remonter à l'information de conductance équivalente du dispositif ; le simple calcul de la pente obtenue permet en effet de déterminer la contribution des résistances des contacts et du canal. Cela peut s'écrire :

$$\alpha = (R_S + R_D + R_C)^{-1}$$

Avec R_S , R_D : les résistances attribuées aux contacts ohmiques de source et de drain et R_C la contribution résistive du gaz électronique surfacique.

1.4.4.2. Le régime de saturation

Ce régime s'explique directement par la saturation de la vitesse des porteurs participant à la conduction. Les collisions des électrons avec les impuretés du cristal ou les phonons limite clairement leur énergie cinétique. La zone de transition entre ces deux régimes de fonctionnement distincts s'effectue pour une tension de l'ordre de 5V, soit un champ électrique de 20 kV.cm⁻¹. Cette valeur est problématique ; en effet si l'allure du courant suit scrupuleusement celle de la vitesse des porteurs, alors le réseau devrait présenter une transition pour un champ de 150kV.cm⁻¹, soit près de 10 fois plus que ce qui est observé. Cet effet est au cœur de nombreuses discussions scientifiques ; si certains attribuent ce phénomène à l'intervention de phonons chauds dans le processus de conduction [30], d'autres y voient une contribution supplémentaire des effets thermiques [31]. Il est également une équipe qui explique ce phénomène par l'évolution du potentiel de surface, et donc une

implication des états de pièges dans la structure [32]. Il n'en reste pas moins que ces effets de saturation se doivent d'être investigués plus en amont.

I.5. Le HEMT AlGaN/GaN

I.5.1. Principe de fonctionnement

Si à l'hétérojonction exposée ci-dessus s'ajoute une électrode de commande, le principe du HEMT se présente de lui-même. En effet, l'adjonction d'un contact métallique sur la couche de surface induit l'apparition d'une jonction de type Schottky, pouvant contrôler en nombre la densité de porteurs présents dans le gaz bidimensionnel. Le phénomène ici mis en jeu résulte de la modulation spatiale d'une zone de charge d'espace par l'application d'un potentiel choisi sur l'électrode de grille [33]. Le transistor à haute mobilité électronique ou HEMT se trouve donc classé dans la famille des TECs, soit Transistors à Effet de Champ (ou FETs pour Field Effect Transistor). La qualité de la commande dépendra ainsi en grande partie de la qualité du contact Schottky, à l'interface entre la barrière d'AlGaN et le métal de grille (rappelons que parfois, la couche superficielle est un cap de GaN ; le cas échéant, elle est gravée localement de telle sorte à ce que le métal se dépose directement sur l'AlGaN). Les technologues ont donc tout intérêt à rechercher les alliages métalliques présentant les meilleures caractéristiques, et se prêtant au mieux à leur dépôt sur le semi-conducteur. Cet effet de contrôle du gaz bidimensionnel à l'hétérojonction trouve son explication physique dans l'exploitation des diagrammes de bandes d'énergie suivant la direction verticale (figure I.23).

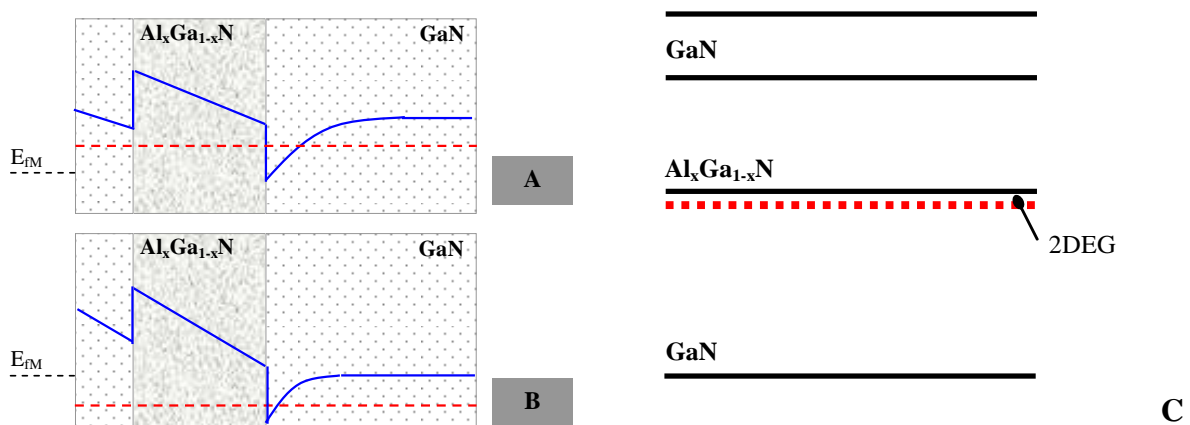


Figure I.23 : Influence de la tension de commande sur le diagramme de bande.

A, $V_{GS} > 0$

B, $V_{GS} < 0$

C, Structure de couche d'un HEMT.

Il apparaît clairement que la zone constitutive du canal de porteurs s'amointrit, localement, par l'application d'un potentiel négatif sur le métal (à gauche sur le schéma). On devine donc que pour des tensions de grille inférieures à une valeur seuil, la densité surfacique de charge deviendra négligeable et ne pourra guère plus participer à la conduction. Cette valeur particulière du potentiel est appelée « tension de pincement ».

I.5.2. Quelques propriétés électriques

I.5.2.1 Propriétés fondamentales

L'effet finalement souhaité dans la réalisation de tels dispositifs reste un effet d'amplification, ou effet transistor ; celui-ci procède de l'application simultanée du signal à amplifier (sur la grille) et d'une tension de polarisation continue de part et d'autre de la structure, entre source et drain. Le courant total résultant du déplacement des porteurs situés à l'hétérojonction pourra ainsi être modulé par le potentiel appliqué sur la grille du composant. Il est évident que, comme tout phénomène physique, celui-ci se voit confronté à un certain nombre d'effets limitatifs. Dans l'optique de comprendre certains d'entre eux, il peut être important de décrire plus en détail la topologie des dispositifs HEMTs employés.

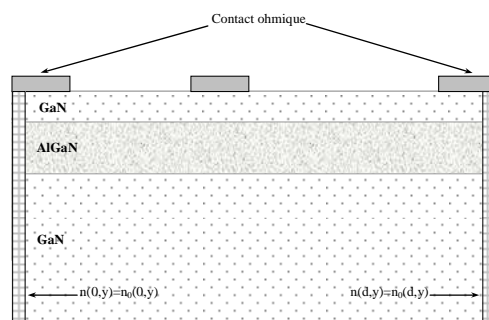


Figure I.24 : Topologie usuelle d'un HEMT AlGaIn/GaN

Sur la figure I.24, il est aisé de constater que l'apposition de la grille métallique ne s'effectue pas de manière symétrique. Elle se trouve être plus proche du contact de source que du contact de drain. Pour mieux comprendre cette singularité dans la structure, analysons la carte du champ électrique régnant dans le dispositif suite à l'application d'une différence de potentiels donnée entre drain et source (figure I.25) [34].

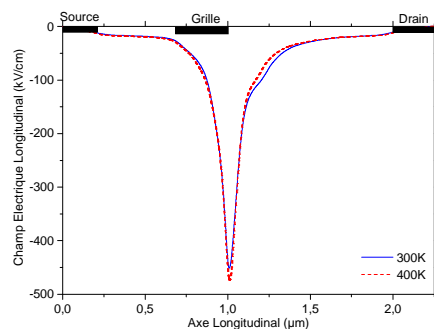


Figure 1.25 : Étalement du champ électrique dans le canal pour deux températures différentes

Nous constatons un étalement ostensible du champ électrique dans l'espace grille - drain, avec un maximum absolu en sortie immédiate de grille. Il est aisé de se figurer que la répartition de l'énergie dans la structure évolue suivant la même allure que le champ électrique. On parvient donc à expliquer le désaxement de l'électrode commande par la nécessaire distribution du champ, laquelle permet d'amoindrir la valeur du champ « pic », et donc d'augmenter significativement la tension de claquage du transistor. A noter que cette distance grille - drain ne peut être augmentée indéfiniment : celle-ci détermine directement les performances en hyperfréquences des composants (notamment la fréquence de coupure).

1.5.2.2. L'ionisation par impact

Il est avéré que, pour les HEMT, les électrons sont confinés au sein d'un puits de potentiel à l'intérieur duquel ils peuvent être soumis à un champ électrique commandé via la tension drain - source. En assimilant les porteurs à des corpuscules massifs, il peut être établi que leur parcours dans la structure s'effectue au gré des collisions inélastiques avec le réseau cristallin. Si les porteurs, conditionnés par un champ électrique très important, acquièrent une énergie suffisante, les collisions précitées entraînent l'ionisation des atomes rencontrés, et l'apparition de paires électrons - trous. Ce phénomène est appelé « ionisation par impact ». Les trous résultants peuvent être collectés soit par l'électrode de grille, soit par la source et les électrons par l'électrode de drain, ou capturés par certains pièges de surface (comme il sera évoqué dans le paragraphe suivant). N'oublions pas de stipuler que la densité d'électrons du gaz bidimensionnel demeure du même ordre de grandeur. Cet effet peut être schématisé via la figure I.26.

Si cet effet d'ionisation s'avère incontrôlé, il peut arriver que le semi-conducteur dégénère des suites d'un phénomène dit « d'avalanche ». Celui-ci se produit principalement dans le canal, en sortie de grille, où le champ électrique atteint son maximum absolu. Dans le

cas où se dernier s'avère suffisamment important, les électrons créés seront à même de participer à la conduction, entraînant une augmentation caractéristique du courant drain - source.

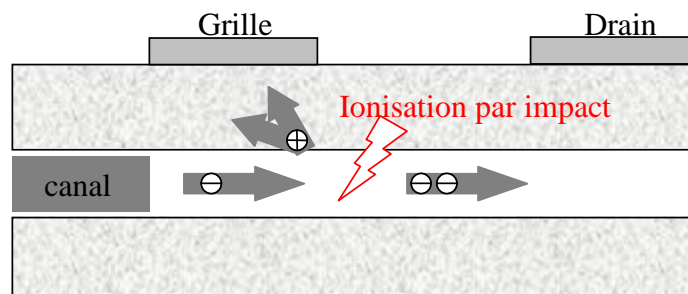


Figure 1.26. Mécanisme du phénomène d'avalanche.

Pour des valeurs de tension de grille se rapprochant du pincement, le gaz d'électrons se trouve quasi intégralement déplété. En conséquence, le phénomène d'avalanche se produira pour des polarisations de drain plus importantes ; les rares électrons participant à la conduction se doivent en effet d'acquérir une énergie plus importante pour amorcer l'avalanche par ionisation [35].

Une des possibilités de repousser l'effet d'avalanche, et par là même d'augmenter significativement la tension de claquage du dispositif est d'améliorer la distribution et l'étalement du champ électrique dans l'espace grille – drain. Cela est rendu effectif par l'intégration de plaques de champs (ou field-plates) aux technologies classiques [36].

1.5.2.3. Les Effets de pièges

Le vocable usuellement employé de « pièges » fait référence à une occupation de niveaux d'énergie a priori impossibles, puisqu'à l'intérieur de la bande interdite du matériau. Ceux-ci sont plus ou moins énergétiques ; entendons que leur activation est conditionnée par un apport en énergie, sous quelque forme que ce soit (énergie potentielle par la polarisation, énergie thermique par chauffage, énergie électromagnétique par luminescence). Cela étant, leur présence se trouve être une des causes principales de la dégradation des performances électriques des composants de la filière GaN. L'origine physique de ces pièges reste un objet d'investigation, tant elle s'avère disparate. Aussi, certaines techniques de caractérisation permettent la mise en exergue de niveaux d'énergie singuliers, qu'il est possible d'identifier. On aura, de cette manière découvert que les effets de pièges peuvent

résulter de défauts cristallins, tels que les dislocations, les lacunes d'azote, la présence d'impuretés ou des pertes de périodicité. Les défauts structuraux de surface semblent avoir une implication non négligeable dans ce phénomène parasite [37].

Afin de minimiser l'impact de ces pièges, des améliorations considérables ont été apportées aussi bien au niveau des techniques d'élaboration du matériau, permettant de réduire ainsi l'impact des pièges en volume, qu'au niveau des procédés technologiques permettant de réduire l'effet des pièges de surface : traitements de surface (nettoyage par voie chimique ou par plasma), recuits, passivations de la surface par différents diélectriques, ou implémentations de structures Field Plate (plaque de champ). Une étude plus approfondie de l'ensemble de ces effets et améliorations possibles sera proposée dans un chapitre prochain.

I.5.3. Comportement thermique

Le comportement des composants de puissance relativement aux stress thermiques auxquels ils sont confrontés dépend, en grande partie, des propriétés des substrats sur lesquels s'est effectuée la croissance. Il est donc bon de rappeler ici les conductivités thermiques du Carbure de Silicium, du Saphir et du Silicium. A ces données, ajoutons des cartographies du champ scalaire « température », et sa distribution dans la structure. Notons que ces études découlent de simulations de structures TLM pour lesquelles, par définition, il n'existe aucune électrode de grille :

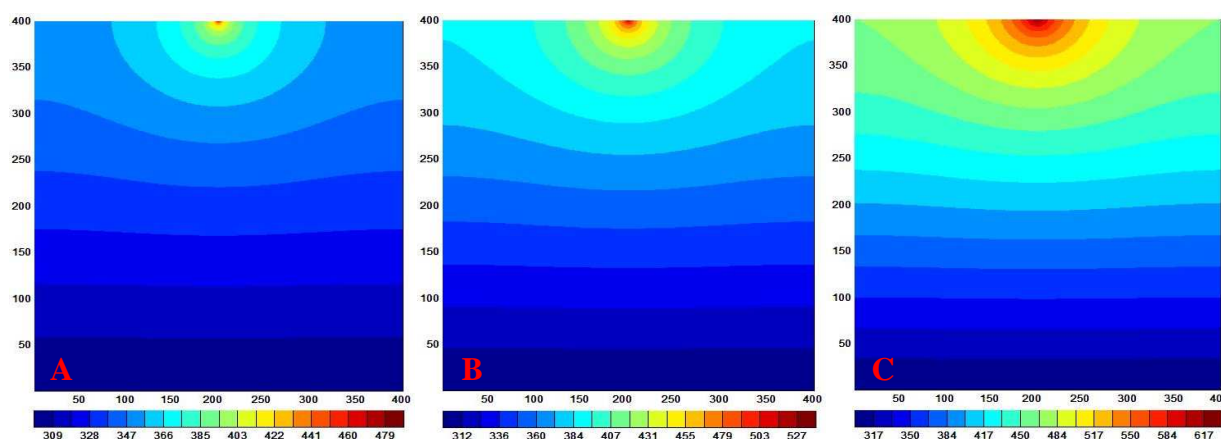


Figure 1.27. Distribution spatiale de la température en régime de fonctionnement, pour 3 substrats différents (A : SiC, B : Si, C : Saphir)

On remarque que l'évacuation des calories s'effectue de manière nettement plus efficace dans le cas du SiC que pour le Saphir [31]. Ces simulations, implémentées sous l'environnement COMSOL et obtenues par la méthode des éléments finis, permettent

d'insister sur l'excellence du Carbure de Silicium en tant que candidat aux applications de puissance pour lesquelles le point de repos et les larges excursions de tension amènent irrémédiablement à un échauffement du composant.

La plus ou moins bonne distribution du champ de température dans la structure se répercute directement sur les propriétés électriques du gaz bidimensionnel. En effet, les différentes corrélations existant entre la mobilité, la densité surfacique ou la vitesse de saturation amènent à considérer, à nouveau, tout l'intérêt de choisir le SiC comme substrat privilégié. Le tableau I.3 compare les différentes températures électroniques (représentatives en grande partie de l'énergie cinétique des porteurs) et de réseau obtenues par simulation, pour trois substrats différents, et moyennées entre les contacts ohmiques.

Substrat	SiC	Si	Al ₂ O ₃
Température de réseau (K)	460	530	630
Température électronique (K)	930	890	860

Tableau I.3 : Températures électroniques et de réseau moyennes pour une TLM sur 3 substrats différents

L'ensemble de ces effets possède un impact fort sur les caractéristiques I(V) d'une structure TLM ou d'un composant sous test. En régime continu, l'accroissement de la puissance dissipée (du produit I.V) produit une diminution notable de la mobilité des porteurs, et donc une décroissance notable du courant total résultant. Un réseau de caractéristiques classique est présenté figure I.28. L'effet d'autoéchauffement du transistor (AEC1021/SiC/2x200x0.35 μ m²) y est discernable.

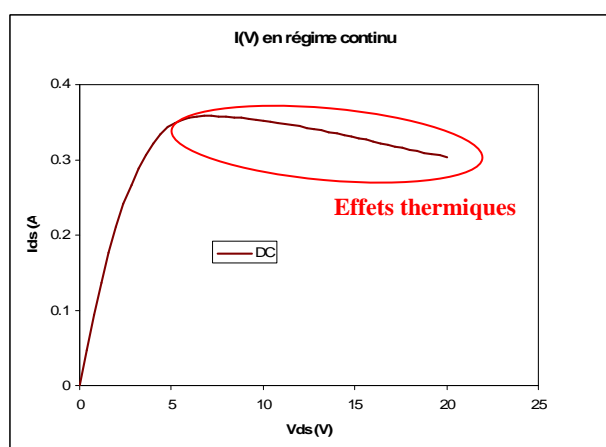


Figure I.28 : Mise en évidence des effets thermiques sur une caractéristique I(V) en régime continu

I.5.4. Etat de L'art

Il a donc été établi que grâce à la technologie nitrure des HEMTs, il devenait possible de multiplier les performances en puissance et en fréquence, d'augmenter la tension de claquage des composants et d'avoir un meilleur contrôle sur l'effet des pièges en surface et interfaces du composant.

Les résultats actuels les plus impressionnants sont obtenus aux Etats Unis et au Japon pour des applications de puissance avec un record à 30W/mm à 8GHz sur substrat SiC et 12W/mm à 4GHz sur substrat Al₂O₃. Cependant TIGER (laboratoire commun entre l'IEMN & TRT) a pu obtenir soit en interne, soit en collaboration externe, des résultats à l'état de l'art mondial avec des densités de puissance de l'ordre de 10.2W/mm en bande X (10GHz) et 7.9W/mm à 18GHz sur substrat SiC. Un récapitulatif de l'Etat de l'art en fonction du substrat utilisé et de la technologie employée (sans et avec Field-Plate) est répertorié dans le Tableau suivant ([38]..[54]) :

Substrats	HEMT Non Passivé	HEMT Passivé	FP-HEMT
Si	1.9W/mm @ 10GHz	12W/mm @ 2.14GHz 5.1W/mm @ 18GHz	7W/mm @ 10GHz
Al ₂ O ₃	3 W/mm @ 4,2GHz 4 W/mm @ 4GHz	9.8W/mm @ 8GHz 4.65W/mm @ 20GHz	12W/mm @ 4GHz
SiC	12W/mm @ 10GHz	12W/mm @ 10GHz 7.9W/mm @ 18GHz 4.2W/mm @ 35GHz 10.5W/mm @ 40GHz	32W/mm @ 4GHz 30W/mm @ 8GHz 10.4W/mm @ 10GHz 11W/mm @ 10GHz 9.1W/mm @ 18GHz 5.7W/mm @ 30GHz

Tableau I.4 : Performance obtenues pour des HEMTs ALGaN/GaN de différentes technologies

I.6. DE LA CARACTERISATION DES HEMTs

I.6.1. En régime linéaire

I.6.1.1. Les paramètres S

Pour la caractérisation des composants en hyperfréquences, les matrices « impédance » ([Z]) ou « admittance » ([Y]) s'avèrent complètement obsolètes. En effet, la détermination de celles-ci nécessite l'utilisation de courts-circuits et/ou de circuits ouverts ; mais ces derniers deviennent très difficilement réalisables dans le domaine des hautes fréquences. Pour pallier cette déficience, la théorie des lignes de transmission permet la

construction de la matrice dite « Scattering », qui généralise les concepts de tensions/courants à la notion d'ondes de propagation [55]. Si l'on assimile le dispositif à caractériser sous la forme d'un quadripôle, le système devient représentable sous la forme suivante (figure I.29) :

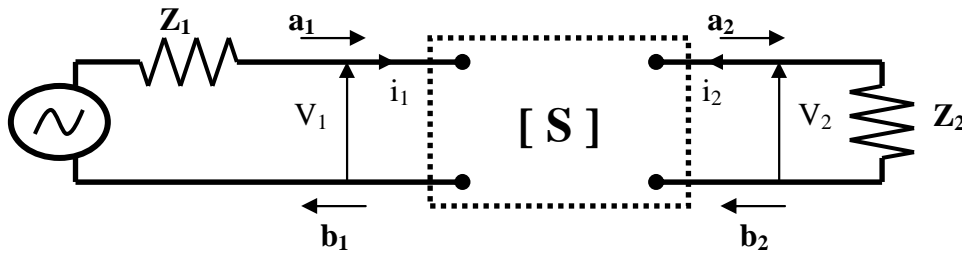


Figure I.29 : Représentation en ondes incidentes et réfléchies d'un quadripôle

Où l'on définit les ondes généralisées :

$$a_i = \frac{1}{2} \left(\frac{V_i}{Z_i} + \sqrt{Z_i} \cdot I_i \right) \quad (i = 1, 2)$$

$$b_i = \frac{1}{2} \left(\frac{V_i}{Z_i} - \sqrt{Z_i} \cdot I_i \right)$$

Définis comme tels, les paramètres S_{ij} décrivent complètement le quadripôle ; la matrice de répartition peut alors s'écrire :

$$[b_1, b_2] = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$$

Pour de tels systèmes, le calcul des fonctions de transferts peut être obtenu par la théorie des graphes ([Mason]), ou « diagrammes de fluences » (montré en figure I.30) :

A n'importe quel système, on peut ainsi associer :

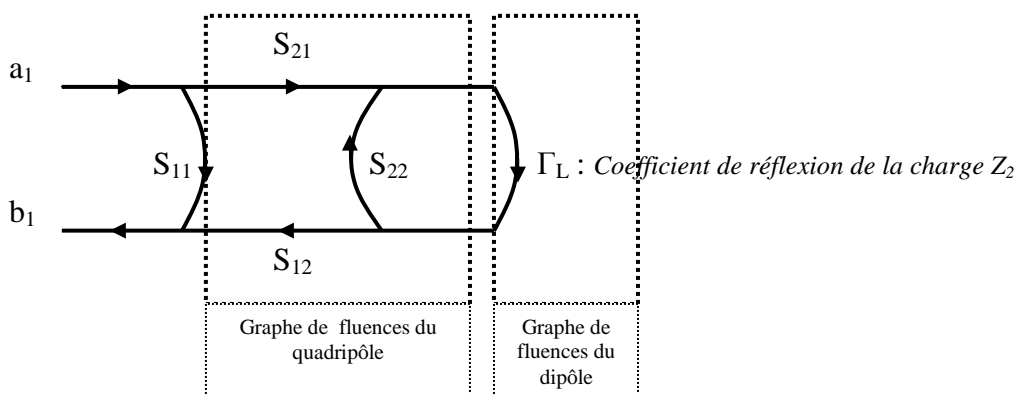


Figure I.30 : Diagramme de fluences d'un quadripôle chargé

Notons que l'évaluation des performances des dispositifs micro-ondes par les paramètres S_{ij} n'est possible qu'en fonctionnement « petit signal » ; en effet ceux-ci excluent toute forme de non linéarité liée à des niveaux de puissance d'entrée trop élevés.

1.6.1.2. Considérations sur la stabilité des systèmes

Les critères de stabilité, et leurs représentations physiques, demeurent en amont de toute la logique de conception d'amplificateurs micro-ondes. En effet, dans certains cas de figure (transistors seuls, ou au sein de systèmes élaborés), la simple excitation électrique du dispositif considéré entraîne le déclenchement d'une oscillation néfaste à son bon fonctionnement. Ce dernier peut ainsi devenir le siège prolongé d'une onde auto amplifiée ; ce qui, sans certaines précautions, le mène à une détérioration certaine. Pour quantifier la propension des dispositifs à osciller naturellement, on définit le « facteur de Rollet K » par :

$$K = \frac{1 - |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 + |\Delta_S|^2}{2|S_{12}S_{21}|}$$

$$\text{où } \Delta_S = S_{11}S_{22} - S_{12}S_{21}$$

Ce facteur est communément appelé « coefficient de stabilité ». Pratiquement, on constate que lorsque ce dernier est supérieur à l'unité, alors le système peut être considéré comme inconditionnellement stable. Dans le cas d'un transistor, cela signifie que l'on pourra l'adapter, en entrée comme en sortie, par ses impédances optimales pour obtenir le maximum de gain de transducteur (voir ci-après).

1.6.1.3. Considérations sur le gain des systèmes

Il existe, selon le type de mesures à effectuer, plusieurs quantités intéressantes à évaluer : celles-ci s'expriment sous la forme de rapports de puissance. Ces quantités sans dimensions prennent naturellement le nom de « Gains » ; il en existe de plusieurs espèces :

Gain en puissance :

Le gain en puissance met en relation les puissances absorbée en entrée et recueillie en sortie par l'expression d'un simple rapport :

$$G_p = \frac{P_s}{P_E}$$

Il est également lié aux paramètres S_{ij} par :

$$G_p = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_L|^2)}{|1 - S_{22}\Gamma_L|^2 (1 - |S'_{11}|^2)}$$

Le gain en puissance n'est fonction que de l'impédance présentée en sortie du transistor.

Gain en puissance disponible :

Il est le rapport entre la puissance disponible en sortie et la puissance disponible en entrée du système :

$$G_p = \frac{P_{DS}}{P_{DE}} = \frac{|S_{21}|^2 (1 - |\Gamma_S|^2)}{|1 - S_{11}\Gamma_S|^2 (1 - |S'_{22}|^2)}$$

Par analogie avec le gain en puissance, on remarquera le fait que le gain en puissance disponible n'est fonction que de l'impédance vue par le transistor en entrée.

Gain de transducteur / Gain maximum disponible / Gain maximum stable:

On formalise le gain de transducteur comme étant le rapport entre la puissance absorbée par la charge en sortie et la puissance disponible à l'entrée du système (source).

$$G_T = \frac{P_s}{P_{DS}}$$

Lorsque certaines conditions sont réunies (en particulier sur la stabilité [$K > 1$] et les adaptations optimales en entrée et en sortie), on définit une forme pratique du gain de transducteur : le gain maximum disponible (ou MAG : Maximum Available Gain). Il s'exprime par :

$$MAG = G_T \Bigg|_{\substack{K > 1 \\ \Gamma_S = \Gamma_{Sopt} \\ \Gamma_L = \Gamma_{Lopt}}} = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|} (K \pm \sqrt{K^2 - 1})$$

La nature du signe est conditionnée par le paramètre $B_1 = 1 + |S_{11}|^2 - |S_{22}|^2 - |\Delta_S|^2$:

$$B_1 > 0 \Rightarrow K - \sqrt{K^2 - 1} \quad \text{et} \quad B_1 < 0 \Rightarrow K + \sqrt{K^2 - 1}$$

La définition du MAG en fait une des caractéristiques principales des systèmes d'amplification. En effet, il représente de façon très concrète le gain en puissance réellement disponible en sortie du dispositif. Mais celui-ci perd toute signification lorsque le facteur de stabilité devient inférieur à l'unité. Dans ces nouvelles conditions, on peut définir le Maximum Stable Gain par:

$$MSG = \frac{|S_{21}|}{|S_{12}|}$$

Celui-ci permet, entre autres, d'estimer – voire de surestimer, ce qui en fait un indicateur fallacieux - la valeur du gain de transducteur dans la zone d'instabilité du système (transistor).

Gain unilatéral (U):

La terminologie présuppose, dans ce cas de figure, la compensation du terme $|S_{12}|$, de façon à annuler la contre-réaction naturelle du système (opération de neutrodynage). Théoriquement, le gain unilatéral demeure potentiellement supérieur au MAG. Mais la réalisation de circuits microondes compensatoires demeurant très laborieuse, l'expression de U se restreint à la fonction d'indicateur idéal.

$$U = \frac{1}{2} \frac{\left| \frac{S_{21}}{S_{12}} - 1 \right|^2}{K \left| \frac{S_{21}}{S_{12}} \right| - \operatorname{Re} \left(\frac{S_{21}}{S_{12}} \right)}$$

Gain en courant de court-circuit (H_{21}):

Le gain en courant de court-circuit est défini comme rapport du courant de sortie sur le courant d'entrée, à seule condition que la sortie soit court-circuitée ; auquel cas :

$$|H_{21}| = \left| \frac{I_2}{I_1} \right|_{V_2=0} = \left| \frac{Y_{21}}{Y_{11}} \right| = \left| \frac{-2S_{21}}{(1 - S_{11})(1 + S_{22}) + S_{12}S_{21}} \right|$$

Dans cette expression, I_1 et I_2 représentent respectivement les courants d'entrée et de sortie du quadripôle équivalent ; on constate de facto que le gain en courant de court-circuit peut être directement obtenu par simple passage de matrice $[S]$ vers $[H]$ (matrice hybride), voire $[Y]$ (matrice admittance). Les tables de passages sont très largement diffusées et intégrées aux nombreux simulateurs numériques de circuits.

1.6.1.4. Les critères d'évaluations fréquentiels

Le développement qualitatif des figures de mérite fréquentielles impose la définition complète du quadripôle étudié. Il s'agit ici de transistors HEMTs AlGaIn/GaN, dont le schéma équivalent petit signal peut se représenter, dans un premier temps, tel que celui du FET classique. Sa constitution, sous forme d'éléments électriques discrets montés en Π , n'est pas sans rappeler le schéma de Giacoletto (figure I.31).

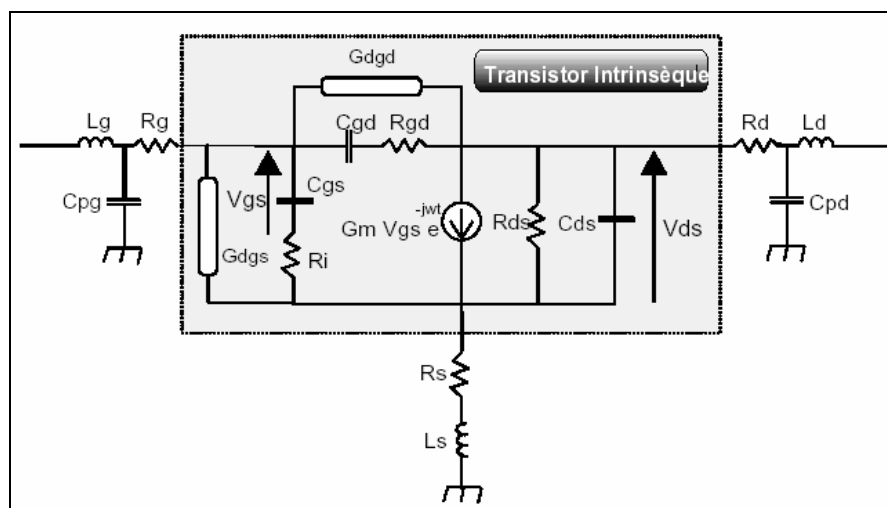


Figure I.31 : Schéma équivalent d'un TEC en régime linéaire

Ainsi défini, nous pouvons mettre en relation les grandeurs caractéristiques du quadripôle aux limitations en fréquences dont il est sujet.

Fréquence de transition (F_T):

Elle est également appelée « fréquence de coupure intrinsèque » du composant ; la fréquence de transition est un des facteurs déterminants pour l'évaluation des performances d'un transistor. L'augmentation continue de F_T constitue, à ce jour, le défi de l'ensemble de la communauté scientifique en hyperfréquences. De façon prosaïque, la fréquence de coupure représente la fréquence pour laquelle le gain en courant est égal à l'unité :

$$|H_{21}| = 1 \quad \text{ou} \quad |H_{21}|_{dB} = 0 \quad \Rightarrow \quad f_{|H_{21}|=1} = f_t = \frac{g_m}{2\pi(C_{gs} + C_{gd})}$$

Fréquence maximale d'oscillation (Fmax) :

Par analogie avec la fréquence de transition, la fréquence maximale d'oscillation est obtenue lorsque le module du gain maximum disponible (MAG) est égal à 1 (ou 0dB) :

$$f_{|MAG|=0dB} = f_{\max}$$

Son expression en fonction des éléments du schéma équivalent reste relativement complexe :

$$f_{\max} = \frac{f_t}{2\sqrt{G_d}} \times \frac{1}{\sqrt{(R_s + R_i + R_g) + \pi L_s f_t + \pi f_t \frac{C_{gd}}{G_d} (R_s + R_i + 2R_g + 2\pi L_s f)}}$$

I.6.2. En régime non linéaire

I.6.2.1. Problématique

Un système donné, quel que soit son degré de complexité, est dit linéaire si (et seulement si) la composante de sortie varie de manière strictement proportionnelle à la grandeur d'entrée ; les pulsations respectives demeurent ainsi rigoureusement identiques. Les quantités généralement observées pour décrire l'évolution d'un système en microélectronique sont dimensionnées comme « Puissances ». De fait, sitôt que le dispositif ne vérifie plus la relation $P_S = \alpha.P_E$ (avec α constant), alors on dit que celui-ci entre en régime de fonctionnement « non linéaire ». La principale caractéristique de ce dernier est l'adjonction, en sortie, de signaux harmoniques parasites. La figure I.32 décrit les zones caractéristiques et le fonctionnement des deux types de régimes évoqués ; la figure 1.33 lui associe les allures temporelles et fréquentielles des signaux dans de telles conditions :

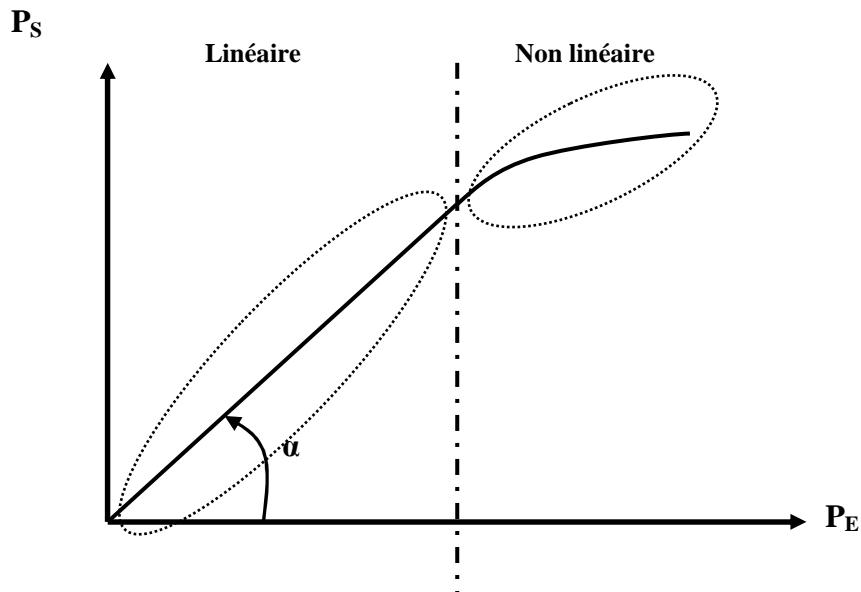


Figure I.32 : Caractéristique $P_S(P_E)$ d'un amplificateur réel

	REGIME LINEAIRE - $P_S = \alpha.P_E$	REGIME NON LINEAIRE - $P_S \neq \alpha.P_E$
Domaine temporel		
Domaine fréquentiel		

Figure I.33 : Allures temporelles et fréquentielles des signaux avant et après amplification. Cas des régimes linéaires et non linéaires

Hors des conditions de linéarité, le formalisme des paramètres S_{ij} perd toute validité ; en effet celui-ci repose intégralement sur des calculs dans lesquels n'intervient que la fréquence fondamentale. Or, en régime non linéaire, un système répond en constituant un ensemble de fréquences harmoniques. Il devient utile, toujours dans un souci d'évaluation des performances de nos composants, de définir d'autres quantités utiles.

1.6.2.2. Définitions des quantités « grand-signal »

- La densité de puissance représente la puissance recueillie en sortie du transistor par unité de longueur de grille. Elle s'exprime nécessairement en $W.mm^{-1}$, et constitue un indicateur utile pour les comparaisons entre topologies différentes (exemple des études sur les développements de grille).

- La puissance de sortie s'exprime, quant à elle, par la relation classique :

$$P_s = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(V.I^*)$$

Suivant les *classes de fonctionnements*, la puissance de sortie limite ou maximale atteindra des niveaux différents.

- La notion de gain a déjà été abordée ; il est défini comme le rapport de la puissance de sortie à la puissance d'entrée. Constant dans la zone linéaire, celui-ci s'amointrit sitôt que les limites de linéarités sont atteintes.

$$G = \frac{P_s}{P_E} (= \alpha) \quad \text{i.e.} \quad G_{dB} = P_{SdBm} - P_{EdBm}$$

- Le rendement en puissance ajoutée ou PAE (Power Added Efficiency) quantifie le concept de bilan de puissance ; il est le rapport entre la puissance RF créée et la puissance de polarisation du composant. (taux de puissance DC utile) :

$$\eta_{PAE} = 100 \times \frac{P_s - P_E}{P_{DC}}$$

1.6.2.3. Quantification des non linéarités

- Le point de compression à 1dB correspond à la puissance de sortie associée à la compression du gain à hauteur de 1dB. Si l'on se reporte à l'évolution de la puissance de sortie en fonction de la puissance d'entrée, alors le point de compression s'obtient en comparant l'allure effective du tracé par rapport à son comportement linéaire (figure I.34) :

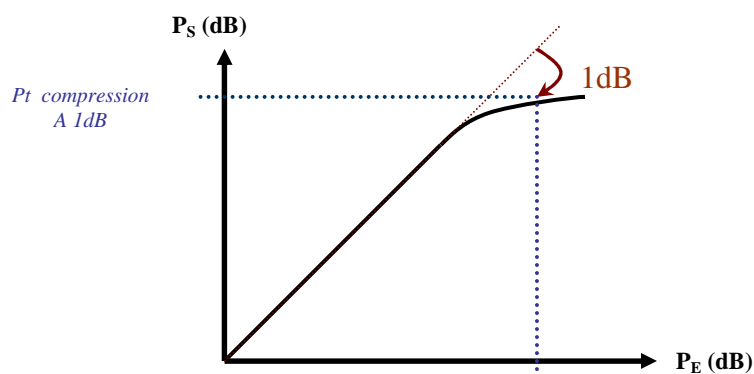


Figure I.34 : Définition graphique du point de compression à 1dB

La caractéristique en puissance de sortie tend vers une valeur limite ; celle-ci prend couramment le nom de « puissance de saturation ». Cette dernière coïncide généralement avec une valeur obtenue pour plusieurs décibels de compression du gain.

- L'intermodulation d'ordre 3 peut être déterminée en injectant au dispositif non plus un signal mono-ton, mais un signal bi-ton de deux fréquences voisines (F_1 et F_2). La transmittance du système non linéaire pouvant être modélisée par un polynôme de degré supérieur à deux (développements de Taylor ou de Volterra), le transistor génère en sortie des signaux à des fréquences autres qu'aux tons fondamentaux. Ces fréquences, dites d'intermodulation, sont du type $(a.F_1+b.F_2)$ avec $|a|+|b|=n$, où n exprime l'ordre d'intermodulation. Dans la plupart des cas, les raies qui résultent de ces non linéarités sont hors bande ; elles peuvent alors être éliminées par simple filtrage. Mais dans le cas de figure où ($a+b=1$ et n impair) les fréquences retombent dans la bande de fonctionnement du système ; pour les ordres strictement supérieurs à 3, l'amplitude des raies est en général très faible. En revanche, cela devient plus problématique pour les termes d'ordre 3 en $2.F_1-F_2$ et $2.F_2-F_1$. En effet, en plus d'être contenues dans la bande utile du dispositif, ceux-ci peuvent être d'amplitudes notoires. Pour quantifier l'effet des non linéarités du système, l'on se restreint donc à l'étude du comportement des produits d'ordre 3 pour lequel on définit de rapport d'intermodulation $\frac{C}{I}$ où :

$$\left(\frac{C}{I}\right)_{dBc} = 10\log\left(\frac{P_{ci}}{P_{IM3}}\right)$$

A condition que les puissances injectées par les deux raies fondamentales soient identiques. Le cas échéant, P_{ci} et P_{IM3} représentent respectivement les puissances de sortie

mesurées à l'une des fréquences fondamentales, et sur l'une des raies d'ordre 3. L'unité tacite est le dBc, pour dB « carrier » - porteuse -, car la puissance du fondamental est prise comme référence. Un schéma explicatif concernant ces phénomènes est présenté sur la figure I.35.

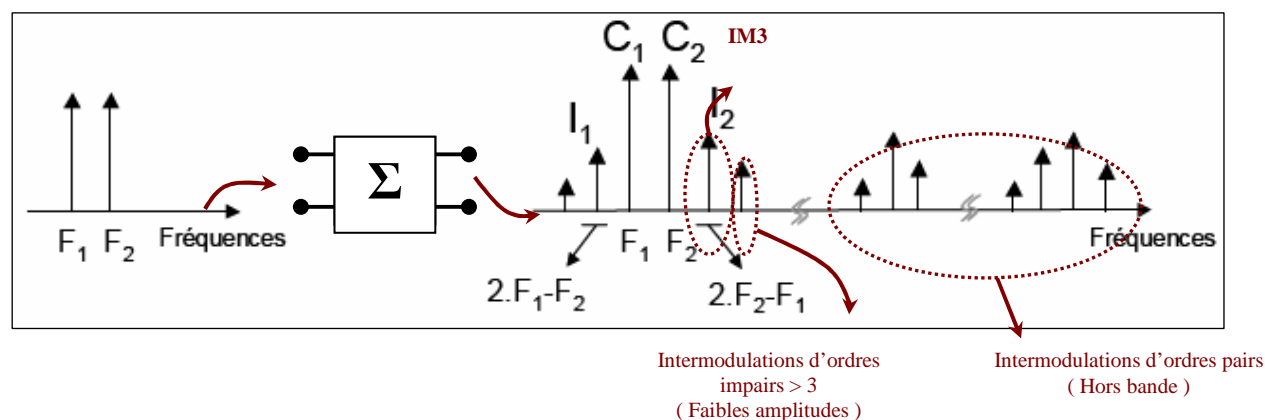


Figure I.35 : Présentation du phénomène d'intermodulation

- Le phénomène de conversion AM-AM est typique du régime de fonctionnement non linéaire. En effet ce dernier est représentatif de la variation du gain en fonction du niveau de puissance injecté à l'entrée du quadripôle. La quantification du taux de conversion AM-AM s'exprime par une simple relation différentielle :

$$K_{AM-AM} = \frac{\partial G}{\partial P_E}$$

Ce coefficient traduit concrètement les fluctuations du gain autour de sa valeur déterminée en petit signal.

- De façon similaire, on définit le coefficient de distorsion AM-PM comme étant l'indicateur des variations du déphasage en fonction de la puissance d'entrée. Le « déphasage (φ_{SE}) », traduit la différence de phase entre le signal d'entrée et celui en sortie du quadripôle. Son expression mathématique est :

$$K_{AM-PM} = \frac{\partial \varphi_{SE}}{\partial P_E}$$

I.6.3. Dispositifs d'amplification : les classes de fonctionnement

La classe de fonctionnement d'un amplificateur se définit par angle d'ouverture des éléments actifs le constituant. Il est très fréquent que celui-ci soit directement lié au point de repos du montage. L'angle d'ouverture s'exprime par :

$$\delta = 2\pi \frac{T_{cond}}{T}$$

Avec : T_{cond} le temps de conduction du transistor (ramené à une période)
 T la période.

Angle d'ouverture et classe de fonctionnement sont donc intimement liés ; chacun d'entre eux sera explicité par la suite.

I.6.3.1. Classe A

En classe A, le transistor amplifie la totalité du signal ; l'angle d'ouverture est de 360°. Les deux alternances étant impliquées dans le processus d'amplification, le point de polarisation optimum pourra s'ajuster au milieu de la droite de charge dynamique. La figure I.36 associe chronogramme et réseau de caractéristiques pour un fonctionnement en classe A.

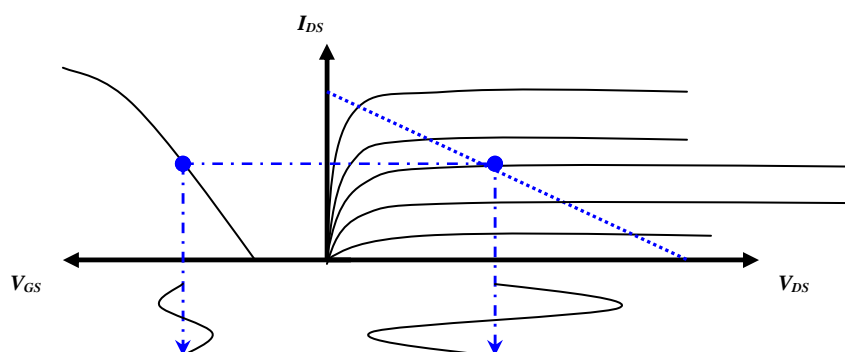


Figure I.36 : Fonctionnement en classe A

Le transistor étant fréquemment polarisé au milieu de son réseau de caractéristiques, il en résulte un auto échauffement permanent, ce qui dégrade fortement les potentialités en rendement de cette solution. En effet celui-ci atteint la valeur théorique maximale de 50%. En contrepartie, son évaluation en terme de linéarité reste excellente ; l'angle d'ouverture étant maximum, aucune déformation notable n'est engendrée durant l'amplification.

I.6.3.2. Classe B

La particularité de la classe B est d'offrir un angle d'ouverture égal à 180° (figure 1.37; le transistor n'est donc conducteur que pour une alternance du signal d'entrée. Cela étant, un second transistor sera requis pour les montages amplificateurs (un transistor par alternance). Ce type de montage possède l'avantage de présenter un meilleur rendement (de l'ordre de 78%) ; en effet, polarisé non loin du pincement, le transistor ne dissipera que peu de puissance DC. Ce bénéfice s'effectue au détriment des performances en linéarité du dispositif ; et pour une amplification de la totalité du signal, un montage symétrique de type push-pull s'impose. Le principal inconvénient de ce dernier réside dans l'effet de distorsion de croisement (cross-over).

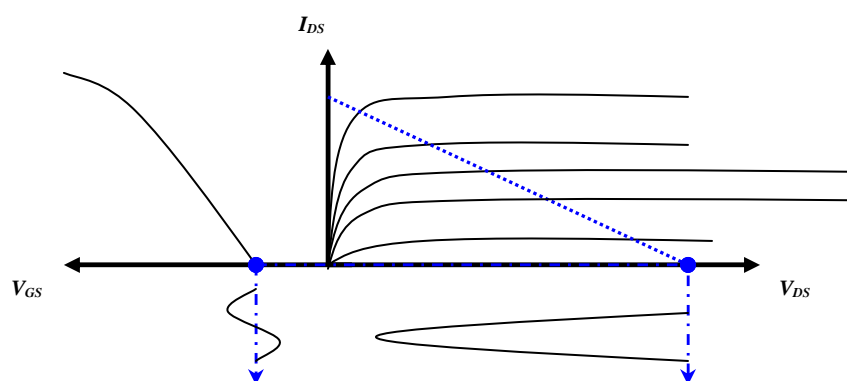


Figure 1.37 : Fonctionnement en classe B

I.6.3.3. Classe AB

Comme son nom l'évoque, la classe AB résulte de l'amalgame entre les deux classes de fonctionnement précédentes. De ce fait, elle en cumule les avantages et en minimise les inconvénients. La puissance moyenne dissipée peut, en effet, s'avérer deux fois moindre que celle mesurée en classe A. Les performances en puissance et en linéarité de ce type de montage sont respectables. Il s'agit d'un des dispositifs les plus couramment utilisés en amplification de puissance nécessitant un rendement modéré.

Le tableau I.5 rassemble l'ensemble des caractéristiques évoquées ci-dessus ; on y apporte une précision concernant la classe C. Elle est une forme procédant de la classe B, dans le sens où l'angle d'ouverture γ est inférieur à 180° (Le transistor conduit pendant moins d'une demie alternance).

Classe	δ (angle d'ouverture)	Puissance de sortie	Rendement théorique	Linéarité
A	360°	Faible	<50%	Linéaire en dehors de la saturation
B	180°	Moyenne	<78%	Peu linéaire
AB	180° à 360°	Moyenne	<78%	Quasi-linéaire
C	<180°	Elevée	Variable	Fortement non linéaire

Tableau I.5 : Récapitulatif de différentes classes de fonctionnement

I.7. CONCLUSION

Si la filière nitrure apparaît comme particulièrement prometteuse dans la conception de dispositifs de puissance, ce chapitre a permis d'en appréhender les principales caractéristiques en termes de technologie ou propriétés physiques. L'influence des différents substrats existants aura ainsi été auscultée, de même que le principe de fonctionnement propre aux dispositifs HEMTs.

Il a été établi que si le carbure de silicium demeure un support privilégié pour la croissance du GaN, notamment de par son excellente dissipation thermique ou son faible désaccord de maille, son utilisation reste économiquement peu avantageuse. De ce fait, le recours à d'autres matériaux, parmi lesquels le silicium, le saphir ou des substrats hybrides, se trouve être une alternative intéressante. Les avantages et inconvénients liés à ces technologies ont ainsi fait l'objet d'études particulières au sein de ce chapitre.

Rappelons que les limitations fondamentales, inhérentes au régime de fonctionnement des HEMTs de puissance, sont principalement corrélées aux effets thermiques et de pièges ; aussi ces différents phénomènes sont relatés et explicités au sein de ces lignes.

Enfin, l'objectif à terme restant la caractérisation exhaustive de dispositifs HEMTs AlGa_n/Ga_n, un bref exposé rappelant la mesure en hyperfréquence figure en fin de chapitre. Les techniques de caractérisations ainsi que les principaux résultats qui en découlent constituent l'axe central du chapitre suivant.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] J. I. Pankove, E. A. Miller, J. E. Berkeyheiser. *RCA Rev.*, 32:383, 1971.
- [2] H. Amano, N. Sawaki, I. Akasaki, T. Toyoda. *Appl.Phys.Lett.*, 48:353, 1986.
- [3] S. Nakamura, *Jap J. Appl.Phys., Part 2*, 30:L1705, 1991.
- [4] M. A. Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, D. T. Olson. *Appl. Phys. Lett.*, 63:1214, 1993.
- [5] S. Yu. Davydov, “Evaluation of Physical Parameters for the Group III Nitrates: BN, AlN, GaN, and InN”, *Semiconductors*, Vol. 36, No. 1, 2002, pp. 41–44.
- [6] Fabio Sacconi, Aldo Di Carlo, P. Lugli, and Hadis Morkoç “ Spontaneous and Piezoelectric Polarization effects on the Output Characteristics of AlGaIn/GaN Heterojunction Modulation Doped FETs”, *IEEE Transaction on Electronic Devices*, VOL. 48, NO. 3, MARCH 2001
- [7] O. Ambacher et al., “ Two-dimensional electron gases by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-fase AlGaIn/GaN heterostructures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, p. 3222, 1999.
- [8] E. T. Yu et al., “ Measurement of the piezoelectrically induced charge in GaN/AlGaIn heterostructure field-effect transistors,” *Appl. Phys. Lett.*, vol. 71, p. 2794, 1997.
- [9] J. Osvald “ Polarization effects and energy band diagram in AlGaIn/GaN heterostructure”, *Appl. Phys. A* 87, 679–682 (2007), *Materials Science & Processing*
- [10] W T Masselink, “ Electron velocity in GaAs: bulk and selectively doped heterostructures”, 1989, *Semicond. Sci. Technol.* 503-512
- [11] J. M. Barker, D. K. Ferry** et al., “High-field electron transport in AlGaIn/GaN heterostructures”, *Phys. Stat. Sol. (c)* 2, No. 7, 2564–2568 (2005)
- [12] Shengqiang Zhoua, M.F. Wua et al., “ Chemical composition and elastic strain in AlInGaIn quaternary films” , *Thin Solid Films*, Volume 515, Issue 4, 5 December 2006, Pages 1429-1432
- [13] Bougrov V., Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Zubrilov A., “ Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe”.. Eds. Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S., John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001, 1-30.
- [14] Ejder, E., *Phys. Status Solidi (a)*, 445-448.
- [15] J. van de Lagemaata, D. Vanmaekelbergh, J. J. Kelly, “ Field-dependent charge carrier dynamics in GaN: Excitonic effects”, *Applied Physics Letters*, Vol 85, n6, 2004
- [16] M. Werquin, “ Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences” Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2005
- [17] Bougrov V., Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Zubrilov A., “ Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe”.. Eds. Levinshtein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S., John Wiley & Sons, Inc., New York, 2001, 1-30.
- [18] H. Amano, M. Kito, K. Hiramatsu, I. Akasaki, *Japan. J. Appl. Phys., Part 1*, 1989.
- [19] E. A. Henriksen, et al., “Acoustic phonon scattering in a low density, high mobility AlGaIn/GaN field-effect transistor, *Applied Physics Letters* 86.
- [20] O. Ambacher et al., “Two-dimensional electron gases by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N- and Ga-fase AlGaIn/GaN heterostructures,” *J. Appl. Phys.*, vol. 85, p. 3222, 1999.

- [21] S. Boeykens et al., “ Investigation of AlN nucleation layers for AlGa_N/Ga_N heterostructures on 4H-SiC” *phys. stat. sol. (c)* 3, No. 6, 1579–1582 (2006)
- [22] N. Sghaier et al., “ Traps centers and deep defects contribution in current instabilities for AlGa_N/Ga_N HEMT’s on silicon and sapphire substrates”, *Microelectronics Journal* 37 (2006) 363–370
- [23] T. J. Anderson et al., “AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors on Si/SiO₂/poly-SiC substrates *J. Vac. Sci. Technol. B* 24, Sep/Oct 2006
- [24] M. Marso et al., “Influence of carrier supply doping on the RF properties of AlGa_N/Ga_N/SiC high-electron-mobility transistors”, *phys. stat. sol. (c)* 2, No. 7, 2611–2614 (2005)
- [25] S. Arulkumaran et al., “Studies on the Influences of i-GaN, n-GaN, p-GaN and InGa_N Cap Layers in AlGa_N/Ga_N High-Electron-Mobility Transistors” *Japanese Journal of Applied Physics*, Vol. 44, No. 5A, 2005, pp. 2953–2960
- [26] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques”, Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [27] T. Vinayak, “Influence of Barrier Thickness on the High-Power Performance of AlGa_N/Ga_N HEMTs” *IEEE Electron Device Letters*, Vol. 22, No. 11, Nov 2001
- [28] S. Arulkumaran et al., “Characterization of different-Al-content Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures and high-electron-mobility transistors on sapphire”, *J. Vac. Sci. Technol. B* 21.2., Mar/Apr 2003
- [29] J. Bernat “ Influence of Layer Structure on Performance of AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility Transistors before and after Passivation”, *Journal of Electronic Material*, Vol. 33, No. 5, 2004
- [30] K. Kyhm et al., “Hot phonons and non-thermal carrier states in Ga_N” *Physica B* 314 (2002) 30–34
- [31] B. Benbakhti, “Analyse physique et thermique de transistors à effet de champ de la filière Ga_N: optimisation de structures pour l’amplification de puissance hyperfréquence”, Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2006
- [32] J. Kuzmík et al., “Current conduction and saturation mechanism in AlGa_N/Ga_N ungated structures” *Journal of Applied Physics* 99, 2006
- [33] H. Mathieu, “Physique des semiconducteurs et des composants électroniques”, Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [34] B. Benbakhti, “Analyse physique et thermique de transistors à effet de champ de la filière Ga_N: optimisation de structures pour l’amplification de puissance hyperfréquence”, Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2006
- [35] B Brar et al., “ Impact Ionization in high performance AlGa_N/Ga_N HEMTs”, *IEEE*
- [36] K. Shreepad et al., “Enhancement of Breakdown Voltage in AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility transistors Using a Field Plate”, *IEEE Transactions on Electron Devices*, Vol. 48, No. 8, août 2001
- [37] H. Tamotsu et al., “Chemistry and electrical properties of surfaces of Ga_N and Ga_N/AlGa_N heterostructures”, *J. Vac. Sci. Technol. B* 19.4., Jul/Aug 2001
- [38] A. Minko, V. Hoël, E. Morvan, B. Grimbart, A. Soltani, E. Delos, D. Ducatteau, C. Gaquière, D. Théron, J-C. De Jaeger, H. Lahreche, L. Wedzikowski, R. Langer, P. Bove, "AlGa_N/Ga_N HEMTs on Si with power density performance of 1.9W/mm at 10 GHz", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 7, 2004, pp. 453-455.
- [39] J-W. Johnson, E-L. Piner, A. Vescan, R. Therrien, P. Rajagopal, J-C. Roberts, J-D. Brown, S. Singhal, K-J. Linthicum, "12 W/mm AlGa_N/Ga_N HFETs on silicon substrates", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no. 7, 2004, pp. 459-461.

- [40] D. Ducatteau, A. Minko, V. Hoël, E. Morvan, E. Delos, B. Grimbert, H. Lahreche, P. Bove, C. Gaquière, J-C. De Jaeger, S. Delage, "Output power density of 5.1W/mm at 18 GHz with an AlGaIn/GaN HEMT on Si substrate", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 27, no. 1, 2006, pp. 7-9.
- [41] D-C. Dumka, C. Lee, H-Q. Tserng, P. Saunier, M. Kumar, "AlGaIn/GaN HEMTs on Si substrate with 7W/mm output power density at 10 GHz", *IEEE Electronics Letters*, vol. 40, no. 16, 2004.
- [42] R. Coffie, D. Buttari, S. Heikman, S. Keller, A. Chini, L. Shen, U-K. Mishra, "p-capped GaN/AlGaIn/GaN high electron mobility transistors (HEMTs)", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 23, no. 10, 2002, pp. 588-590.
- [43] M. Werquin, N. Vellas, Y. Guhel, D. Ducatteau, B. Boudart, J-C. Pesant, Z. Bougrioua, M. Germain, J-C. De Jaeger, C. Gaquière, "Performances of AlGaIn/GaN HEMTs in planar technology", 12th GAAS Symposium - Amsterdam, 2004.
- [44] Y-F. Wu, D. Kopolnek, J-P. Ibbetson, P. Parikh, B-P. Keller, U-K. Mishra, "Very high power density AlGaIn/GaN HEMTs", *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, no. 3, 2001, pp. 586-590.
- [45] V. Kumar, A. Kuliev, R. Schwindt, M. Muir, G. Simin, J. Yang, M. Khan, I. Adesida, "High performance 0.25 μ m gate length AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire with power density of over 4.5 W/mm at 20 GHz", *Solid-State Electronics*, vol. 47, 2003, pp. 1577-1580.
- [46] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, S. Heikman, S. Keller, U-K. Mishra, "12W/mm power density AlGaIn/GaN HEMTs on sapphire substrate", *Electronics Letters*, vol. 40, no. 1, 2004, pp. 73-74.
- [47] L. Shen, R. Coffie, D. Buttari, S. Heikman, A. Chakraborty, A. Chini, S. Keller, S-P. DenBaars, U-K. Mishra, "High power polarization engineered GaN/AlGaIn/GaN HEMTs without surface passivation", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 25, no.1, 2004, pp. 7-9.
- [48] D. Ducatteau et al, "Output power density of 7.9W/mm at 18 GHz with an AlGaIn/GaN HEMT on SiC substrate", Résultat interne soumis à *IEEE Electron Device Letters*.
- [49] C. Lee, P. Saunier, J. Yang, M-A. Khan, "AlGaIn/GaN HEMTs on SiC With CW Power Performance of 4 W/mm and 23% PAE at 35 GHz", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 24, no. 10, 2003, pp. 616-618.
- [50] T. Palacios, A. Chakraborty, S. Rajan, C. Poblenz, S. Keller, S-P. DenBaars, J-S. Speck, U-K. Mishra, "High power AlGaIn/GaN HEMTs for Ka-band applications", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 26, no 11, 2005, pp. 781-783.
- [51] Y-F. Wu, A. Saxler, M. Moore, "30W/mm GaN HEMTs by field plate optimization", *IEEE Electron Devices Letters*, vol. 25, no. 3, 2004, pp. 117-119.
- [52] D. Ducatteau et al, "Output power density of 10.4W/mm at 10 GHz with an fieldplate AlGaIn/GaN HEMT on SiC substrate", Résultat interne soumis à *IEEE Electron Device Letters*.
- [53] J-S. Moon, S. Wu, D. Wong, I. Milosavljevic, A. Conway, P. Hashimoto, M. Hu, M. Antcliffe, M. Micovic, "Gate recessed AlGaIn/GaN HEMTs for high performance millimetre wave applications", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 26, no. 6, 2005, pp. 348-350.
- [54] V. Kumar, G. Chen, S. Guo, I. Adesida, "Field-plated 0.25 μ m gate length AlGaIn/GaN HEMTs on 6H-SiC with power density of 9.1 W/mm at 18 GHz", *IEEE Electron Device Letters*, vol. 41, no. 19, 2005, pp. 1080-1081.
- [55] K. Kurokawa, "Power Waves and the Scattering Matrix" *Microwave Theory and Techniques*, *IEEE Transactions on*, Vol. 13, No. 2, Mar 1965, pp 194- 202

CHAPITRE II -

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES HEMTs AlGaN/GaN

2

Contribution à l'étude des HEMTs AlGaN/GaN

- SOMMAIRE -

II.1. INTRODUCTION	69
II.2. MESURES EN REGIME CONTINU ET CW	70
II.2.1. Caractéristiques statiques du HEMT	70
II.2.1.1. Quantités relatives au courant de drain	70
II.2.1.2. Quantités relatives au courant de grille	73
II.2.2. Application à l'étude des passivations	75
II.2.2.1. Epitaxie	75
II.2.2.2. Caractérisation pré-passivation	76
II.2.2.3. Passivations proposées	80
II.2.2.4. Caractérisation post-passivation et comparatifs	82
II.2.2.4.a. Influence des passivations sur les caractéristiques Schottky	85
II.2.2.4.b. Influence des passivations sur le courant Drain - Source	87
II.2.2.5. Influence des passivations en régime dynamique	88
II.3. MESURES EN IMPULSIONS	90
II.3.1. Principe de la mesure	90
II.3.2. Méthode de caractérisation	91
II.3.3. Instrumentation	94
II.3.4. Etude des phénomènes thermiques	98
II.3.4.1. Prémices	98
II.3.4.2. Approche ondulatoire	100
II.3.4.3. La méthode de coïncidence	101
II.3.4.3.a. Cas d'un composant à faible développement	102
II.3.4.3.b. Cas d'un composant à grand développement	106
II.4. CONCLUSION	109
ANNEXE 1 - Instrumentation	110
BIBLIOGRAPHIE	113

II.1. INTRODUCTION

Si le chapitre I permet d'appréhender le comportement physique des composants HEMTs AlGaN/GaN vis-à-vis des stimuli extérieurs, le second résume quelques résultats essentiels obtenus dans le cadre d'une campagne de caractérisation de tels dispositifs.

En premier lieu, sera menée une étude statistique, faisant intervenir un nombre important de transistors, qui proposera de qualifier l'influence de divers traitements de passivation sur les caractéristiques statiques des dispositifs testés. La quantification de ces effets pourra être synthétisée par le biais de plusieurs tables récapitulatives.

En second lieu, il apparaît que les phénomènes thermiques, dont l'interprétation physique a été exposée dans le premier chapitre, constituent un élément limitatif de premier ordre. La principale problématique relative à ces phénomènes demeure en la détermination précise de la température locale du gaz d'électrons bidimensionnel. Une méthode expérimentale, s'appuyant sur un dispositif de mesures en impulsions spécifiquement développé, sera ainsi proposée.

Afin de satisfaire à la description rigoureuse des effets observés quant à l'étude des passivations, nous reviendrons sur les descriptions et définitions des caractéristiques statiques inhérentes aux structures étudiées. Il s'agira, de ce fait, de rappeler les propriétés physiques relatives aux jonctions Schottky, ainsi que les principaux indicateurs que l'on peut extraire des réseaux de caractéristiques I-V.

De même, pour ce qui concerne l'étude des effets thermiques, il conviendra de développer l'aspect mathématique de la problématique, ainsi que les hypothèses posées en vue d'y répondre.

II.2. MESURES EN REGIME CONTINU ET CW

II.2.1. Caractéristiques statiques du HEMT

La méthode de caractérisation en régime continu se trouve être la plus commune d'entre toutes ; elle consiste en l'application de différences de potentiels inter-électrodes continues. Dans ce cas de figure, la notion de point de polarisation se révèle insensée. Les caractéristiques ainsi déduites sont fondamentalement révélatrices du comportement des composants testés ; les qualités structurales et technologiques des dispositifs pourront, en effet, être appréhendées par leurs seules caractérisations statiques.

II.2.1.1. Quantités relatives au courant de drain

Du réseau de caractéristiques statiques, il est possible d'extraire un grand nombre d'informations révélant la qualité des épitaxies. Si l'on note I_{DS} le courant développé dans la structure, fonction de la tension de commande V_{GS} et de la polarisation de drain V_{DS} , alors celui-ci peut s'exprimer :

$$I_{DS} = eN_s v \times W$$

Avec e est la charge électronique élémentaire, v la vitesse moyenne des porteurs, N_s la densité moyenne de charges localisée dans le gaz bidimensionnel et W le développement géométrique total du dispositif.

Notons que le produit $N_s.v$ est fondamentalement dépendant des variables V_{GS} et V_{DS} .

Il est des valeurs particulières de I_{DS} qui fournissent de précieuses indications quant au fonctionnement des composants testés. La première d'entre elles est notée I_{DSsat} ; elle définit la quantité maximale de courant circulant dans la structure, celle-ci apparaissant à canal ouvert. A noter que si l'on peut, à des fins d'augmenter le courant drain – source, polariser la grille en direct ($V_{GS} > 0$), il reste d'usage de lui fixer un potentiel nul. Dans de telles conditions, le paramètre I_{DSsat} [1] s'exprime sous la forme suivante :

$$I_{DSsat} = We\beta(-V_t - V_{DSAT})v_s \quad (\text{à } V_{GS} = 0V)$$

Où e est la charge électronique élémentaire, v_s la vitesse de saturation moyenne des porteurs, V_t la tension de pincement, V_{DSAT} la tension définissant le régime de saturation, W le développement géométrique total du dispositif et β un paramètre fonction des caractéristiques physiques des couches hétéro-épitaxiées.

Ce paramètre, directement lié à la densité surfacique du 2DEG (Two Dimensions Electron Gaz), permet donc d'appréhender la qualité structurale de la croissance.

Une seconde valeur indicative du courant Drain – Source se trouve être la quantité I_{DS0} , relevée pour une tension V_{DS} fixée, dans des conditions de pincement. On définit ainsi :

$$I_{DS0} = I_{DS}(V_{GS} = V_t, \forall V_{DS})$$

Il est cependant d'usage de mesurer cette caractéristique pour des polarisations drain – source de l'ordre (au moins) des valeurs typiquement rencontrées dans des systèmes amplificateurs. L'étude de cas, menée ci-après, fait état d'une tension V_{DS} maximale de 15V ; cette valeur ayant été choisie pour minimiser les dégradations imputées à la mesure.

Ce paramètre détermine caricaturalement l'aptitude du transistor à « pincer », soit à empêcher tout passage éventuel d'un courant dans la structure. En réalité, il existe irrémédiablement un flux résiduel d'électrons parvenant à se frayer un chemin jusqu'au drain. Plusieurs cas de figure peuvent être envisagés :

- La qualité du contact Schottky étant médiocre, le canal ne se trouve être que partiellement déplété. Un courant peut donc être localisé à l'endroit même de l'hétérojonction. (Cas 1- Figure II.1)
- Le canal est parfaitement déserté, des porteurs traversent néanmoins la couche barrière (ou sont directement issus de la grille) et circulent en surface du semiconducteur [2]. Ils terminent leurs parcours collectés par le drain. (Cas 2- Figure II.1)
- Le buffer peut également présenter un certain nombre de défauts cristallographiques [3]. Ces derniers participent potentiellement au détournement des électrons du canal vers le matériau volumique. Il peut également être générateur de porteurs supplémentaires. (Cas 3- Figure II.1)
- La grille elle-même peut finalement être source de porteurs ; le courant de drain se confond, dans ce cas, au courant de grille qui, si le contact Schottky est mal maîtrisé, peut atteindre des quantités remarquables. (Cas 4- Figure II.1)

La figure II.1 présente, à titre récapitulatif, l'ensemble des phénomènes responsables, le cas échéant, des phénomènes de fuite mesurés et quantifiés via le paramètre I_{DS0} .

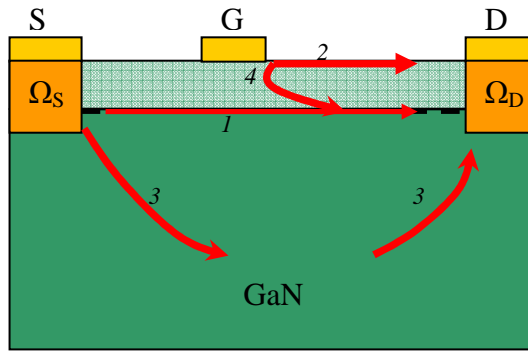


Figure II.1 – Mécanismes parasites de conduction dans un HEMT AlGaIn/GaN

La transconductance g_M , élément moteur de l'amplification, dérive également du réseau de caractéristiques. Elle s'obtient numériquement, à V_{DS} constant, par la quantification

du rapport $\left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=Cst}$ et s'exprime en Ω^{-1} ou Siemens. Son allure, caractéristique, a fait

l'objet de nombreuses tentatives de modélisations analytiques. La valeur de transconductance maximale, notée g_{Mmax} détermine directement les potentialités en gain des dispositifs étudiés ; elle fera donc l'objet d'une attention particulière. A noter que la tension V_{GS} associée sera notée $V_{g_{Mmax}}$. La figure II.2 présente graphiquement la nature de ces paramètres, relativement à l'évolution de la transconductance en fonction de la tension grille – source.

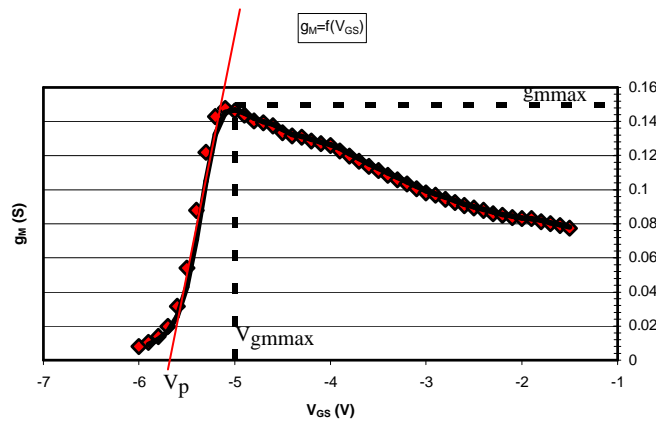


Figure II.2 – Allure typique d'une caractéristique $g_M=f(V_{GS})$
pour un composant de la filière nitrure

Nous remarquerons qu'un dernier paramètre, appelé « tension de pincement » et noté V_p peut être directement déduit de la caractéristique $g_M=f(V_{GS})$. Il s'obtient par l'extrapolation de la zone linéaire conduisant au g_{Mmax} ; le point d'intersection entre la tangente ainsi construite et l'axe des abscisses coïncide avec V_p .

Enfin, une information concernant les résistances d'accès peut être extraite du tracé de la caractéristique $V_{DS}(I_g)$, à la seule condition que la grille soit polarisée en direct. Le résultat ainsi obtenu représente une droite, dont la pente indique la valeur estimée de la résistance rencontrée par le flux de courant circulant de la source à la grille. Le système vérifie, de fait, la relation suivante :

$$\left. \frac{\Delta V_{DS}}{\Delta I_g} \right|_{V_{GS} \geq 0} = R_S + R_I = R_{acc}$$

Avec R_S la résistance de source et R_I la résistance de la portion de canal situé entre la source et la grille du composant testé.

II.2.1.2. Quantités relatives au courant de grille

Il est établi que, pour les contacts Schottky constituant les jonctions de grilles, le courant de porteurs minoritaires s'avère négligeable. Dans de telles conditions, en sommant les contributions relatives à l'émission thermoélectronique et à la diffusion des porteurs dans la zone de charges d'espace, on arrive à l'expression généralement admise du courant de grille ; celle-ci s'exprime sous la forme suivante [4] :

$$I = I_{Th} + I_{Diff} = A^* T^2 e^{-e\phi_B/kT} \left(e^{eV/kT} - 1 \right) + e n_{Diff} e^{-eV_D/kT} \left(e^{eV/kT} - 1 \right)$$

Où A^* est la constante de Richardson pour le semiconducteur considéré ($A \cdot cm^{-2} K^{-2}$), T la température (K), e la charge électronique élémentaire (C), ϕ_B l'énergie de barrière vue par un électron venant du semiconducteur en l'absence de polarisation (eV), k la constante de Boltzmann ($m^2 \cdot Kg \cdot s^{-2} \cdot K^{-1}$), V la tension de fonctionnement (V), V_D le potentiel de barrière résultant de la polarisation (du semiconducteur vers le métal) et n_{Diff} le nombre de porteurs participant au phénomène de diffusion.

A titre indicatif, rappelons que dans de telles structures, les niveaux de Fermi ont tendance à s'aligner approximativement avec le milieu de la bande interdite. La figure II.3 présente le profil des distributions d'énergie dans le cas d'une jonction Schottky sur un semiconducteur de type « n » ; cette caractéristique s'avère typique pour les matériaux GaN ou AlGaN.

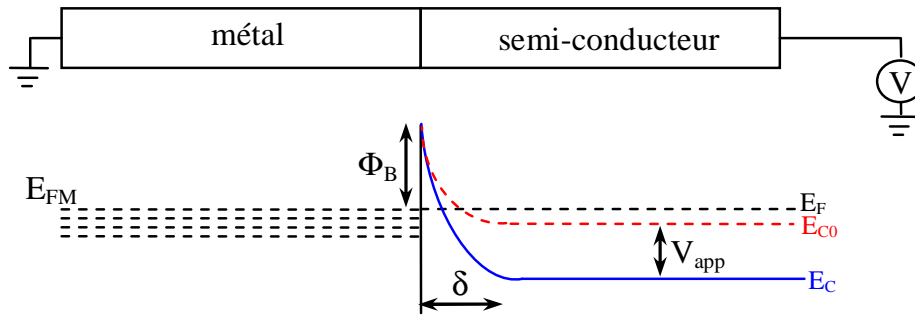


Figure II.3 : Diagramme de bandes d'un contact Schottky s'il existe une d.d.p.

L'évolution du courant de grille vis-à-vis de la tension V_{GS} se révèle être un précieux indicateur quant à la qualité du contact Schottky. Une multitude de composantes supplémentaires viennent s'ajouter au calcul linéaire présenté ci-dessus ; il s'agit, entre autres, des mécanismes de courants tunnels (pur ou assisté) ou de générations de paires électrons - trous. Ces phénomènes mènent à la prise en compte d'un facteur d'idéalité η , proche de 1 si seul l'effet thermoélectronique est considéré. La qualité du contact Schottky est ainsi dite altérée à mesure qu'augmente le coefficient η . De façon générale, on peut exprimer, analytiquement, le courant de grille total sous la forme :

$$I_g = I_s \left(e^{eV/\eta kT} - 1 \right)$$

Où I_s représente le courant de saturation total (de sources diffusive et thermoïonique), et η le facteur d'idéalité défini ci-dessus.

A partir l'allure du courant en fonction de la tension de commande, il devient possible d'extraire différentes quantités intéressantes pour la caractérisation des composants. La valeur du courant de fuite, noté I_{g0} , est typiquement relevée en l'absence de polarisation drain – source ; il est fondamentalement fonction de la tension V_{GS} , dont la valeur sera fixée à -15V (nettement en dessous du pincement du composant). Notons que cette mesure s'effectue ainsi en régime inverse. De même que pour le courant I_{DS0} , plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine de ce courant parasite : fuites en surface, passage à travers la barrière.

Par l'application d'une tension positive sur la grille (régime direct), la détermination des paramètres η et ϕ_B devient possible. On utilise généralement, à ce titre, une représentation logarithmique de la caractéristique $I_g(V_{GS})$. Les figures II.4 et II.5 constituent un exemple de ce qui est usuellement mesuré, seul diffère l'axe des ordonnées :

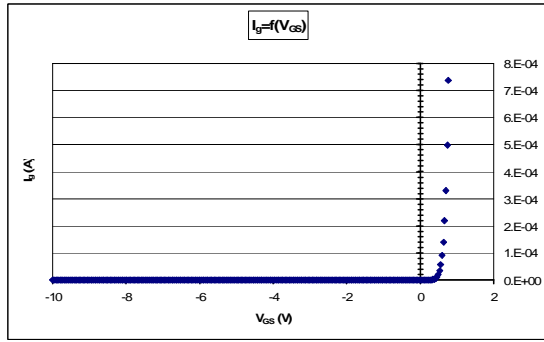


Figure II.4 – Caractéristique $I_g=f(V_{GS})$ en échelle linéaire.

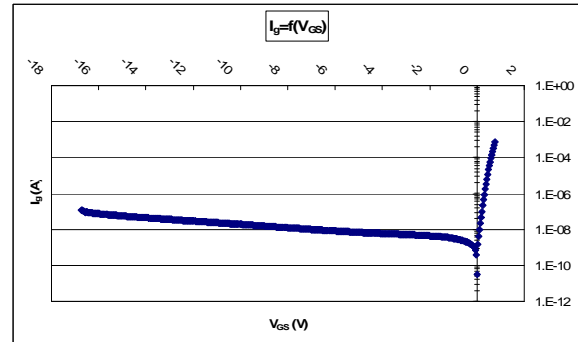


Figure II.5 - Caractéristique $I_g=f(V_{GS})$ en échelle logarithmique.

Une simple exploitation graphique de tels résultats amène aux valeurs recherchées, représentatives de la qualité du contact de grille. En extrapolant la partie linéaire (en échelle logarithmique) de la caractéristique en direct (régime pour lequel $V_{GS} > 0V$), on obtient une droite dont la pente (α) et l'ordonnée à l'origine (β) donnent accès aux paramètres fondamentaux suivants :

$$\eta = \left(\ln(10) \cdot \alpha \cdot \frac{kT}{e} \right)^{-1} \quad \text{et} \quad \phi_B = \frac{kT}{e} \ln \left(\frac{A^* T^2 S}{\beta} \right)$$

Où η représente le facteur d'idéalité du contact Schottky, T la température (K), e la charge élémentaire, A^* la constante de Richardson, k la constante de Boltzmann, S la surface du contact de grille ($L_g \times W$) en m^2 , α et β les caractéristiques définies ci-dessus.

L'ensemble des termes et quantités évoqué sera utilisé dans le cadre d'une étude des effets de la passivation sur les composants. Afin d'éviter toute singularité, le travail sera effectué sur un grand nombre de dispositifs, rendant possible les interprétations statistiques. Le paragraphe suivant décrit la technologie employée, ainsi que les paramètres statiques des composants avant passivation.

II.2.2. Application à l'étude des passivations

II.2.2.1. Epitaxie

La couche épitaxiée AEC1159 a été réalisée au laboratoire III-V LAB / TRT par Mme M.-A. Di Forte-Poisson. Elle repose sur un substrat de Carbure de Silicium (SiC) fourni par la société *Intrinsic* et présente les propriétés géométriques exposées via la figure suivante :

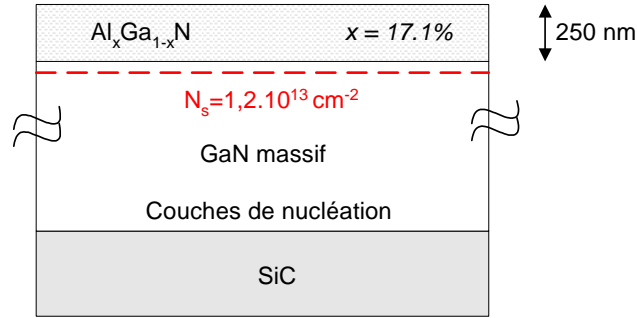


Figure II.6 – Structure de la couche AEC 1159 dédiée à l'étude des passivation.

Nous soulignerons le fait que la croissance des matériaux constituant cette épitaxie a été contrôlée par la technique MOCVD. La résistance du gaz R_{sheet} , également dite résistance carrée R_{\square} , est ici évaluée à 460Ω .

Les contacts métalliques de grille sont issus d'un alliage classique de Ni/Mo/Au recuit à une température de 450°C [5].

II.2.2.2. Caractérisation pré-passivation

Les résultats présentés ci-après se réfèrent aux caractéristiques statiques mesurées sur près de 130 composants réalisés par M. Raphaël Aubry, ingénieur de recherche au laboratoire TIGER / III-V LAB. L'éventualité d'une influence de la distance grille – drain ayant été subodorée, les transistors de la plaque AEC 1159 peuvent se distinguer suivant 3 topologies différentes. La figure II.7 présente les particularités géométriques de chacune d'elles.

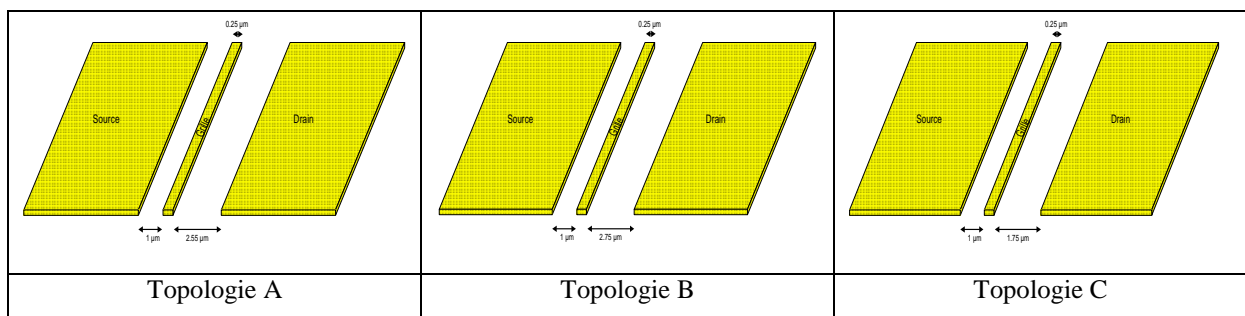


Figure II.7- Topologies des transistors présents sur la plaque AEC 1159.

Dans les faits, la topologie A dénombre 34 composants ; quant aux topologies B et C, respectivement 39 et 36 transistors y sont associés. Pour parfaire au dénombrement proposé, il faudrait ajouter l'ensemble des dispositifs qui furent exclus de l'étude, du fait de

disfonctionnements majeurs. A ce titre, une cartographie du rendement peut être proposée via le tableau II.1; cette dernière s'appuie sur l'observation des réseaux de caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$. Participeront à l'étude les composants présentant une caractéristique considérée comme saine, dont la qualité du pincement peut être avérée.

Topologie						
A	3487	3987	4487	4987	5487	5987
B	3486	3986	4486	4986	5486	5986
C	3386	3886	4386	4886	5386	5886
A	3480	3980	4480	4980	5480	5980
B	3479	3979	4479	4979	5479	5979
C	3379	3879	4379	4879	5379	5879
A	3473	3973	4473	4973	5473	5973
B	3472	3972	4472	4972	5472	5972
C	3372	3872	4372	4872	5372	5872
A	3466	3966	4466	4966	5466	5966
B	3465	3965	4465	4965	5465	5965
C	3365	3865	4365	4865	5365	5865
A	3459	3959	4459	4959	5459	5959
B	3458	3958	4458	4958	5458	5958
C	3358	3858	4358	4858	5358	5858
A	3452	3952	4452	4952	5452	5952
B	3451	3951	4451	4951	5451	5951
C	3351	3851	4351	4851	5351	5851
A	3445	3945	4445	4945	5445	5945
B	3444	3944	4444	4944	5444	5944
C	3344	3844	4344	4844	5344	5844

Tableau II.1 – Cartographie de rendement de la plaque AEC1159 (position du composant sur la plaque, méplat à gauche)

Notons que figurent en rouge, sur le tableau précédent, les composants détériorés ; une simple observation de ces résultats nous amène à proposer les valeurs en rendement de fabrication de cette plaque (tableau II.2):

Topologie :	A	B	C	Total
Rendement :	81%	93%	86%	86.5%

Tableau II.2 – Rendement quantifié de l'AEC 1159

Le nombre d'échantillons sains demeurant relativement bon, les conditions nécessaires à la mise en œuvre d'une étude statistique s'avèrent comblées. Chacun des composants ayant ainsi été caractérisé, la détermination des paramètres fondamentaux, présentés dans le paragraphe précédent, s'est révélée possible. L'intégration des résultats dans un environnement graphique en trois dimensions permet la réalisation de cartographies concernant les paramètres choisis. Elles traduisent l'évolution du coefficient d'idéalité η (figure II.8), de l'énergie de barrière ϕ_B (figure II.9), du courant de saturation maximum I_{DSsat} (figure II.10), la transconductance maximale g_{Mmax} (figure II.11) et de la résistance d'accès réduite (figure II.12) en fonction de la position du composant sur la plaque.

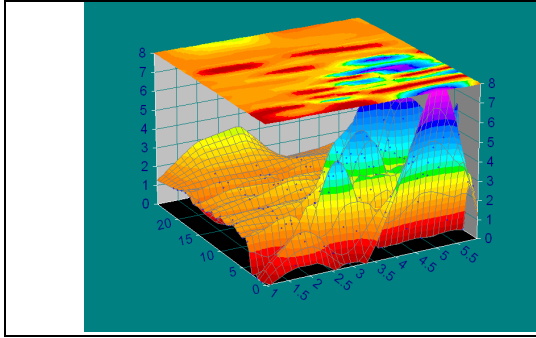


figure II.8 – Cartographie du coefficient d'idéalité

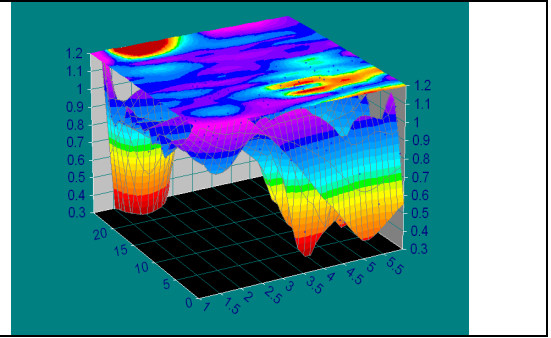


figure II.9- Cartographie de l'énergie de barrière

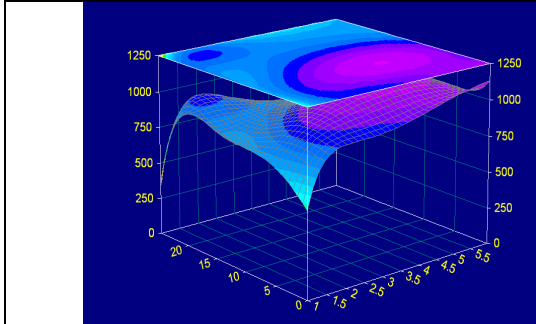


figure II.10 – Cartographie du courant maximum

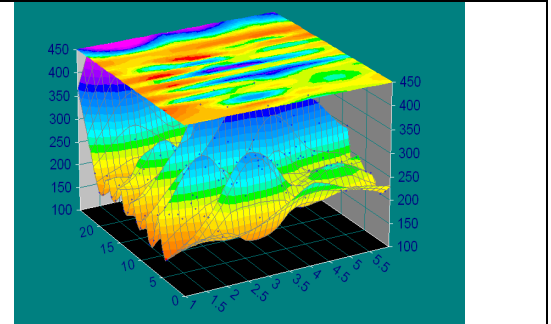


figure II.11 – Cartographie de la transconductance maximale

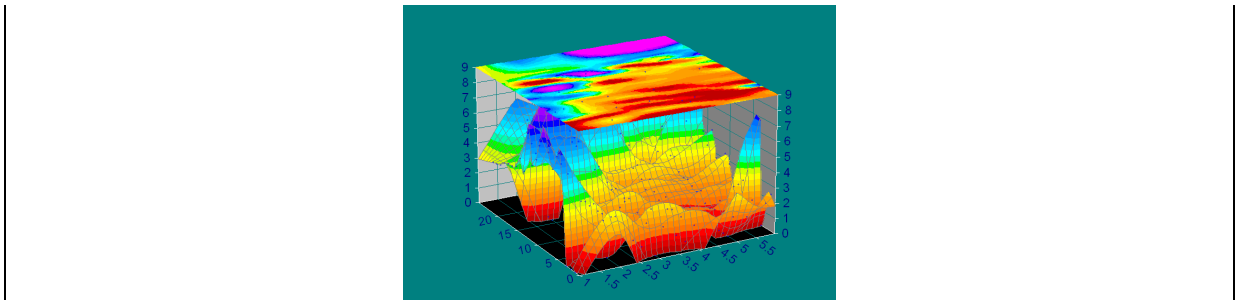


figure II.12 – Cartographie de la résistance d'accès réduite

Si les paramètres η , ϕ_B et R_{acc} des figures II.8 , II.9 et II.12 peuvent être déduites des caractéristiques propres au courant de grille I_G , les informations relatives au courant et à la transconductance seront directement extraites des réseaux I-V mesurés. Les expressions analytiques permettant leur quantification sont, rappelons-le, exposées en début de chapitre.

Soulignons que les axes « horizontaux » sont indexés de valeurs précisant la position spatiale des composants sur la plaque ; tout transistor peut, dans cet environnement, être repéré par un couple de grandeurs. Les axes verticaux permettent l'estimation des différents paramètres à déterminer ; ils seront donc chacun dotés d'une échelle propre.

Il est important de constater qu'il existe une profonde corrélation entre ces différents paramètres ; à titre d'exemple, il apparaît clairement que les zones pour lesquelles le coefficient d'idéalité se trouve dégradé coïncident avec celles présentant des tensions de

barrières faibles. De par l'observation de ces caractéristiques, il ressort une série de relations de causes à effets que l'on peut avancer ci-dessous (\uparrow signifiant « augmente ») :

$$\eta \uparrow \Rightarrow \phi_B \downarrow \Rightarrow I_{DSSat} \uparrow$$

(le courant de grille venant s'ajouter au flux d'électrons du gaz bidimensionnel).

Hors généralité, il est possible d'admettre, dans les conditions réunies pour cette étude, que les composants présentant les meilleurs g_{Mmax} sont ceux dont les courants de saturation sont les plus élevés et les résistances d'accès les plus faibles. La valeur moyenne de chacun des paramètres figure au sein du tableau II.4 ; une indication concernant la dispersion relative des valeurs mesurées est présentée via la notion d'écart type.

L'expression mathématique de cet indicateur, pour un paramètre X donné, est exposée ci-dessous :

$$\sigma_X = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - \bar{x})^2}$$

Où n représente le nombre de composants considérés, x_i la valeur du paramètre X pour le composant i , et \bar{x} la valeur moyenne de X sur l'ensemble des transistors.

<u>Paramètre:</u>	η		ϕ_B (eV)		Rs+Ri (Ω)	
<u>Indicateur :</u>	$\langle \rangle$	σ	$\langle \rangle$	σ	$\langle \rangle$	σ
Topologie A	2.583	1.608	0.943	0.142	3.859	2.029
Topologie B	2.262	1.162	0.970	0.151	3.909	2.081
Topologie C	2.488	1.258	0.936	0.157	3.848	2.130
<u>Paramètre:</u>	I_{dss} (mA.mm ⁻¹)		g_{Mmax} (mS.mm ⁻¹)		V_p (V)	
<u>Indicateur :</u>	$\langle \rangle$	σ	$\langle \rangle$	σ	$\langle \rangle$	σ
Topologie A	981.147	119.143	276.333	67.919	-6.308	0.470
Topologie B	927.544	100.327	201.912	30.588	-6.062	0.404
Topologie C	962.611	131.612	208.339	36.155	-6.194	0.548

Tableau II.4 : Table statistique des caractéristiques avant passivation

On remarque l'importance non négligeable de l'écart type pour l'ensemble des paramètres, traduisant la relative hétérogénéité de la plaque quant à la qualité des dispositifs réalisés. Il est en effet une zone pour laquelle les composants semblent présenter des caractéristiques statiques de contact Schottky relativement médiocres ; elle correspond à la partie inférieure droite de la plaque, le méplat étant pris à gauche. Néanmoins, les valeurs moyennes déduites correspondent aux standards fréquemment mesurés sur des composants HEMTs AlGaIn/GaN sur substrat SiC : une énergie de barrière proche de l'électron-volt, une

tension de pincement avoisinant les $-6V$, un g_{Mmax} compris entre 200 et $300mS.mm^{-1}$ et un courant de saturation maximum de l'ordre de $1A.mm^{-1}$.

L'intégralité des composants ainsi caractérisés subira un traitement de surface suivi d'une passivation particulière. Le procédé adopté est rigoureusement présenté dans le paragraphe suivant.

II.2.2.3. Passivations proposées

L'objectif de l'étude restant de déterminer, statistiquement, l'influence de diverses passivations et prétraitements sur le comportement des transistors, il s'avère nécessaire de caractériser des échantillons identiques en nombre. Pour cela, et compte tenu des résultats obtenus quant au rendement de fabrication ainsi que la localisation des éléments détériorés, des axes de découpe autres que les axes de symétrie seront choisis. Nous conserverons néanmoins le vocable « quart » pour évoquer les différentes parties du substrat considérées.

La plaque AEC 1159 sera ainsi divisée en quatre quarts disposant d'un nombre égal en transistors opérationnels ; à chacun d'entre eux sera associé un prétraitement et/ou un type de passivation particulier. La figure II.13 présente une synopsis relative à la procédure de découpe de la plaque considérée.

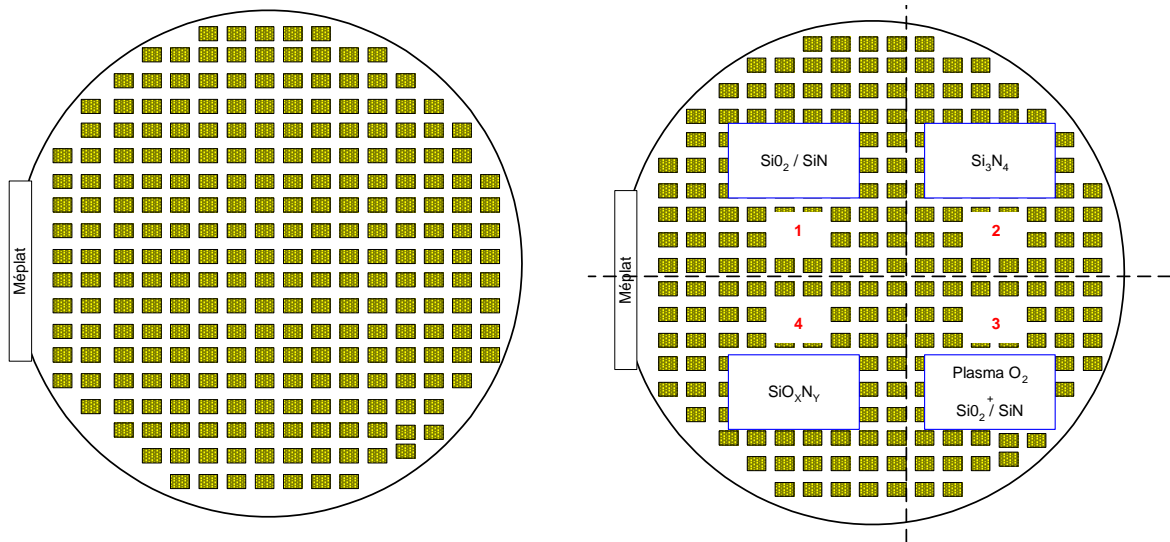


Figure II.13 – Procédure de découpe de la plaque AEC 1159

Dans le but de présenter des résultats interprétables, il convient d'explicitier les processus de dépôts relatifs à chacune des passivations. Les propriétés physiques des matériaux employés se doivent également d'être exposés.

L'étape de passivation correspondant au quart supérieur gauche de la plaque, également indexée par le chiffre 1, se constitue d'un bicouche de SiO_2/Si_3N_4 . Les paramètres

intrinsèques à ces matériaux sont ceux présentés sur le tableau II.5. Notons par ailleurs que la structure de passivation du quart de plaque « 3 » possède les mêmes propriétés, à cela près qu'un prétraitement au plasma d'O₂ lui a été octroyé (contre un simple nettoyage à l'isopropanol pour le quart « 1 »).

Matériau	ϵ	κ (W.cm ⁻¹)	σ (S.cm ⁻¹)	Taux déformation
SiO ₂	3.9	0.014	10 ⁻¹⁵	10 ⁻⁷
Si ₃ N ₄	7.5	0.3	10 ⁻¹⁴	3.3x10 ⁻⁶

Tableau II.5 – Propriétés volumiques des matériaux utilisés

Un troisième quart de la plaque (2) se trouve passivé d'une simple monocouche de Si₃N₄. Les propriétés sont donc les mêmes que celles reportées dans le tableau précédent.

Sur la quatrième et dernière section (4) a été déposée un complexe Si_xN_y, dont les caractéristiques physiques se rapprochent de celles du Si₃N₄. Cela étant, les particularités cristallographiques de ce dernier matériau induisent un certain nombre de différences structurales dont les influences sur les résultats finaux pourront être remarquables.

Les épaisseurs et paramètres de dépôts de chacune des passivations envisagées figurent sur le tableau II.6.

Section :	1	2	3	4
Prétraitement :	<i>Isopropanol</i>	<i>Isopropanol</i>	<i>Plasma O₂</i>	<i>Isopropanol</i>
Matériau 1 :	<i>SiO₂</i>	<i>Si₃N₄</i>	<i>SiO₂</i>	<i>SiO_xN_y</i>
Epaisseur :	100 nm	240 nm	100 nm	240 nm
Température :	300 °C	300 °C	300 °C	300 °C
Matériau 2 :	<i>Si₃N₄</i>	<i>-X-</i>	<i>Si₃N₄</i>	<i>-X-</i>
Epaisseur :	50 nm	-	100 nm	240 nm
Température :	300 °C	-	300 °C	300 °C
In situ :	Oui	-	Oui	

Tableau II.6 – Procédés technologiques adoptés pour les passivations

Il convient de rappeler que chacune des sections se compose elle-même de transistors de topologies différentes, exposées dans un paragraphe précédent. La campagne de caractérisation post-passivation, menée dans des conditions semblables à celle effectuée avant tout traitement, permet de mettre en exergue un certain nombre de résultats, dont les principaux figurent dans les tableaux ci-dessous. Nous soulignerons le fait que le flux lumineux incident aux composants mesurés demeure identique avant et après passivation.

II.2.2.4. Caractérisation post-passivation et comparatifs

La campagne de mesures effectuée se révèle être, a posteriori, particulièrement significative ; l'aspect statistique de l'étude permet d'annoncer les effets principaux des passivations testées sur les transistors concernés. Les tableaux suivant synthétisent une grande partie des résultats extraits des caractéristiques statiques. Rappelons que chacun d'entre eux se réfère à une topologie propre, dont les aspects géométriques correspondent à ceux donnés en II.2.2.2. Les valeurs numériques relatées présentent des caractéristiques moyennes, celles-ci ayant été calculées pour des échantillons comprenant de 7 à 11 composants différents.

Les colonnes indexées par les abréviations Av et Ap correspondent aux mesures effectuées respectivement avant et après le processus de passivation associé. Par ailleurs, le cas échéant, une croix (X) représentera le fait que les mesures ont été rendues impossibles ou non exploitables, les caractéristiques ayant été altérées sur une majeure partie de l'échantillon, durant le traitement technologique.

Concernant la topologie A, dont on rappelle les caractéristiques figure II.14, les résultats obtenus sont les suivants :

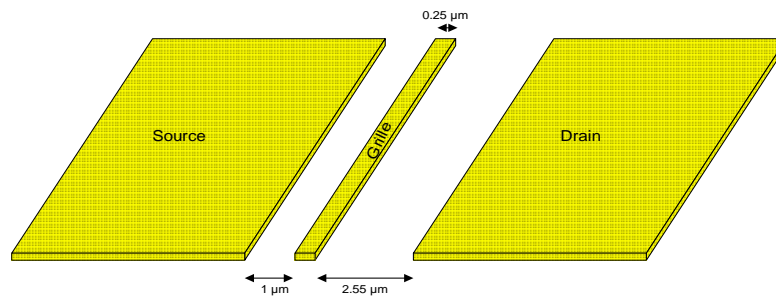


Figure II.14 – Topologie A

TOPOLOGIE "A"

Paramètre :	η		V_b (eV)		R_{acc} (Ω)		I_{gs0} ($A.mm^{-1}$)	
Passivation	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap
SiO ₂ /SiN	1.80	1.52	0.94	0.93	3.90	5.40	-1.2E-07	-4.4E-07
Si ₃ N ₄	1.90	1.61	0.99	0.91	3.90	6.09	-4.2E-07	-5.8E-06
Plasma O ₂	5.36	X	0.78	X	3.90	3.26	-1.9E-03	-1.7E-03
SiO _x N _y	2.19	2.43	1.01	0.85	3.90	4.54	-7.0E-05	-2.5E-05
Paramètre :	I_{dss} ($mA.mm^{-1}$)		G_{mmax} ($mS.mm^{-1}$)		V_{gmmax} (V)		V_p (V)	
Passivation	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap
SiO ₂ /SiN	927.19	878.11	241.15	191.75	-5.32	-5.62	-6.18	-6.62
Si ₃ N ₄	912.22	939.19	243.08	206.69	-5.19	-5.79	-6.04	-6.59
Plasma O ₂	1116.11	1027.19	336.11	255.43	-6.03	-6.31	-6.96	-7.07
SiO _x N _y	999.37	885.70	301.22	207.64	-5.73	-5.80	-6.27	-6.66

Tableau II.7- Comparaison des paramètres pré/post passivation concernant la topologie A.

Les résultats relatifs à la topologie B (figure) sont à présent exposés dans le tableau II.8 :

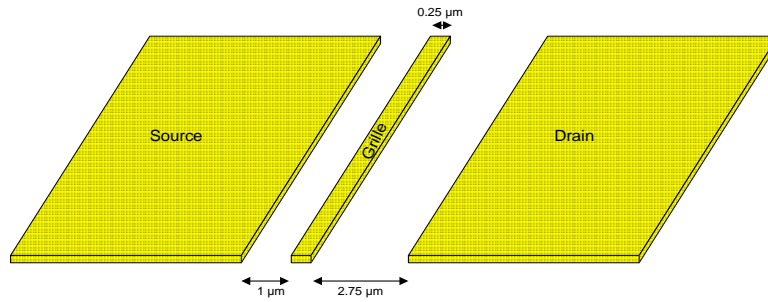


Figure II.15 – Topologie B

TOPOLOGIE "B"								
Paramètre :	η		V_b (eV)		R_{acc} (Ω)		I_{gso} ($A.mm^{-1}$)	
Passivation	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap
SiO ₂ /SiN	1.58	1.52	1.00	0.92	5.17	5.76	-2.1E-08	-3.3E-07
Si ₃ N ₄	1.80	1.56	0.99	0.92	4.74	6.22	-1.6E-07	-3.8E-06
Plasma O ₂	3.48	X	0.89	X	2.03	3.06	-3.9E-04	-5.7E-04
SiO _x N _y	1.87	1.73	1.01	0.92	3.92	4.30	-2.5E-06	-2.2E-06
Paramètre :	I_{dss} ($mA.mm^{-1}$)		G_{mmax} ($mS.mm^{-1}$)		V_{gmmax} (V)		V_p (V)	
Passivation	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap
SiO ₂ /SiN	869.13	836.63	183.13	175.71	-4.75	-4.76	-5.81	-5.93
Si ₃ N ₄	861.25	895.00	190.00	181.70	-4.75	-5.20	-5.93	-6.33
Plasma O ₂	1008.64	934.12	227.73	204.79	-5.56	-5.28	-6.52	-6.45
SiO _x N _y	937.15	857.73	198.42	188.10	-5.05	-5.21	-6.01	-6.30

Tableau II.8 - Comparaison des paramètres pré/post passivation concernant la topologie B.

Enfin, le tableau II.9 présente les caractéristiques mesurées sur les composants de la famille C.

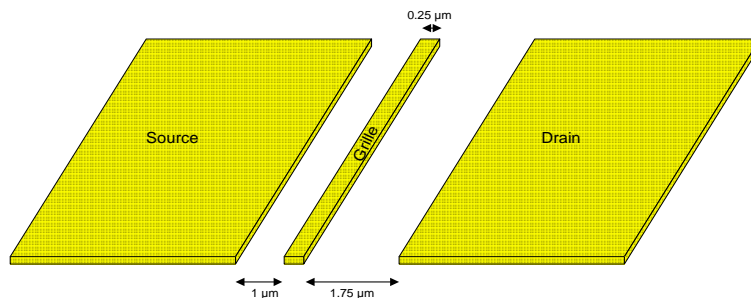


Figure II.16 – Topologie C

TOPOLOGIE "C"								
Paramètre :	η		V_b (eV)		R_{acc} (Ω)		I_{gs0} ($A.mm^{-1}$)	
Passivation	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap
SiO ₂ /SiN	1.56	1.51	1.01	0.94	5.23	5.87	-1.4E-08	-9.7E-08
Si ₃ N ₄	1.84	1.61	1.02	0.92	4.18	5.03	-3.1E-07	-4.0E-06
Plasma O ₂	3.89	X	0.78	X	2.47	3.36	-1.3E-03	-1.3E-03
SiO _x N _y	2.16	1.66	0.98	0.91	3.79	4.05	-2.2E-04	-9.0E-06
Paramètre :	I_{dss} (mA.mm ⁻¹)		G_{mmax} (mS.mm ⁻¹)		V_{gmmax} (V)		V_p (V)	
Passivation	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap	Av	Ap
SiO ₂ /SiN	865.48	822.29	178.00	172.85	-4.66	-5.79	-5.79	-5.90
Si ₃ N ₄	886.13	902.46	201.38	190.49	-4.85	-5.78	-5.78	-6.39
Plasma O ₂	1103.76	991.58	240.67	210.50	-5.85	-6.87	-6.87	-6.92
SiO _x N _y	945.78	870.42	202.99	192.58	-5.12	-6.09	-6.09	-6.33

Tableau II.9 - Comparaison des paramètres pré/post passivation concernant la topologie C.

Nombre d'informations peuvent être extraites de l'ensemble de ces tables; il convient, par soucis de lisibilité, de classer ces dernières en fonction du type de passivation proposé. On obtient de cette manière les tableaux de II.10 à II.13 ; un listing des principaux effets observés y est exposé. Un choix a été effectué dans la représentation des données : les évolutions des paramètres physiques figurent en termes de pourcentage, les références tacites se rapportent aux caractéristiques pré-passivations, relatées dans le tableau II.4.

La légende des différents symboles utilisés dans ces tables est présentée ci-dessous :

↑ : La passivation considérée induit une croissance du paramètre
↓ : La passivation considérée induit une décroissance du paramètre
← : La passivation considérée induit un décalage vers les valeurs négatives
x : La passivation considérée implique un facteur multiplicatif du paramètre
X : La mesure s'est révélée impossible sur une majeure partie de l'échantillon ; altération du paramètre

Topologie	η	V_b	R_{acc}	I_{gs0}	I_{dss}	G_{mmax}	V_{gmmax}	V_p
A	↓ 15.3%	↓ 1.4%	↑ 38.3%	x 3.7	↓ 5.3%	↓ 20.5%	← 5.6%	← 7.0%
B	↓ 4.1%	↓ 7.8%	↑ 11.3%	x 16.2	↓ 3.7%	↓ 4.1%	← 0.3%	← 1.9%
C	↓ 2.7%	↓ 7.3%	↑ 12.3%	x 7.0	↓ 5.0%	↓ 2.9%	← 24.4%	← 1.9%

Tableau II.10 - Effets de la passivation SiO₂/SiN classés par topologie.

Topologie	η	V_b	R_{acc}	I_{gs0}	I_{dss}	G_{mmax}	V_{gmmax}	V_p
A	↓ 15.4%	↓ 8.3%	↑ 56.2%	x 13	↑ 3.0%	↓ 15.0%	← 11.6%	← 9.1%
B	↓ 13.5%	↓ 7.5%	↑ 31.3%	x 23.6	↑ 3.9%	↓ 4.4%	← 9.5%	← 6.8%
C	↓ 13.0%	↓ 10.0%	↑ 20.3%	x 12.8	↑ 1.8%	↓ 5.4%	← 19.2%	← 10.4%

Tableau II.11 Effets de la passivation Si_3N_4 classés par topologie.

Topologie	η	V_b	R_{acc}	I_{gs0}	I_{dss}	G_{mmax}	V_{gmmax}	V_p
A	X Dégradé	X Dégradé	↓ 16.3%	x 0.9	↑ 8.0%	↓ 24.0%	← 4.7%	← 1.6%
B	X Dégradé	X Dégradé	↑ 50.7%	x 1.4	↓ 7.4%	↓ 10.1%	→ 5.1%	→ 1.2%
C	X Dégradé	X Dégradé	↑ 36.0%	x 0.9	↓ 10.2%	↓ 12.5%	← 17.3%	← 0.8%

Tableau II.12- Effets de la passivation SiO_2/SiN prétraitée par un plasma O_2 classés par topologie.

Topologie	η	V_b	R_{acc}	I_{gs0}	I_{dss}	G_{mmax}	V_{gmmax}	V_p
A	↑ 10.8%	↓ 15.0%	↑ 16.4%	x 0.4	↑ 11.4%	↓ 31.1%	← 1.2%	← 6.2%
B	↓ 7.5%	↓ 9.3%	↑ 9.7%	x 0.9	↑ 8.5%	↓ 5.2%	← 3.2%	← 4.7%
C	↓ 23.1%	↓ 7.1%	↑ 6.9%	x 0.04	↑ 8.0%	↓ 5.1%	← 18.8%	← 4.1%

Tableau II.13 - Effets de la passivation SiO_xN_y classés par topologie.

L'interprétation de l'ensemble de ces résultats recourt à un certain nombre de propositions, lesquelles tentent de corréler les différents effets induits par les traitements de passivation. Les phénomènes relatifs aux évolutions des paramètres Schottky et du courant drain – source seront ceux investigués dans cette étude.

Rappelons que les propositions suivantes se devront d'être vérifiées par l'apport d'éléments de théorie et de simulation précis.

II.2.2.4.a. Influence des passivations sur les caractéristiques Schottky

Relativement à cette étude, plusieurs cas de figures peuvent être envisagés :

- Le premier implique une amélioration du coefficient d'idéalité (η) malgré l'affaiblissement de la hauteur de barrière, notée v_b ou ϕ_B . Il s'agit notamment du cas de figure rencontré pour les composants passivés SiO_2/SiN et Si_3N_4 . Il peut ainsi être supputé que la contribution de l'effet thermoélectronique prend une place de première importance dans les mécanismes de conduction au sein du contact Métal – Semiconducteur. L'application d'une couche de passivation à base de SiO_2 et Si_3N_4 permettrait donc d'amoinrir les effets relatifs à la conduction par effet tunnel assisté. La qualité du contact Schottky s'en trouve sensiblement améliorée. On constate simultanément une augmentation notable du courant de grille I_{gs0} .

Deux phénomènes peuvent ici être mis en exergue : la diminution de l'énergie de barrière engendre l'accroissement du flux de courant thermoélectronique. Cet effet naturel peut s'ajouter à une éventuelle conduction des porteurs à l'interface AlGaN/Passivation ou en surface du matériau. La figure II.17 présente une synopsis récapitulative de l'ensemble de ces effets.

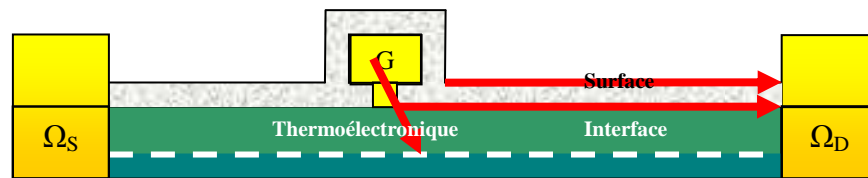


Figure II.17- Mécanismes inhérents à la conduction de porteurs entre grille et drain.

- Le second cas se réfère aux phénomènes observés quant à la passivation Si_xN_y . Les mesures indiquent, malgré des constatations concernant le contact Schottky similaires au cas précédent, une diminution sensible du courant de grille. Les assertions relatives à la contribution de l'effet thermoélectronique peuvent également, dans le cas présent, être admises. La qualité du contact est donc indubitablement améliorée. La diminution constatée du courant de grille peut donc s'expliquer par une meilleure qualité de l'interface AlGaN/ Si_xN_y , voire de la surface du matériau même. Rappelons que les évolutions mesurées du courant de grille seraient, dans le cadre de cette étude, à corrélérer avec la présence de joints de grain à l'interface.

- Le dernier consiste en l'observation d'une dégradation systématique de la qualité du contact Métal – Semiconducteur dans le cas d'un prétraitement au plasma O_2 . Les évolutions du courant de grille ne permettent aucunement la mise en évidence d'une caractéristique Schottky classique, caractérisée par la prédominance d'une composante thermoélectronique, mais suivent une loi quasi ohmique. On constate néanmoins, par rapport aux transistors ayant subi la même passivation sans prétraitement, une diminution notable du paramètre I_{gs0} . La raison principale de cet évènement réside probablement en la qualité de l'interface AlGaN/ SiO_2 ; laquelle, d'un point de vue statique, semble détériorée vis-à-vis de celle correspondant au quart A. Les caractéristiques $I_{GS}(V_{GS})$ relevées laissent à penser que les électrons transitent favorablement en surface de la barrière.

Il est indéniable que les caractéristiques relatives aux interfaces s'approprient un rôle de premier plan dans les mécanismes de conduction et leurs quantifications. La caractérisation

de ces états pourrait éventuellement s'effectuer par le biais d'une série de manipulations par Microscopie électronique en transmission (TEM).

II.2.2.4.b. Influence des passivations sur le courant Drain - Source

Si de nombreux travaux publiés ([6][7][8]) démontrent un accroissement quasi systématique du courant de saturation dès l'apposition d'un matériau de passivation, force est de constater que cela ne s'avère guère évident dans notre étude. Si l'on étudie quantitativement l'évolution des paramètres relatifs aux composants des quarts A et C ($\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$), il peut être remarqué que le phénomène opposé se présente : le courant drain – source s'amenuise. A contrario, les études réalisées sur les transistors passivés Si_3N_4 ou Si_xN_y démontrent un accroissement significatif du courant I_{DSS} . La conséquence directe de cette observation réside en l'évolution simultanée de la transconductance extrinsèque maximale. Plusieurs explications, dont les contributions s'ajoutent les unes aux autres, peuvent ici être mises en évidence. La première d'entre elle repose sur la notion de contrainte surfacique ; à supposer que l'AlGaIn constituant la barrière soit contraint en tension (situation favorisant la présence d'une densité surfacique importante dans le gaz 2D), le dépôt de divers matériaux en surface favoriserait dans un cas la relaxation du matériau, et par là même une diminution sensible du N_s , dans l'autre un accroissement de la contrainte (et donc l'augmentation de la quantité précitée). Il est par ailleurs établi que la densité de défauts aux interfaces intervient dans les mécanismes de conduction au sein du gaz bidimensionnel. Par l'apport d'un diélectrique en surface, la quantité et l'état de ces défauts se trouvent assurément altérés. Il peut en résulter l'apparition d'une grille virtuelle en surface [9], laquelle contribue à son tour à la déplétion du canal d'électrons.

Les conséquences des traitements de passivations sur le comportement électrique des transistors testés demeurent à causes multiples. Une caractérisation systématique portée sur un grand nombre d'échantillons a ainsi permis de relater l'ensemble des effets notables mesurés. Il demeure que, dans de telles études, des conclusions ne peuvent être posées hâtivement ; il reste indéniable que l'ensemble des résultats observés se trouve étroitement lié à l'épitaxie et au substrat concerné. En effet, il n'est nullement impossible que des effets différents soient constatés sur d'autres structures, les processus d'élaborations de couches ou des passivations ayant été réalisés dans d'autres conditions.

Pour parfaire à l'exhaustivité de l'étude, il convient de signaler le fait que des mesures en régimes CW (continuous wave), pulsé et S-pulsé ont également été effectuées. Une présentation des principaux résultats observés est exposée dans le paragraphe suivant. L'influence des pièges sur les quantités dynamiques représentera, dans ce contexte, le cœur des investigations.

II.2.2.5. Influence des passivations en régime dynamique

Dans cette partie sont présentés les résultats relatifs à la caractérisation des composants en régime dynamique. Cette campagne de mesures constitue une suite logique de l'étude des performances des transistors passivés. En effet, si l'impact des matériaux sur l'évolution des paramètres statiques a désormais pu être déterminé, il reste à définir leurs contributions sur le comportement des transistors aux hyperfréquences.

Dans un tel objectif, et de manière à satisfaire à l'aspect statistique de l'étude, les résultats présentés ci-après correspondent à des moyennes concernant un nombre d'échantillons précisé.

Le tableau II.14 présente ainsi les résultats en fréquence obtenus sur la plaque AEC1159 ; y figurent les aspects topologiques des transistors ainsi que les indications relatives aux passivations et aux prétraitements.

W	L_g	Prétraitement	Passivation	F_t (GHz)	F_{max} (GHz)	Nbre Échantillons
2*150 μ m	0.25 μ m	Non	Sans	53.2	81.25	4
2*150 μ m	0.25 μ m	Alcool isopropyl	SiO ₂ /SiN	48.5	72.25	4
2*150 μ m	0.25 μ m	Plasma O2	SiO ₂ /SiN	47.7	71.9	6
2*150 μ m	0.25 μ m	Alcool isopropyl	SiO _x N _y	46.4	70	7
2*150 μ m	0.25 μ m	Alcool isopropyl	Si ₃ N ₄	38.8	53.6	5
2*150 μ m	0.25 μ m	Non	Sans	44.3	71	3
2*150 μ m	0.25 μ m	HCl	SiO ₂ /SiN	29.6	48	3
2*150 μ m	0.25 μ m	Non	Sans	39.1	75.3	6
2*150 μ m	0.25 μ m	Alcool isopropyl	SiO ₂ /SiN	32.8	51.5	6

Tableau II.14 : Résultats en fréquences avant et après passivations

Un certain nombre d'informations peut être extrait de ces mesures. En considérant les valeurs de la première ligne comme représentatives des performances de l'échantillon témoin (transistors ni passivés, ni prétraités), des comparaisons systématiques pourront mettre en exergue les tendances propres à chacune des passivations testées.

En termes de fréquences de coupure, ou de transition, l'accent sera porté sur les considérations suivantes :

- L'influence du prétraitement HCl, étudiée dans un souci de complétude sur une autre plaque (AEC1148) se révèle extrêmement pénalisante en réduisant drastiquement la fréquence F_t .
- De l'ensemble des passivations testées, la préparation SiN (ou Si_3N_4) semble la moins appropriée. En effet, on mesure une diminution d'environ 25% de la fréquence de coupure. Elle demeure cependant celle à laquelle ont recours les technologues pour la réalisation de transistors du type « grille nitrure » [10].
- Les autres passivations présentent des résultats comparables. Si un choix devait s'effectuer sur les valeurs finalement obtenues, alors le composé bicouche SiO_2/SiN se trouverait probablement en tête de liste.

Il convient cependant de rappeler que, outre les critères fréquentiels, l'apport d'une passivation se doit d'améliorer les performances des composants en termes de puissance ou de fiabilité. Cette étude du comportement dynamique est ainsi à corrélérer avec l'analyse des paramètres statiques, exposée dans ce chapitre. Des mesures de gate-lag et drain-lag ont pu, parallèlement à cela, être menées à bien. Ces dernières ont ainsi rendu possible, à partir des réseaux de caractéristiques pulsés, l'extraction des valeurs de puissances attendues associées à chacune des passivation.

Dans chacun des cas de polarisation envisagés, l'exploitation des réseaux de caractéristiques obtenus permet d'envisager en moyenne $P=2.3$ W/mm au point $V_{GS}=0V$ et $V_{DS}=0V$, $P=1.8$ W/mm à $V_{GS}=-6V$ et $V_{DS}=0V$ et $P=0.8$ W/mm à $V_{GS}=-6V$ et $V_{DS}=15V$.

Si les 4 options de passivations testées impliquent peu de variation quant à la puissance attendue en ces trois points de polarisation, il en sera très probablement différent lorsque des applications de type « classe A ou AB » seront envisagées. En effet, il semble que maintes mesures ont démontré des comportements erratiques des réseaux relativement aux variations de la tension Drain-source. Ce problème, qualitatif, de drain-lag aura pu être observé concernant les composants prétraités au plasma O_2 .

Notons finalement que l'ensemble des manipulations et expérimentations exposées dans ce chapitre a été réitéré sur une autre plaque (AEC1089). L'étude étant en cours de finition, des résultats complémentaires pourront confirmer, le cas échéant, les assertions relatées dans ce travail.

II.3. MESURES EN IMPULSIONS

II.3.1. Principe de la mesure

Le banc de mesure en impulsions utilisé durant les différentes études effectuées a été conçu puis réalisé dans l'objectif de mesurer des transistors de développements importants. L'avantage premier de ce dispositif reste la possibilité de caractériser des composants en « figeant » ses principaux effets limitatifs, à savoir les phénomènes thermiques et l'intervention des pièges. Si la température d'une puce demeure naturellement liée à la température de l'environnement, elle dépend aussi fortement de son auto échauffement. En effet, comme explicité précédemment, le passage d'un courant dans le canal d'un transistor engendre systématiquement une élévation de la température, principalement localisée au niveau de l'hétérojonction. L'évacuation des calories ainsi produite ne dépendra que des matériaux constitutifs (dont le substrat) et de la topologie du dispositif.

Dans l'optique de caractériser électriquement un composant, il est nécessaire de lui imposer différentes conditions de tensions Grille-Source et Grille-Drain. Le courant résultant sera ainsi unique à chaque couple (V_{GS} , V_{DS}), et la température sans cesse évolutive le long des caractéristiques. Cela étant, comme tout phénomène physique, la variation de la température au sein même du composant ne s'effectue pas de façon instantanée ; elle procède d'une loi propre aux régimes dits transitoires [11]. C'est ici qu'intervient le principe de la mesure par impulsions ; le réseaux de caractéristiques étant décrit grâce à des tensions (et donc courants) pulsées, il pourra être considéré comme quasi-isotherme. A condition que les impulsions aient une durée inférieure au temps d'établissement des effets thermiques, la température du composant ne sera plus guère liée qu'à la température extérieure et au point de polarisation choisi. De même, afin de garantir au dispositif un équilibre thermique satisfaisant, il convient de s'assurer que les stimuli (tensions V_{GS} et V_{DS}) soient périodiques et associés à un taux de remplissage relativement faible.

Quantitativement, le temps d'établissement d'un régime thermique peut être évalué à 10^{-6} s. Il est donc impératif que les durées d'impulsions soient inférieures à cette valeur.

Les mesures en impulsions sont également fort appréciables lorsqu'il s'agit de mettre en exergue les effets de pièges. En effet, suivant le même type de raisonnement que celui adopté pour les effets thermiques, nous admettrons que les phénomènes de capture ou libération des pièges s'effectuent suivant des temps propre d'établissement. Mais dans le cas présent, la physique se révèle être nettement plus compliquée ; les pièges peuvent en effet différer en espèce et en nombre suivant les épitaxies considérées. La bibliographie fait néanmoins état de constantes de temps toujours supérieures à la microseconde [12].

L'état des pièges de la structure sera ainsi figé, imposé par la polarisation appliquée. Cette particularité sera une aide précieuse pour des prospections relatives à la qualité des structures disponibles, et notamment dans le cadre d'étude de Drain-Lag ou Gate-Lag, décrites dans un paragraphe suivant.

II.3.2. Méthode de caractérisation

La méthode de caractérisation mise en oeuvre consiste en l'application simultanée d'impulsions de tensions superposées à des composantes continues sur la grille (V_{GS0}) et sur le drain (V_{DS0}). Si l'on se fixe un point de polarisation précis, il est possible, comme explicité figure II.18, d'obtenir la totalité d'un réseau de caractéristiques. En effet, en modulant précisément les excursions de tensions par rapport à la polarisation, l'on parvient à tracer point par point le réseau escompté. La température moyenne du composant à tester est fixée par sa polarisation et il faut éviter de la modifier en appliquant les composantes pulsées des tensions de grille et de drain. Le problème pour ce type de mesures réside dans le fait qu'il est extrêmement difficile, avec des impulsions très courtes, d'obtenir un palier suffisamment large pour obtenir une mesure correcte. D'un point de vue quantitatif les durées des impulsions sont de 300ns pour la grille et 100ns pour le drain.

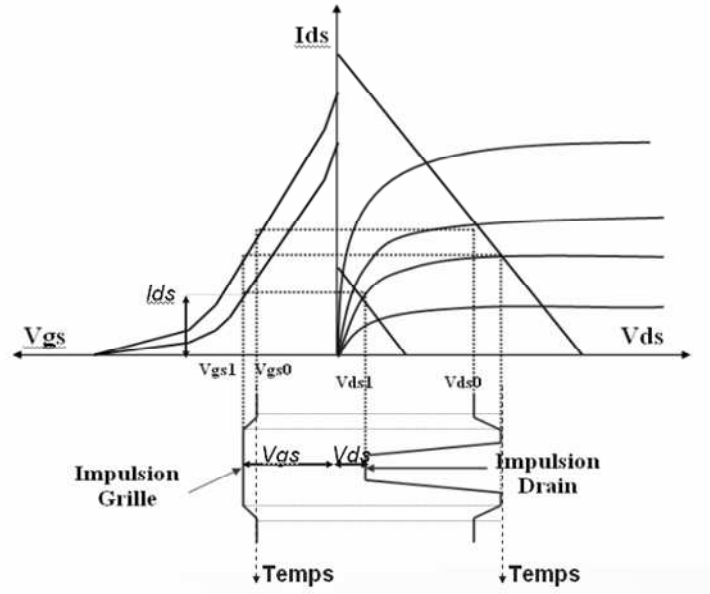


Figure II.18 - Principe de la caractérisation DC-Pulsé.

D'un autre côté, la période de répétition sera proche de $100\mu\text{s}$ (ce qui implique un rapport cyclique de 0,1%), cette précaution garantissant également un échauffement minimum. Il convient par ailleurs de préciser la position relative des impulsions : le drain ne sera excité que lorsque la tension de grille aura atteint le niveau souhaité. De même, sur la figure II.18, le retour à V_{gs0} de la grille ne sera effectif que lorsque la tension de drain aura retrouvé le potentiel V_{ds0} .

Finalement, il sera indispensable d'attribuer des temps de montée/descente optimisés ; en effet, il existe un phénomène capacitif parasite, indépendant du comportement du transistor, qui provoque des pics de courants, lesquels peuvent se révéler fatals pour le dispositif de mesures ou le composant sous tests.

Comme introduit précédemment, il devient possible, de par ce procédé, de tracer l'ensemble du réseau de caractéristiques $I(V_{gs}, V_{ds})$, ce qui fait de ce banc de mesures en impulsions un outil précieux de modélisation et d'études du comportement des composants sous tests.

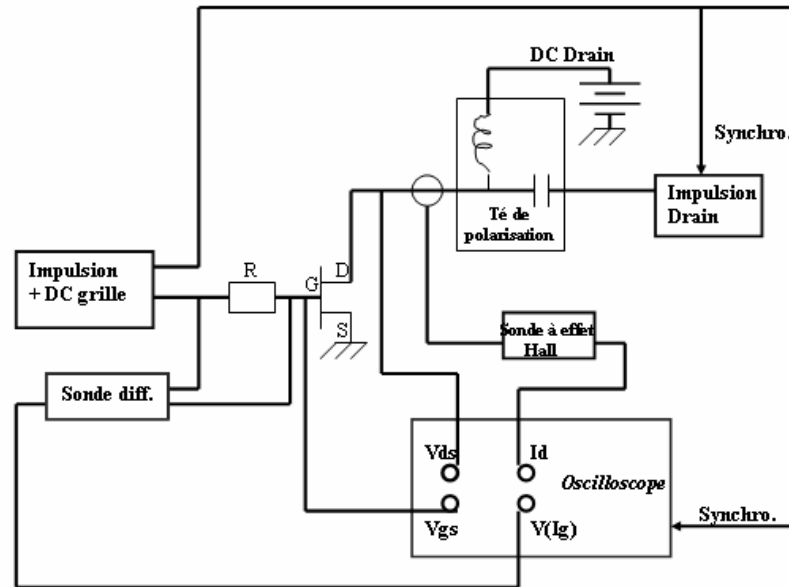


Figure II.19 - Synoptique du banc de mesures DC-Pulsé.

La figure II.19 représente le schéma synoptique du banc de mesures en impulsions utilisé, où le transistor sous test est monté en boîtier. Il est à noter qu'un micro-ordinateur, pourvu d'un programme de pilotage fonctionnant en environnement Labview, permet l'automatisation complète du dispositif. Cet apport se révèle particulièrement appréciable ; à titre indicatif, le relevé manuel de certains réseaux peut prendre plus d'une journée de manipulations. D'autre part, il est important de signaler qu'un circuit de refroidissement à eau a été implanté dans des cellules conçues pour différents modèles de boîtiers de transistors. Notons qu'il est également possible de chauffer la cellule par un système de résistance. Ainsi il devient possible d'évaluer l'importance des phénomènes thermiques, en refroidissant ou chauffant le composant.

Enfin, le processus de caractérisation utilisé permet d'extraire les valeurs du courant de grille I_g . Les mesures précises de cette grandeur nécessitent un calibrage très fin de la sonde différentielle utilisée. Ce dernier en compense les non-linéarités induites par les étages d'entrée de l'appareil ; une modélisation analytique des erreurs est alors systématiquement appliquée à toutes les mesures concernant le courant de grille.

A titre indicatif, la figure II.20 est un exemple typique des signaux numérisés par l'oscilloscope du banc. Nous y voyons les impulsions de grille et de drain appliquées au composant, ainsi que les formes respectives des courants. Le phénomène capacitif évoqué au préalable peut y être discerné, et rappelle les limitations auxquelles nous sommes confrontés lors de la réduction des temps de montée/descente des impulsions.

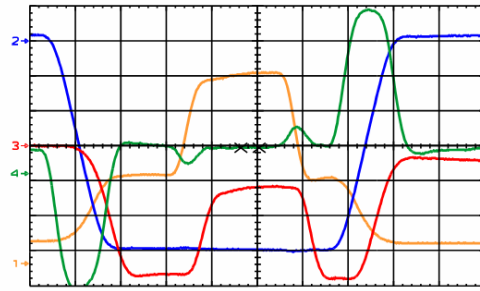


Figure II.20 – Exemple des signaux obtenus à l'oscilloscope.

Le but du montage étant de caractériser des composants de puissance, il nous est nécessaire d'utiliser d'importantes excursions de signal (en tension et en courant). Pour satisfaire à cette condition, le système utilisé est actuellement capable de délivrer, sur le drain du transistor, une tension de polarisation de 100V, à laquelle il est possible de superposer, avec un té de polarisation spécifique, des impulsions positives ou négatives de 100V d'amplitude. Dans ce banc de mesures il est possible d'obtenir un réseau de caractéristiques complet pour des valeurs de courant pouvant atteindre 4A. A titre d'exemple, et dans un souci de validation du dispositif, nous avons déjà mesuré des courants de 3,2A dans des composants de type MESFET SiC. Insistons également sur le fait que les mesures effectuées sont exemptes de toute forme de bruit parasite, lequel pourrait déformer, et donc invalider, l'ensemble des résultats obtenus.

II.3.3. Instrumentation

Le banc de mesure en impulsion se compose de :

- 2 générateurs de tension capables de délivrer des impulsions extrêmement brèves (de l'ordre de la centaine de nanosecondes). D'un point de vue quantitatif, on pourra noter que ces systèmes peuvent générer des signaux d'amplitude 100V (générateur de tension de drain), qu'il s'agisse des impulsions ou de la tension continue, soit une excursion de 200V crête à crête. Ils possèdent également tous deux une impédance interne de 50 Ohms, ce qui, tous calculs faits, amène à un courant maximum de 4A.

Concernant les impulsions de grille, elles seront prises en charge par le générateur HP8110A. Quant au drain, il s'agit d'un générateur de marque AVTECH, modèle AV-1011-B. Afin de rendre l'étude du banc plus exhaustive, nous proposons une présentation plus détaillée du HP8110A :

Le générateur HP8110A permet non seulement d'envoyer une impulsion très brève mais également de fixer le niveau de polarisation de la grille, ce grâce à une utilisation astucieuse des niveaux « haut » et « bas » des tensions générées. A noter que la voie 2 de ce même appareil est utilisée pour délivrer un signal de synchronisation.

Il est donc important de remarquer qu'une seule des deux voies peut être directement utilisée pour tester le dispositif ; il sera donc impossible d'additionner les tensions issues des voies 1 et 2. La différence minimale standard entre le niveau haut et le niveau bas étant de 100mV, on ne pourra réaliser des niveaux parfaitement plats qu'en retardant l'impulsion (translation horizontale) et en effectuant les mesures sur l'intervalle présent entre deux impulsions successives. Ce procédé astucieux s'avère bien utile lorsque l'on se trouve dans le cas où $V_{gs} = V_{gs0}$.

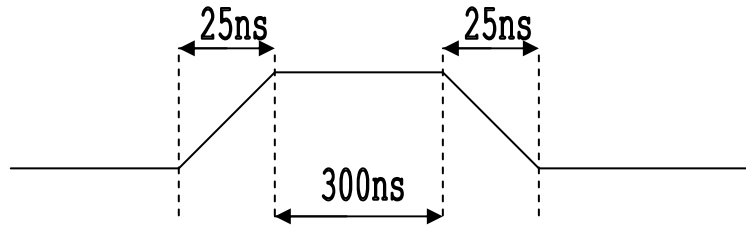


Figure II.21- Forme des impulsions utilisées

Sur la figure II.21 est présentée la forme typique de l'impulsion utilisée pour exciter la grille du transistor. Les temps de montée et descente sont de l'ordre de 25ns tandis que le niveau souhaité est maintenu constant durant environ 300ns.

Si la tension V_{gs} devient inférieure à la polarisation V_{gs0} , l'allure de l'impulsion apparaît sous sa forme complémentée.

Afin d'éviter tout phénomène d'auto-échauffement parasite, il convient également d'adapter au mieux le taux de répétition. Il s'agit en fait du rapport entre le temps où le transistor est excité et celui où il est au repos (ou simplement polarisé).

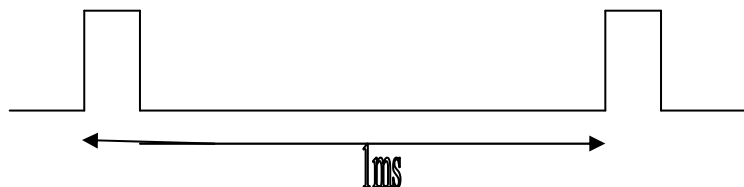


Figure II.22 : Illustration du taux de répétition

Dans notre cas, ce paramètre est à peu près égal à 0,01%, valeur tout à fait satisfaisante pour une caractérisation correcte du dispositif.

Finalement, il peut être intéressant de constater l'effet des temps de montée / descente sur l'allure des courbes fournies en voie 4 de l'oscilloscope (signal proportionnel au courant de grille). Il existe un phénomène capacitif parasite, non lié au comportement du transistor, qui provoque des pics de courants obéissant à la loi :

$$I = C \frac{\partial V}{\partial t}$$

Ces derniers sont engendrés par la présence d'éléments extérieurs au transistor : lignes d'accès, boundings, connexions, capacités des sondes...

Pour cette raison, si les signaux étaient parfaitement « carrés », l'expression divergerait, impliquant un courant théoriquement infini, détériorant à coup sûr la sonde différentielle de mesures qui ne supporte qu'une différence de potentiel limitée, voire le composant même.

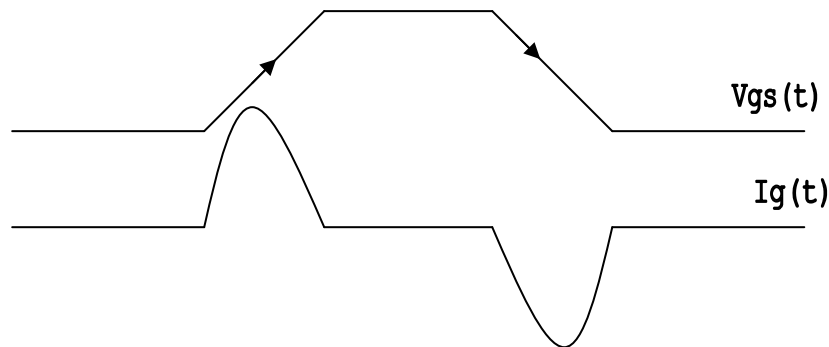


Figure II.23 : Forme du courant de grille

La durée de ces transitions est donc un paramètre fondamental qui fut optimisé et fixé à 25ns, comme évoqué plus haut. Elle est un gage de sécurité pour l'ensemble du dispositif, et sa présence demeure obligatoire.

- Diverses sondes de mesure, notamment pour les niveaux des courants de grille et de drain. Dans le premier cas, les valeurs à déterminer pouvant se révéler incroyablement faibles, nous utiliserons un système où les signaux seront directement relevés par un circuit à base d'amplificateur différentiel (son fonctionnement et les différentes opérations qui auront été nécessaire seront présentés ultérieurement). En ce qui concerne le niveau du courant drain – source, il sera mesuré par une sonde à effet Hall.

- Un oscilloscope, élément maître du banc, sur lequel il sera possible de visualiser les grandeurs représentatives des courants de grille et de drain, ainsi que les allures des tensions

qui sont appliquées à ces deux électrodes. L'appareil est le modèle TDS644B de chez Tektronics.

Il s'agit d'un oscilloscope 4 voies, chacune présentant une impédance de 50Ω (mise à part la première du fait de l'adjonction d'une sonde compensée passive. Sur les 4 voies, nous pourrions observer respectivement :

Tension « Drain-Source »	V_{ds}	Voie 1
Tension de Grille	V_{gs}	Voie 2
Courant « Drain-Source »	I_{ds}	Voie 3
Image du courant de grille	I_g	Voie 4

Tableau II.14 – Association Paramètre / Voie sur le banc de mesures

Par soucis d'ergonomie, les résultats fournis seront observés via un écran 15'', et non pas directement sur l'appareil.

- Un générateur de tension / courant continu CN7B, permettant la polarisation du drain, fonction non remplie par le générateur AVTECH. Un simple sélecteur manuel assure la bascule Tension \rightarrow Courant ou Courant \rightarrow Tension. Les niveaux de ces deux paramètres sont lisibles en façade ; à noter que la valeur du courant I_{d0} est renvoyée directement au logiciel pilote par le biais de l'interface GPIB intégrée au générateur.

- Sont également présents les circuits de polarisation et de stabilisation, permettant au système de ne pas osciller. En effet, lors de la conception et de la mise au point du banc, certains composants pouvaient provoquer de dangereuses oscillations à des fréquences supérieures à 250MHz (des cas d'oscillations à des fréquences comprises entre 300MHz et 1GHz peuvent être cités). La solution consiste à ajouter une partie réelle à l'impédance vue dans la gamme de fréquence ciblée, pour amortir complètement les oscillations. Ces fonctions sont assurées simplement grâce à des éléments discrets. La figure II.24 présente l'image des circuits susmentionnés.

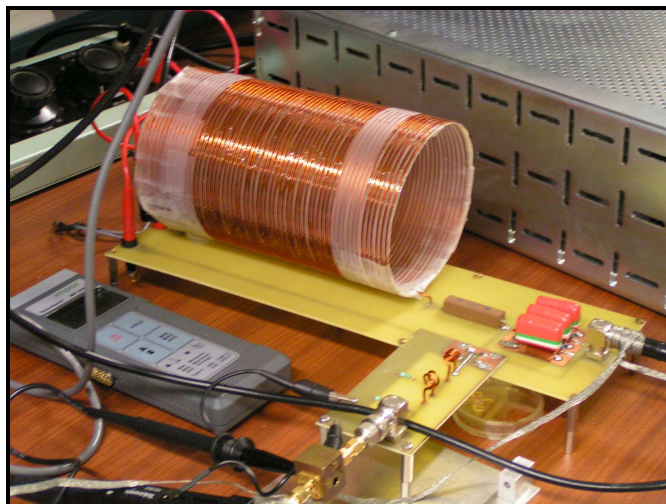


Figure II.24 : Té de polarisation et « filtre ».

- Finalement, il est à noter que le composant sera placé au sein d'un boîtier spécifique, réalisé pour l'occasion dans l'atelier mécanique du laboratoire, et pouvant supporter des transistors brasés et montés aux formats Egide, BMH ou Copernicus.

L'ensemble du dispositif est entièrement automatisé grâce à un asservissement logiciel des différents appareils (générateurs, oscilloscope). Nous remarquerons néanmoins que certains problèmes de convergence, notamment dans les cas où V_{gs} tend vers zéro ou V_{gs0} , demeurent sans réponse. Aussi, si les mesures à effectuer requièrent un certain nombre de précautions, il est toujours possible de réaliser les caractérisations manuellement ; le cas échéant, à nombre de points identique, le temps de manipulation passe du simple au triple.

II.3.4. Etude des phénomènes thermiques

II.3.4.1. Prémices

Comme évoqué dans le chapitre précédent, les phénomènes thermiques demeurent la source de limitations fondamentales pour la conception de transistors de puissance de la filière nitrure. Il apparaît donc nécessaire de comprendre, et formuler, l'ensemble des différents facteurs physiques nécessaires à la description de ces phénomènes.

Rappelons que la dissipation de l'énergie, et notamment l'énergie thermique, peut s'effectuer selon différents mécanismes : conduction, convection et radiation (figure II.25). Ces trois phénomènes, généralement simultanés, diffèrent pourtant par l'importance de leurs contributions dans le mécanisme d'évacuation des calories. Il est avéré que, dans le cas précis des composants électroniques, le transfert de chaleur s'effectue prioritairement par

conduction. La figure II.26 quantifie les contributions apportées par chacun des mécanismes précités [13].

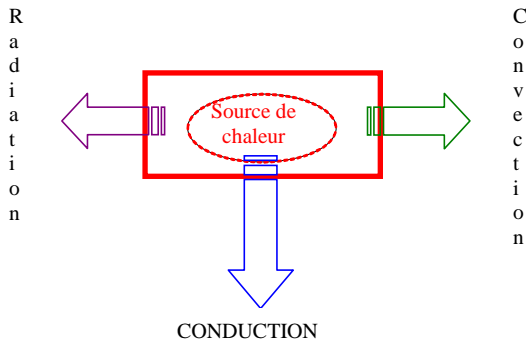


Figure II.25– Mécanismes de diffusion de la chaleur

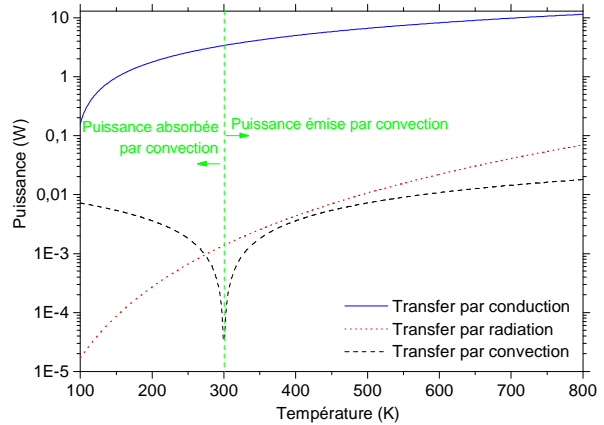


Figure II.26 – Contribution de chacun des mécanismes dans le transfert de chaleur

La conduction thermique se traduit par un transfert calorifique au sein même d'un corps, sans déplacement de matière. Elle est produite par oscillations moléculaires, lesquelles restent proportionnelles au gradient de température, et fonctions du coefficient caractérisant la conductivité thermique du matériau. Dans le cas d'un milieu solide, homogène et isotrope, les atomes demeurent liés par le réseau cristallin. Les vecteurs élémentaires du transfert thermique seront les phonons et les électrons libres.

En accord avec le deuxième principe de la thermodynamique (également connu sous le nom de deuxième loi de la thermodynamique) qui établit l'irréversibilité des phénomènes physiques, Joseph Fourier proposa une analyse mathématique du phénomène de conduction thermique.

Il définit ainsi le flux de chaleur Q_C , et l'orienta, afin de réduire l'entropie du système, de la région la plus chaude à la zone la plus froide. Il est défini par unité de surface et il est directement proportionnel au gradient de température local.

$$\vec{Q}_c = -\kappa(T)\vec{\nabla}T$$

avec : κ , en W/m.K, le coefficient de conductivité thermique (souvent fonction de la température)

Il devient possible, par calcul infinitésimal, d'obtenir l'équation de la chaleur, propre aux matériaux homogènes ; elle s'exprime sous la forme :

$$D.\nabla^2 T + \frac{Q_G}{\rho.C_p} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

Avec D la diffusivité thermique du matériau ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), C_p la chaleur spécifique du milieu ($\text{J.Kg}^{-1}\text{K}^{-1}$), ρ sa densité (Kg.m^{-3}) et Q_G l'énergie localement générée (W.m^{-3}).

L'étude de ces phénomènes en régime établi, et moyennant quelques simplifications, permet l'assertion suivante :

$$P_{Diss} = \frac{(T_F - T_I)}{R_{TH}}$$

Où P_{Diss} (W) est la puissance dissipée par le composant, R_{TH} (K.W^{-1}) sa résistance thermique équivalente, $T_F - T_I$ l'élévation de température subie par le système.

Il convient de souligner l'importance du paramètre R_{TH} ; la résistance thermique se révèle, en effet, être un véritable indicateur quant au comportement des systèmes vis-à-vis des stress en température. Sa valeur détermine l'aptitude du composant dans l'évacuation, efficace ou non, les calories vers l'extérieur.

II.3.4.2. Approche ondulatoire

Considérons l'équation de la chaleur unidimensionnelle :

$$D.\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{Q_G}{\rho.C_p} = \frac{\partial T}{\partial t}$$

Avec D la diffusivité thermique du matériau ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$), C_p la chaleur spécifique du milieu ($\text{J.Kg}^{-1}\text{K}^{-1}$), ρ sa densité (Kg.m^{-3}) et Q_G l'énergie localement générée (W.m^{-3}).

Dans l'hypothèse où le terme source évolue suivant un régime idéal harmonique, l'équation satisfait aux conditions de Laplace et se résout de manière instantanée. On obtient :

$$T(x) = T(0)e^{-\frac{x}{\mu}} \cos\left(\omega t - \frac{x}{\mu}\right)$$

La solution décrit une forme classique d'onde exponentiellement amortie. Le terme μ , caractéristique du milieu, exprime la longueur de diffusion thermique. Il représente, de manière imagée, la position du front de chaleur dans la structure, et peut se définir par la relation suivante :

$$\mu = \sqrt{\frac{2\kappa}{\rho C_p \omega}} \quad \text{ou} \quad \mu = \sqrt{\frac{\tau.\kappa}{\rho C_p \pi}}$$

Où κ : conductivité thermique (W/m.K)
 τ : longueur de l'impulsion excitatrice (s)
 ρ : la densité (Kg.m⁻³)
 ω : la pulsation de l'onde excitatrice (rad.s⁻¹)
 C_p : la chaleur spécifique (J.Kg⁻¹K⁻¹)

Deux cas de figure sont ici présentés ; le premier se réfère à la possibilité d'exciter la structure par le biais d'une onde monochromatique de pulsation ω . Le second présente le stimulus sous la forme d'une impulsion de longueur τ . Cette dernière approche se révèle particulièrement intéressante de par sa corrélation avec le dispositif de mesures disponible. Il peut, à ce titre, s'avérer utile de déterminer la profondeur du front d'onde dans la structure, en fonction de la longueur de l'impulsion excitatrice. (Figures II.27 et II.28)

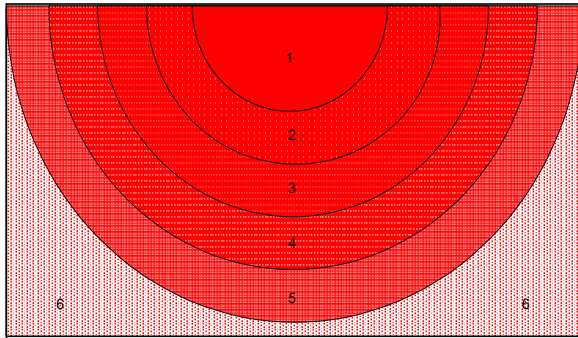


Figure II.27 – Position du front d'onde de chaleur dans la structure.

	<i>Longueur de l'impulsion</i>	<i>Profondeur du front de chaleur</i>
1	100 ns	1.47 μm
2	500 ns	3.17 μm
3	1 μs	4.49 μm
4	100 μs	44.9 μm
5	1 ms	142 μm
6	100 ms	1 mm

Figure II.28 – Profondeur du front de chaleur (associée à la figure de gauche)

Etant données les dimensions classiques des puces disponibles, il est possible d'assurer le confinement de l'onde thermique dans la structure pour des longueurs d'impulsions inférieures à 1ms.

II.3.4.3. La méthode de coïncidence

La méthode dite de « coïncidence » repose essentiellement sur la caractérisation des composants dans des conditions quasi-isothermes. Si, pour des températures données, l'on s'applique à caractériser un composant par des mesures en impulsions, il devient possible de tracer la loi d'évolution du courant drain - source en fonction de la température. La caractéristique ainsi décrite traduit la chute de la mobilité des porteurs vis-à-vis de la température de réseau. Notons que dans la gamme considérée, une interpolation linéaire des points caractérisés peut s'avérer suffisante à l'exploitation des résultats.

La détermination précise de la température du point chaud, situé, rappelons-le, en sortie de grille, reste en effet un objectif utopique. Comme explicité dans le paragraphe précédent, la génération d'impulsions, aussi courtes soient elles, implique l'apparition et la propagation d'un front de chaleur au sein de la structure. La méthode de coïncidence ne permet donc d'avoir qu'une estimation de la température moyenne effective dans une zone définie par la longueur de diffusion associée aux impulsions étalons. Dans le cas présent, la résolution pourra être considérée comme avoisinant les $1.5\mu\text{m}$ autour de la source de chaleur. L'ensemble de la méthode sera décrit, ultérieurement, dans le cas de composants de développements différents.

II.3.4.3.a. Cas d'un composant à faible développement

La figure II.29 représente un ensemble de réseaux de caractéristiques obtenus par mesures pulsées, où seule une température de socle se trouve paramétrée. Notons que le composant n'est guère polarisé en DC dans ce cas. ($V_{GS0}=0\text{V}$, $V_{DS0}=0\text{V}$).

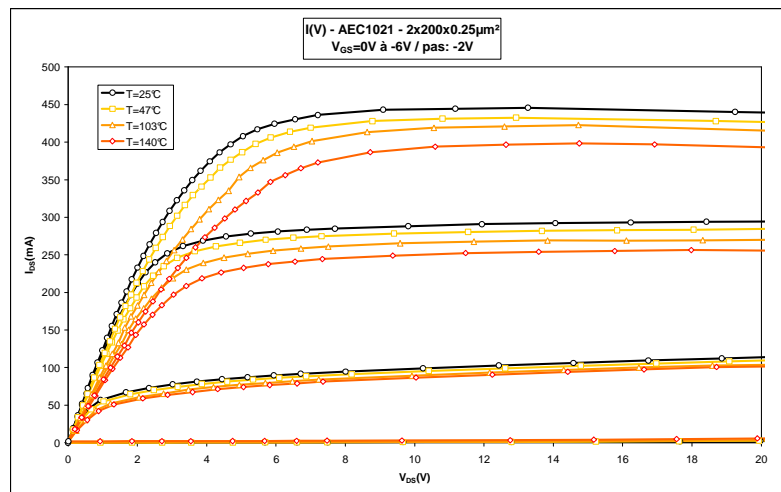


Figure II.29– Etude du réseau de caractéristique en fonction de la température.

Si l'on se place à une tension V_{DS} particulière, il est possible de tracer l'évolution du courant en fonction de la température de socle (la température est alors uniforme dans le composant). Il convient de souligner que la méthode exposée sera préférentiellement appliquée dans les conditions de saturation du composant ; de cette façon, les éventuelles imperfections imputables aux contacts ohmiques pourront être occultées. Comme évoqué dans le paragraphe précédent, la représentation obtenue décrit un comportement linéaire (figure II.30).

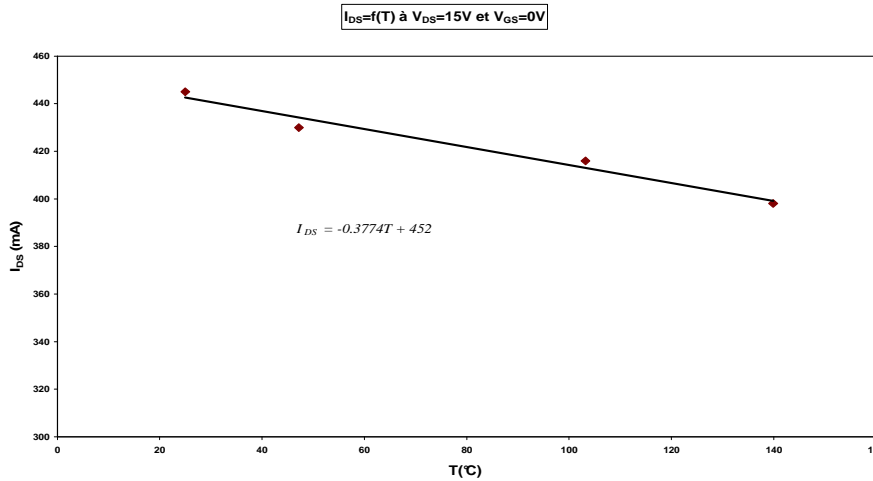


Figure II.30- Linéarisation de la caractéristique $I_{DS}=f(T)$

L'équation d'évolution ainsi obtenue permet d'associer, a priori, le courant circulant dans la structure à sa température de fonctionnement. Dans le cas présent, celle-ci s'exprime de la forme suivante :

$$I_{DS} = -0.3774 \times T + 452 \quad (\text{courant en mA})$$

La détermination de la température réelle de fonctionnement d'un composant procède ainsi de la connaissance de son courant de repos. Pour obtenir ce dernier, une caractérisation du composant en régime continu s'avère indispensable ; cette approche révèle néanmoins plusieurs points discutables :

- La mesure en régime continu tend à détériorer, sensiblement ou significativement les propriétés liminaires des transistors testés.
- Le stimulus continu peut, casuellement, fournir l'énergie nécessaire aux pièges (potentiellement présents au sein de la structure) à la capture ou la libération de leurs électrons ; les seuls effets thermiques ne sauront ainsi être identifiés.

Une alternative à la caractérisation s'impose donc. Celle-ci consiste en l'excitation « quasi-statique » de l'échantillon par des impulsions longues devant le temps d'établissement thermique, mais révélant le moins possible la présence des pièges. La figure II.31 représente les réseaux de caractéristiques d'un seul et même composant, obtenus en régime quasi-statique. Notons que pour cette étude, nous avons conservé un taux de remplissage constant et égal à 10 ; seule la durée de l'impulsion excitatrice a été paramétrée.

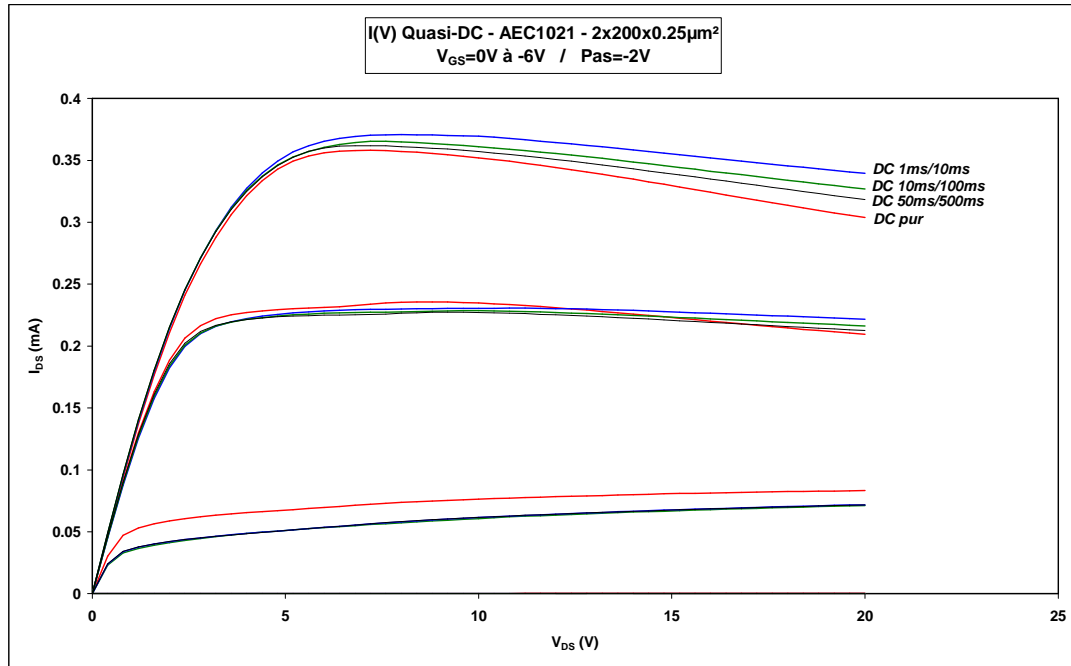


Figure II.31 – Démonstration de la contribution des pièges en régimes statique et quasi statique.

Dans chacun des cas, la durée de l'impulsion se trouve être bien supérieure à la constante de temps attribuée aux phénomènes thermiques. Les différences de niveaux entre les différentes caractéristiques relevées traduisent donc notablement la présence de pièges, de natures diverses, dans le composant. L'estimation du courant, effectuée par hypothèse en l'absence de tout effet autre que thermique, sera donc produite à partir des mesures quasi-statiques, la durée d'impulsion la plus favorable étant de 1ms.

A $V_{DS}=15V$ et à canal ouvert, on détermine un courant I_{DS} égal à 355mA. Ces valeurs définissent la puissance dissipée par le composant des suites de sa polarisation :

$$P_{Diss} = V_{DS} \times I_{DS} = 15 \times 0.355 \approx 5.3W$$

La valeur de ce courant étant reportée dans l'équation, il s'en suit l'indication concernant la température de fonctionnement associée au point de repos.

$$355 = -0.3774 \times T + 452 \Rightarrow T = 257^{\circ}C$$

En exécutant cette méthode pour chaque point situé en régime de saturation, il devient possible de tracer l'évolution de la température en fonction de la puissance dissipée (figure II.32). Notons que pour obtenir ces mêmes informations dans des gammes de puissances inférieures, il s'avère nécessaire d'effectuer l'étude non plus à canal ouvert, mais pour des tensions V_{GS} négatives.

La figure II.33 représente les résultats obtenus pour $V_{GS}=0V$ et $V_{GS}=-2V$.

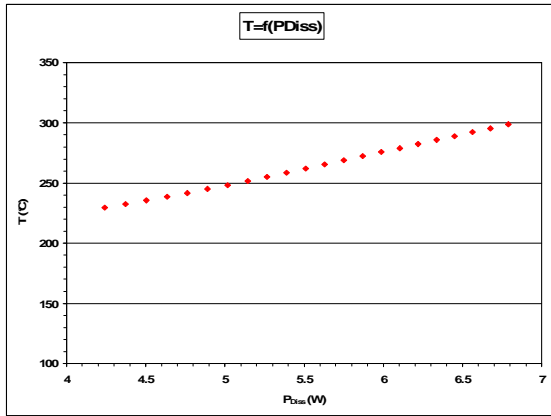


Figure II.32– Evolution du paramètre T en fonction de la puissance dissipée pour un composant AEC1024 $2 \times 200 \times 0.25 \mu\text{m}^2$

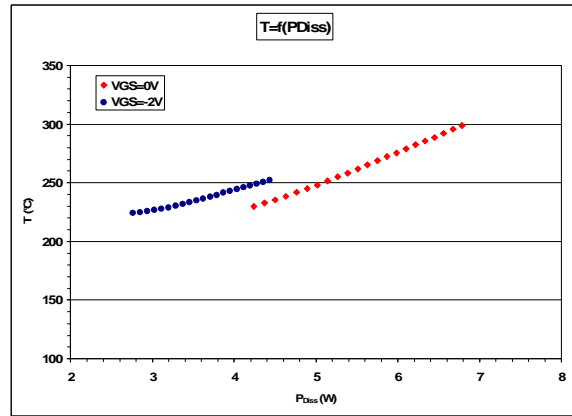


Figure II.33 – Généralisation de la figure II.31 pour une gamme de puissances plus large

Il surprend que les tracés obtenus ne se recouvrent point ; il existe en effet une zone de recouvrement pour laquelle deux températures différentes peuvent être associées à une seule et même puissance de fonctionnement. Cette caractéristique absurde résulte de la distribution des pièges actifs, propre à chaque tension de commande. L'intérêt principal des courbes obtenues réside dans l'exploitation de leurs pentes, cet effet parasite pourra être occulté.

La présence des pièges se traduit également par l'existence graphique d'une température résiduelle à puissance nulle. L'extrapolation des caractéristiques obtenues induit en effet l'apparition d'une ordonnée à l'origine différente de zéro. Cependant, les informations relatives aux pentes des fonctions interpolées restent cohérentes, donc exploitables.

Comme définie dans un paragraphe précédent, la résistance thermique peut se définir localement par la variation de température consécutive à une évolution de la puissance dissipée. A partir des graphiques disponibles ci-dessus, et par un simple opérateur « dérivée », il est possible de déterminer l'évolution de la résistance thermique en fonction de la puissance dissipée (figure II.34).

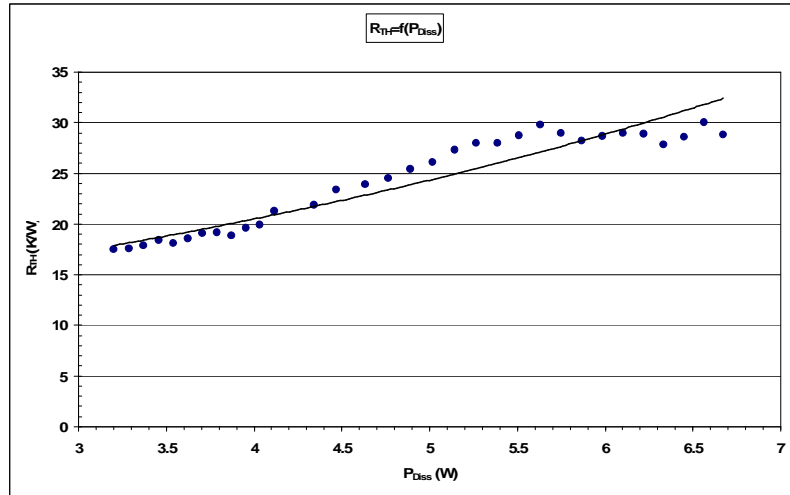


Figure II.34- Evolution de la résistance thermique en fonction de la puissance dissipée.
(composant AEC 1024 – $2 \times 200 \times 0.25 \mu m^2$)

Il est ainsi établi que la résistance thermique croît lorsque la puissance dissipée au sein du composant augmente. Dans le cas présent, sa valeur évolue de $18 K \cdot W^{-1}$ à $30 K \cdot W^{-1}$ dans la gamme de puissances considérée.

Il convient de rappeler que la méthode de mesures adoptée ne permet, de par la résolution des impulsions, que d'approcher la température d'une zone définie par le front de chaleur correspondant. La résistance thermique déduite se trouve être, par conséquent, celle définie en dehors du premier $1.47 \mu m$ de matière. Afin de prendre en considération l'influence de cette dimension dans la propagation des calories, il a été établi, par une série de simulations effectuées sous l'environnement ANSYS, au sein du laboratoire III-V Lab, qu'une contribution estimée à $11 K \cdot W^{-1}$ devait être ajoutée aux effets mesurés [13]. On parvient ainsi à évaluer, pour une puissance dissipée typique de $5 W$, une résistance thermique totale de $38 K \cdot W^{-1}$.

II.3.4.3.b. Cas d'un composant à grand développement

Dans l'objectif d'estimer les paramètres thermiques des transistors HEMTs AlGaN/GaN dans des conditions d'amplification de puissance, l'étude a été menée sur un composant de développement $12 \times 75 \times 0.25 \mu m^2$ sur substrat SiC. Il a en effet été démontré que les puces dénombrant 8 à 12 doigts de grille s'avéraient les plus efficaces pour les applications visées. La démarche se trouve être similaire à la précédente, à cela près que pour pallier les effets d'oscillations naissant dans le banc de mesures, une ligne à slug a préalablement été montée au plus près de la grille du composant. Ces phénomènes

oscillatoires destructeurs apparaissent aussi sûrement que le nombre de doigts de grille augmente. Les évolutions de la température et de la résistance thermiques sont, dans le cas présent, représentées figures II.35 et II.36.

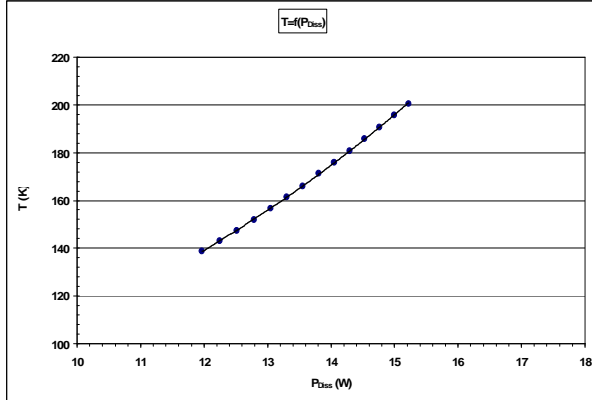


Figure II.35 – $T=f(P_{Diss})$ dans le cas d'un composant AEC1024 – $12 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}^2$

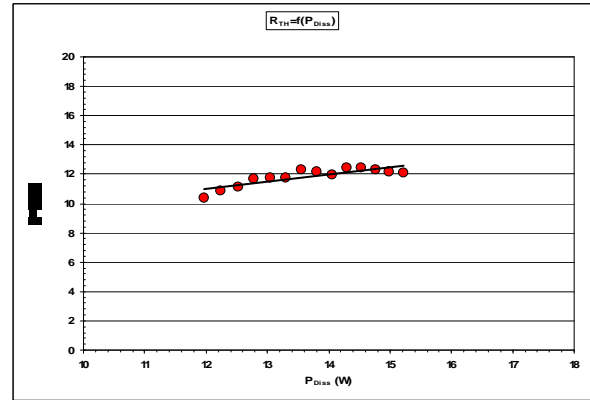


Figure II.36 – $R_{TH}=f(P_{Diss})$ dans le cas d'un composant AEC1024 – $12 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}^2$

Deux indications importantes ressortent de ces résultats :

- Par extrapolation, l'on s'aperçoit qu'à puissance équivalente, la température de fonctionnement du transistor à grand développement se révèle plus faible que dans le cas précédent ($2 \times 200 \times 0.25 \mu\text{m}^2$).
- La résistance thermique déduite (12K.W^{-1}) sera donc moins importante que celle relevée pour le composant à faible développement (29K.W^{-1}).

L'adjonction de la contribution du matériau contraint dans l'onde thermique nous amène à considérer la résistance thermique totale à :

$$12 \text{ K.W}^{-1} + 11 \text{ K.W}^{-1} = 23 \text{ K.W}^{-1}$$

La diminution de ce paramètre, consécutive à un accroissement du développement total du composant, s'explique par l'augmentation de la surface équivalente de répartition de la puissance dissipée. Notons qu'une étude, menée dans le cadre du laboratoire commun TIGER, a permis de mettre en évidence l'existence d'une loi d'échelle reliant « développement » et « résistance thermique » ; le passage des paramètres d'une topologie à l'autre s'effectuant grâce au rapport des carrés des développements (loi en $\sqrt{\frac{L_2}{L_1}}$). Cette relation s'avère probante dans le cas de composants à développements restreints ; l'écart avec la mesure apparaît d'autant plus important que la dimension des transistors augmente. Cet

effet peut être attribué au couplage thermique existant naturellement entre les différents doigts de grille.

II.4. CONCLUSION

Les études exposées dans ce chapitre démontrent les différents effets apportés par les traitements de passivations proposés. Si les conclusions à porter quant à leur influence sur les caractéristiques DC demeurent décevantes, il en est tout autre en régime dynamique. En effet, il a été établi que, pour la couche étudiée, la qualité du contact Schottky s'en trouve légèrement améliorée, aux dépens parfois du courant de grille en surface, consécutif à l'apposition du matériau de passivation. De nettes disparités apparaissent cependant quant aux résultats obtenus en régime CW ; ceux-ci ont démontré les qualités de la passivation SiO₂/Si₃N₄, laquelle minimise l'effondrement de la fréquence de transition consécutif au traitement de surface.

Dans l'optique de déterminer les performances de composants à grands développements, un banc de mesures DC-pulsé a spécifiquement été développé et amélioré au cours de ces travaux. Une application directe de ce système réside en la détermination de la résistance thermique des transistors par la méthode dite « de coïncidence ». Basée sur la comparaison des réseaux de caractéristiques obtenus en régime continu et pulsés pour plusieurs températures de socle, cette technique permet l'obtention du paramètre R_{TH}, dont l'estimation se trouve déterminante en vue de la conception de MMICs. Le résultat central de cette étude demeure la valeur de la résistance thermique (23K.W⁻¹) associée à un transistor AlGaN/GaN de 8x75x0.25μm² de développement total.

ANNEXE 1 - Instrumentation

Courant de grille - Problèmes rencontrés :

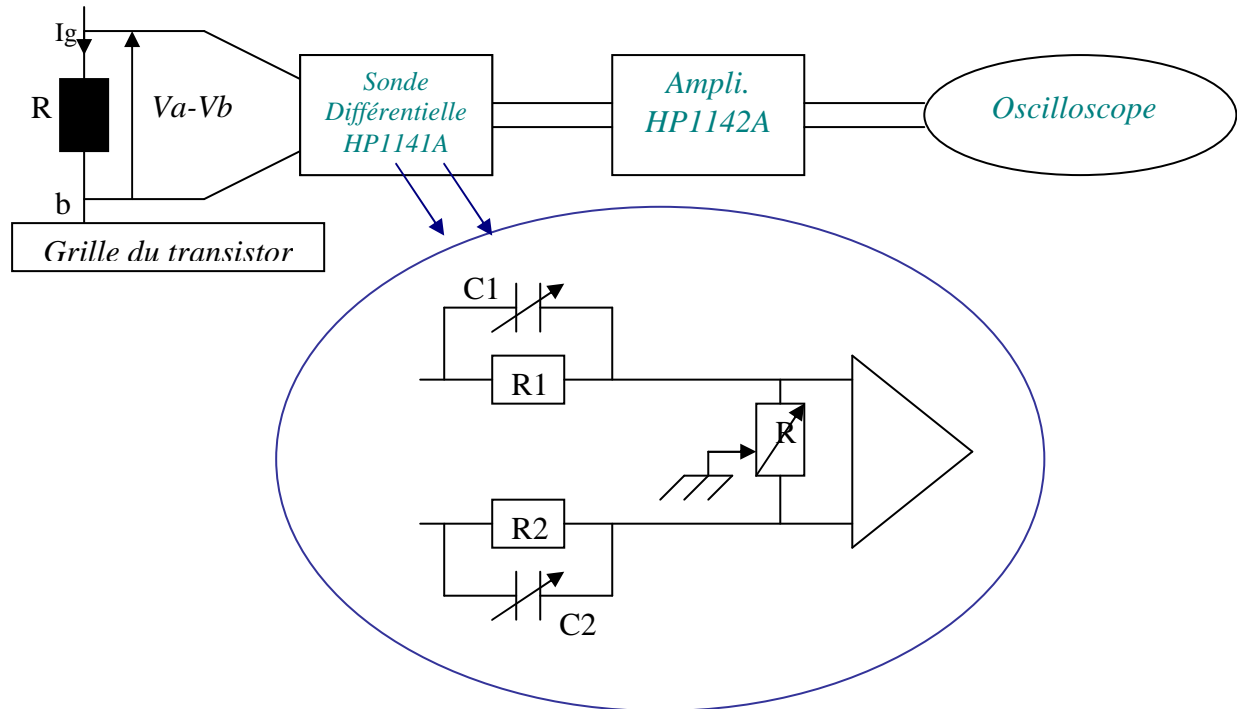


Figure A1.1 : Mesure du I_g - Synoptique

Il faut, pour un réglage précis, ajuster chacun des trois paramètres. Tandis que les deux vis latérales (condensateurs variables) permettent de régler indépendamment les atténuateurs compensés (et par là même les niveaux différentiels), la troisième (résistance) donne accès à un réglage du Gain en mode commun. C'est ce dernier paramètre, inhérent à tout système s'articulant autour d'un amplificateur différentiel, qui fut la source des nombreux problèmes rencontrés. L'interdépendance des trois réglages accroît le degré de difficulté de la prise de mesures.

Cela étant, afin d'obtenir une précision satisfaisante, une série de résistances de références fut utilisée et une comparaison directe entre « courant mesuré » et courant réel déduit de la loi d'Ohm rendit possible la détermination d'une première expression, soit d'un premier modèle de correction. En effet, quelque soit le réglage opéré sur la sonde (qu'il s'agisse du calibrage « usine » ou d'un ajustement manuel), les courants fournis par la mesure ne se révèlent justes que dans une gamme restreinte de tension / courant.

On constate qu'en plus d'une différence sensible de pente (écart qui s'accroît pour des valeurs faibles de courants), apparaît un effet de saturation pour des tensions V_{GS} trop importantes.

On étalonne ainsi la sonde en réalisant des mesures pour différentes valeurs de résistances de calibrage. Les valeurs choisies permettront la généralisation d'un modèle de correction sur une très large plage de courant ; ces valeurs sont :

50Ω , 82Ω , 100Ω , 220Ω , 470Ω , $1,2K\Omega$, $1,8K\Omega$, $2,7K\Omega$, $4,7K\Omega$, $10K\Omega$, $22K\Omega$, $36K\Omega$, $42K\Omega$, $50K\Omega$, $100K\Omega$, $330K\Omega$, $500K\Omega$, $1M\Omega$.

Soit une série permettant la mise en œuvre d'un modèle de correction sans extrapolation abusive dans la gamme de courants susceptibles d'être mesurés.

Une relation linéaire entre grandeurs vraie et mesure s'établit :

$$I_{vrai} = (I_{mes}/V_{gs} + 17,618) * V_{gs}/0,99355$$

Ainsi, on observe que l'expression déduite n'est fonction que des deux variables indépendantes que sont la tension V_{gs} et le courant mesuré I_{mes} .

Cependant, une nouvelle série de mesures mit en exergue l'effet non plus de la tension d'impulsion V_{gs} mais celui de la polarisation, soit V_{gs0} . Après un nouveau réglage fin de la sonde (modèle 1141A avec module de puissance 1142A de chez Agilent Technologies), une nouvelle tentative de modélisation dudit appareil de mesures fut menée. De ces expériences découle un nouveau modèle quantifiant au plus juste le comportement de la sonde de courant de grille :

$$I_{vrai} = 1,0168 * (I_{mes} - 101,48157 * V_{gs0}) + 4,2731 * V_{gs}$$

Comme cela se remarque sur le modèle mathématique, il est à présent nécessaire de prendre en compte le paramètre V_{gs0} , définissant l'état de polarisation de la grille du transistor. Aussi, son influence n'est pas des moindres, il suffit de constater l'importance du coefficient qui lui est attribué (ordre 100) pour s'en convaincre. Ainsi, la tension V_{gs0} fait partie intégrante de la nouvelle modélisation et permet en quelque sorte de ramener toutes les mesures au voisinage du $0\mu A$ (en effet, les précédents résultats affichaient des courants de grilles s'étalant de $0\mu A$ à $-900\mu A$). On notera finalement que malgré la multitude de mesures ayant été réalisées, subsiste un léger offset positif. Tous les problèmes rencontrés portent à croire que le matériel

s'avère extrêmement sensible à toute modification de son environnement. Finalement, et ce malgré le blindage qui entoure la sonde, on remarque parfois la présence de fluctuations dues aux rayonnements des différentes parties du banc (bobine, câbles coaxiaux...).

L'ensemble des problèmes rencontrés et la non reproductibilité des mesures conduit à une incessante mise à jour du modèle analytique de correction. Ce dernier s'effectuant par étalonnage sur une série conséquente de résistances d'étalonnage, le temps associé à cette procédure devient excessivement long, voire rédhibitoire. Une solution évidente s'est proposée en envisageant l'achat d'une sonde différentielle active, alliant une sensibilité suffisante à une stabilité éprouvée.

Associée aux autres éléments du banc de mesures, ce matériel pourra s'avérer fort utile dans l'optique de caractériser les processus de détérioration des composants testés, à commencer par l'analyse de la cloche d'ionisation, dont l'étude sur le GaN se trouverait être une avancée indéniable.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [2] W. S. Tan et al., "Surface Leakage Currents in SiNx Passivated AlGaIn/GaN HFETs", IEEE Electron Device Letters, Vol. 27, No. 1, janvier 2006 1
- [3] C. Poblenz, "Effect of carbon doping on buffer leakage in AlGaIn/GaN high electron mobility transistors", J. Vac. Sci. Technol. B, juin 2004
- [4] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [5] E. Morvan, B. Grimbert, V. Hoel, N. Caillas, M.A. Di Forte Poisson, C. Dua, R. Aubry, D. Ducatteau, E. Delos, J.C. De Jaeger and S.L. Delage, "TIGER AlGaIn/GaN HEMT technology" GAAS 2004, Amsterdam, Oct. 2004.
- [6] J. Bernat, "Effect of surface passivation on performance of AlGaIn/GaN/Si HEMTs", Solid-State Electronics Vol 47 (2003), pp 2097–2103
- [7] D.J. Chen, "Temperature dependence of strain in Al_{0,22}Ga_{0,78}In/GaN heterostructures with and without Si₃N₄ passivation", Thin Solid Films Vol 515 (2007) pp 4384–4386
- [8] D.Ducatteau et al., "Influence of passivation on High-Power AlGaIn/GaN HEMT devices at 10GHz." 12th GAAS Symposium - Amsterdam, 2004
- [9] Y. Ohno, "Effects of surface passivation on breakdown of AlGaIn/GaN high-electron-mobility transistors", Applied Physics Letters, Mars 2004, Volume 84, Issue 12, pp. 2184-2186
- [10] S. Touati, "Conception, réalisation et caractérisation de composants de puissance de la filière Nitrure", Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2007
- [11] Jan Kuzmík, "Transient Thermal Characterization of AlGaIn/GaN HEMTs Grown on Silicon", IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 52, No. 8, Août 2005
- [12] M. Werquin, "Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences" Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2005
- [13] R. Aubry, "Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGaIn/GaN pour application de puissance hyperfréquence" Thèse de Doctorat, Université de Lille, Juil. 2004

CHAPITRE III -

MODELISATION DES HEMTs DE PUISSANCE AlGaN/GaN

3

Modélisation des HEMTs de puissance AlGaN/GaN

- SOMMAIRE -

III.1. INTRODUCTION.....	119
III.2. SCHEMA EQUIVALENT EN REGIME LINEAIRE.....	120
III.2.1. Partie extrinsèque.....	120
III.2.2. Partie intrinsèque.....	121
III.3. PROCEDURE D'EXTRACTION DES ELEMENTS D'ACCES.....	122
III.3.1. Extraction des éléments d'accès.....	122
III.4. BANC DE MESURES S-PULSE.....	128
III.5. MODELISATION DES CAPACITES INTRINSEQUES.....	130
III.5.1. Modélisation empirique ou phénoménologique.....	131
III.5.2. Modélisation physique.....	132
III.5.3. Modélisation pseudo-empirique bivariées - Problématique.....	134
III.5.4. Modèle conservatif de Chisholm - Scheinberg.....	137
III.5.5. Modèles empiriques indépendants.....	139
III.6. MODELISATION DU GENERATEUR DE COURANT.....	140
III.6.1. Problématique.....	140
III.6.2. Modèle empirique du générateur de courant.....	142
III.6.3. Éléments de modélisation physique du générateur de courant.....	146
III.7. IMPLEMENTATION DU MODELE EN ENVIRONNEMENT CAO.....	151
III.7.1. Optimisation des éléments d'accès.....	152
III.7.2. Implémentation du circuit équivalent non linéaire.....	156
III.8. CONCLUSION.....	161
ANNEXE 1 : Formules de passages.....	162
ANNEXE 2 : Extraction des éléments intrinsèques.....	163
ANNEXE 3 : La calibration.....	166
ANNEXE 4 : La cellule hybride.....	173
BIBLIOGRAPHIE.....	174

III.1. INTRODUCTION

Ce chapitre décrit, dans sa globalité, la procédure adoptée en vue de la modélisation non linéaire des composants de puissance de la famille AlGaN/GaN. Si, dans un premier temps, le sujet s'articule autour de l'extraction du schéma équivalent en régime « petit signal », nous expliciterons ensuite les méthodologies ayant permis l'intégration des non linéarités.

Seront ainsi vus, consécutivement, les aspects linéaires et non linéaires de la modélisation de composants. Rappelons, à ce titre, que les principales sources de non linéarités résident en les capacités intrinsèques ainsi qu'en la transconductance. Des études ciblées seront ainsi menées pour en déterminer les influences sur le modèle complet.

Il convient d'ajouter que l'ensemble de ces procédures a été spécifiquement implémenté sous l'environnement de C.A.O. ADS. Ce dernier logiciel aura, en effet, à la fois permis l'optimisation du schéma équivalent linéaire, ainsi que l'ensemble des simulations relatives au fonctionnement grand-signal ; ces diverses opérations seront évidemment décrites dans les lignes suivantes.

III.2. SCHEMA EQUIVALENT EN REGIME LINEAIRE

La description et l'interprétation des phénomènes caractéristiques par un schéma équivalent aux éléments localisés présentent une utilité certaine : chacune des zones physiques du composant est ainsi associée à un élément discret, issu des grandeurs électriques mesurées, et dont l'intégration sur une large gamme de tensions conduit à l'implémentation du schéma non linéaire.

Comme évoqué ci-dessus, les propriétés physiques des composants concernés définissent directement la constitution et la topologie du schéma équivalent linéaire. A ce titre, le modèle en Π de Giacoletto [1] représente une assise éprouvée dans la description des effets propres aux transistors. Adapté aux composants à effet de champ, le schéma équivalent peut-être décrit par la figure III.1.

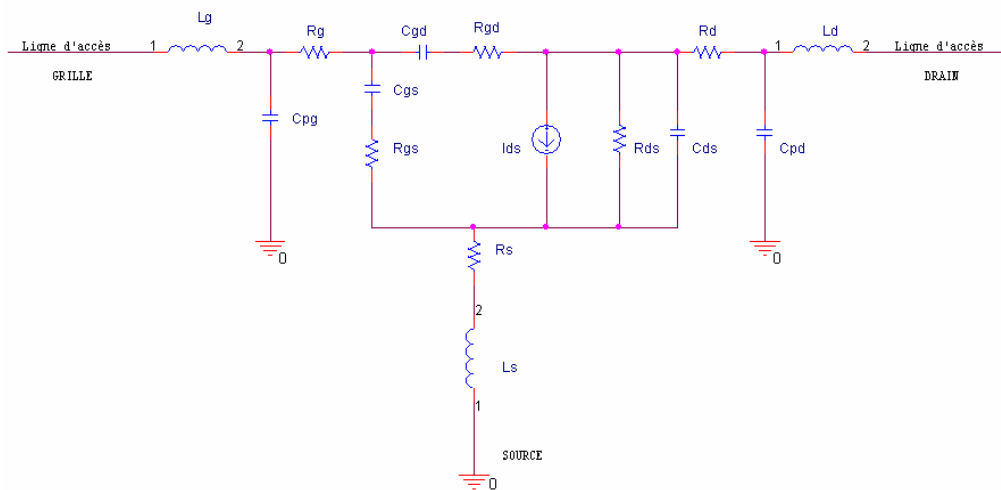


Figure III.1 : Schéma équivalent petit signal d'un transistor FET

Chacun des éléments ici présenté se définit donc par une fonction propre dans la structure du composant.

III.2.1. Partie extrinsèque

L_g , R_g et C_{pg} se réfèrent au modèle linéique d'un tronçon de ligne microruban. Les effets selfiques et résistifs décrivent ainsi les phénomènes observés le long de la direction de propagation ; l'effet capacitif modélise le couplage existant entre la ligne d'accès et le plan de masse inférieur.

De la même manière, concernant les accès de drain et de source, les quantités L_d , C_{pd} et L_s représentent typiquement les effets observables dans les phénomènes de propagation. La

seule différence notable avec l'accès de grille réside en l'interprétation des effets résistifs. Si R_g se réfère à des effets de pertes de ligne, R_s et R_d modélisent en grande partie la qualité des contacts ohmiques et des zones d'accès. Rappelons que ces derniers sont obtenus par diffusion d'un complexe Ti/Al/Ni/Au au sein du matériau ; la qualité du contact détermine directement les valeurs des résistances R_s et R_d . Il peut être utile de souligner que, par des considérations topologiques, le rapport R_d/R_s sera nécessairement positif et typiquement compris entre 1,5 et 3.

III.2.2. Partie intrinsèque

Les associations séries $C_{gs}+R_{gs}$ et $C_{gd}+R_{gd}$ modélisent le comportement dynamique du contact Schottky de grille. Les éléments concernés s'avèrent ainsi grandement représentatifs des qualités des gravures, des dépôts, mais également des caractéristiques cristallines et structurales des couches étudiées. Notons que par le principe même du transistor à hétérojonction, la présence d'une densité de porteurs très élevée dans le gaz bidimensionnel conduit à des valeurs de résistances séries relativement faibles.

Le transport électronique au sein du canal, représenté par les éléments localisés entre la source et le drain, peut être assimilé à un générateur de courant réel I_{ds} , dont la conductance de sortie, en régime de fonctionnement, peut s'identifier à la quantité $1/R_{ds}$. L'expression de la commande, représentative des effets sur le courant drain – source de l'application d'une tension de grille, peut s'exprimer comme suit :

$$I_{ds} = g_m e^{-j\omega\tau} V_{gsint}$$

Où g_m est la transconductance du dispositif, élément fondamental du processus d'amplification, ω la pulsation de la tension de commande intrinsèque V_{gsint} (prise aux bornes de C_{gs}) et τ le temps de réponse du composant, associé au retard existant entre la commande et ses effets sur le canal.

La capacité C_{ds} placée directement entre les contacts ohmiques de source et de drain permet la prise en compte d'éventuels courants de déplacements, pouvant prendre naissance à même le canal ou dans le matériau volumique.

Soulignons que si la topologie adoptée permet intuitivement de modéliser le comportement d'un transistor HEMT typique, celle-ci ne se trouve guère en mesure d'expliquer l'ensemble des effets observables dans un composant. Une adjonction d'éléments localisés permet, dans certains cas, de caractériser certaines imperfections inhérentes, par

exemple au niveau du contact Schottky (effet tunnel ou fuites résistives), mais l'augmentation du nombre de variables tend à compliquer la résolution du système d'équations. La procédure de diagonalisation devient, dans ce cas, obsolète, et le recours à des formes itératives d'optimisations s'avère nécessaire.

Il est important de rappeler que cette forme de schéma équivalent ne se trouve en aucun cas justifiée pour des structures singulières, présentant des défauts technologiques. L'apparition d'un point d'inflexion dans la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ invalide ainsi la représentation ohmique des contacts de drain et de source. Le dimensionnement des lignes d'accès se trouve être un autre point fondamental dans la caractérisation des transistors en hyperfréquences. Enfin, la modélisation de composants de la filière nitrure implique la prise en compte des effets de pièges, rendue possible si et seulement si le schéma équivalent complet subit quelques modifications d'ordre phénoménologiques, et dont l'implémentation peut être consultée dans [2]. Cependant, dans le cas où un modèle est établi autour d'un point de repos précis, le recours à des mesures en régime S-pulsé permet de contourner ces difficultés.

III.3. PROCEDURE D'EXTRACTION DES ELEMENTS D'ACCES

III.3.1. Extraction des éléments d'accès

L'extraction des éléments d'accès ou extrinsèques procède du principe de mesures dit à FET froid. Cette méthode, très couramment employée, consiste en la détermination successive des éléments séries (R, L) puis parallèles (C), possible par l'application de polarisations spécifiques. Si nombre de travaux relatent différentes techniques d'optimisation de la procédure d'extraction [3][4], le travail suivant présente la méthode utilisée au laboratoire [5].

La dynamique propre à la caractérisation en régime microondes permanent (ou CW) en fait un outil idéal pour cette étude ; l'implication des phénomènes thermiques et des états de pièges nécessite néanmoins le recours aux paramètres hyperfréquences pulsés.

Si les capacités de plots (C_{pg} , C_{pd}) et les éléments inductifs (L_g , L_d et L_s) ne varient qu'en termes très restreints relativement à l'échauffement du composant, la nature des résistances R_s et R_d nous amène à l'observation opposée.

Notons à présent que la résistance métallique de grille sera également considérée comme indépendante du point de polarisation.

La figure III.2 présente, à titre expérimental, les variations des résistances de source et de drain en fonction de la polarisation choisie. Notons que les mesures se réfèrent à des

composants HEMTs AlGaN/GaN de développement $2 \times 150 \times 0.3 \mu\text{m}^2$, issus de la plaque A644 (CRHEA) dont la croissance a été assurée sur un substrat Si[111].

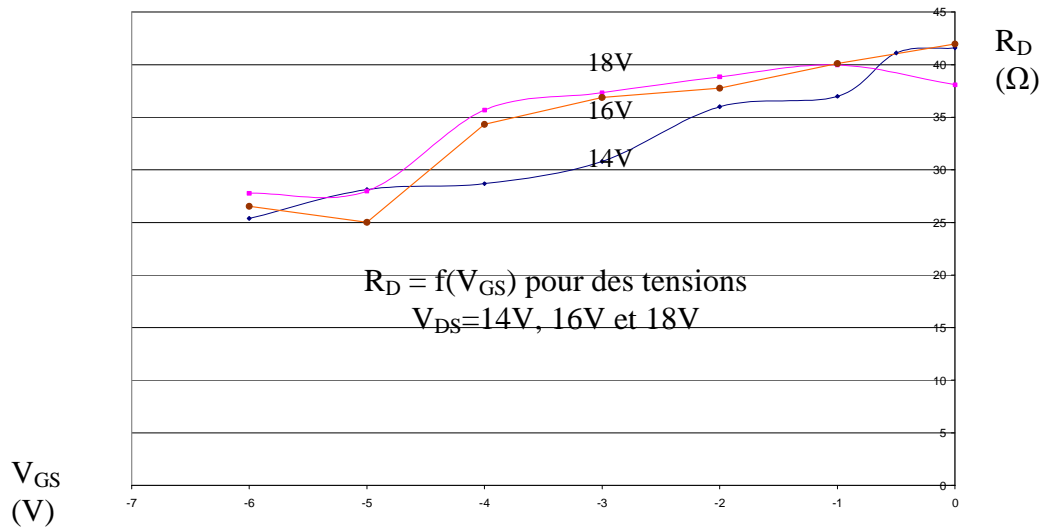


Figure III.2 : Evolution de la résistance de drain en fonction de la tension V_{GS}

On remarque ainsi qu'une détermination des résistances ne peut s'effectuer par la technique classique du FET froid ; l'évolution des quantités s'avère conséquente et ne peut en aucun cas être négligée. Dans un cas général, la procédure à adopter en vue de l'extraction des paramètres extrinsèques peut s'effectuer comme suit :

Soit un transistor dont on souhaite connaître la valeurs des éléments d'accès à $V_{gs}=V_{gs0}$ et $V_{ds}=V_{ds0}$. La première série de manipulations consiste en l'application directe de la technique Cold-Fet [6] :

- En mode CW, polariser le composant à $V_{ds}=0V$ et idéalement $V_{gs}>V_b$.

Rappelons que dans le formalisme, V_b se réfère à la tension de mise en direct des diodes grille-source et grille-drain. Dans le cas où le potentiel de grille s'avère suffisant, on peut exprimer alors la matrice impédance du système sous la forme :

$$Z_{11} = R_s + R_g + \frac{R_c}{3} + \frac{\eta kT}{qI_g} + j\omega(L_s + L_g)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = R_s + \frac{R_c}{2} + j\omega L_s$$

$$Z_{22} = R_s + R_d + R_c + j\omega(L_s + L_d)$$

Où l'on définit R_c comme la résistance équivalente du canal sous la grille, soit :

$$R_c = R_{\square} L_g / W \quad \text{et} \quad R_{\square} = (q N_s \mu)^{-1}$$

Avec R_{\square} la résistance par carré de la couche, W le développement géométrique total, N_s la densité surfacique moyenne, μ la mobilité des porteurs majoritaires et L_g la longueur de grille.

Notons dès à présent que cette méthode ne s'avère guère rigoureuse quant à la détermination des résistances d'accès ; en effet celles-ci se trouvent fortement tributaires des conditions thermiques du composant, soit de son point de polarisation. Or, le régime FET froid, conditionné par la technique CW, ne permet aucune prise en compte de ces phénomènes (les éléments résistifs seront tout autres à $V_{ds}=0V$ et $V_{gs}>V_b$ qu'à $V_{gs}=V_{gs0}$ et $V_{ds}=V_{ds0}$).

De la connaissance de la matrice $[Z]$ du dispositif, on déduit la valeur des éléments inductifs propres aux accès :

$$\begin{aligned} L_s &= -\frac{\Im(Z_{12})}{\omega} \\ L_g &= \frac{\Im(Z_{11}) - \Im(Z_{12})}{\omega} \\ L_d &= \frac{\Im(Z_{22}) - \Im(Z_{12})}{\omega} \end{aligned}$$

➤ En mode pulsé, le composant étant polarisé dans les conditions de fonctionnement souhaitées ($V_{gs}=V_{gs0}$ et $V_{ds}=V_{ds0}$), l'objectif sera d'approcher le point instantané défini dans le paragraphe précédent ($V_{ds}=0V$ et $V_{gs}>V_b$). L'impulsion, ainsi définie autour du point de polarisation, pourra ainsi placée en régime de FET froid. Les paramètres S pulsés obtenus permettent, après traitement numérique, de définir une matrice impédance en tout point semblable à la précédente ; les valeurs des éléments résistifs s'expriment ainsi sous la forme :

$$\begin{aligned} R_s &= \Re(Z_{12}) - \frac{R_c}{2} \\ R_g &= \Re(Z_{11}) - \Re(Z_{12}) + \frac{R_c}{6} \\ R_d &= \Re(Z_{22}) - \Re(Z_{12}) - \frac{R_c}{2} \end{aligned}$$

(la définition du terme R_c est précisée ci-dessus)

➤ En mode CW, polariser le composant à $V_{ds}=0V$ et $V_{gs}<V_p$.

Dans de telles conditions, le transistor peut être assimilé à un quadripôle passif réciproque ; les éléments g_m et g_d s'avèrent en effet négligeables. De même, les effets inductifs

et résistifs résiduels imputables aux éléments d'accès sont fortement masqués par la contribution des capacités (notons que les selfs d'accès se doivent d'être défalquées avant d'entreprendre l'extraction des capacités de plots). Le schéma équivalent présenté par le transistor est, dans le cas présent :

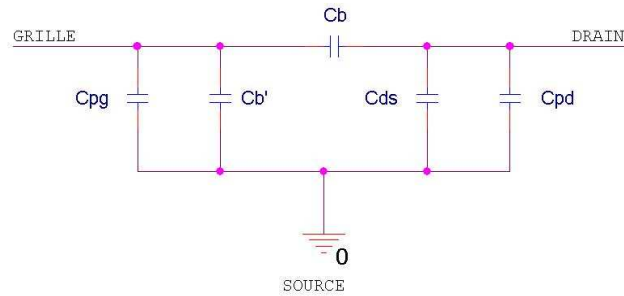


Figure III.3 : Schéma équivalent résultant des conditions $V_{ds}=0V$ et $V_{gs}<V_p$

L'expression des paramètres de la matrice admittance amène au système suivant :

$$\begin{aligned} Y_{11} &= j\omega(C_{pg} + C_b + C_{b'}) \\ Y_{12} &= -j\omega C_b = Y_{21} \\ Y_{22} &= j\omega(C_{pd} + C_b + C_{ds}) \end{aligned}$$

Moyennant l'approximation $C_b=C_b'$, condition vérifiée pour des topologies de grilles centrées et une zone de charges d'espace symétrique, on arrive à :

$$\begin{aligned} Y_{11} &= j\omega(C_{pg} + 2C_b) \\ Y_{12} &= -j\omega C_b = Y_{21} \\ Y_{22} &= j\omega(C_{pd} + C_b) \end{aligned}$$

Il s'ensuit que les expressions des quantités recherchées prennent pour formes :

$$\begin{aligned} C_b &= -\frac{\Im(Y_{12})}{\omega} \\ C_{pd} &= \frac{\Im(Y_{22}) + \Im(Y_{12})}{\omega} \\ C_{pg} &= \frac{\Im(Y_{11}) + 2\Im(Y_{12})}{\omega} \end{aligned}$$

L'ensemble des paramètres extrinsèques obtenus peut en l'occurrence être représenté en fonction de la fréquence ; leurs évolutions figurent sur les graphiques III.4 à III.8. Notons que le composant ici mesuré se trouve être un transistor de topologie $8 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}^2$, extrait de la plaque AEC1157.

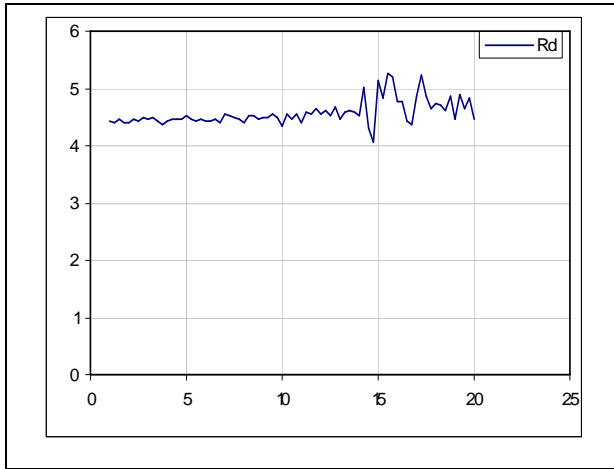


Figure III.4 :Evolution fréquentielle du paramètre R_d

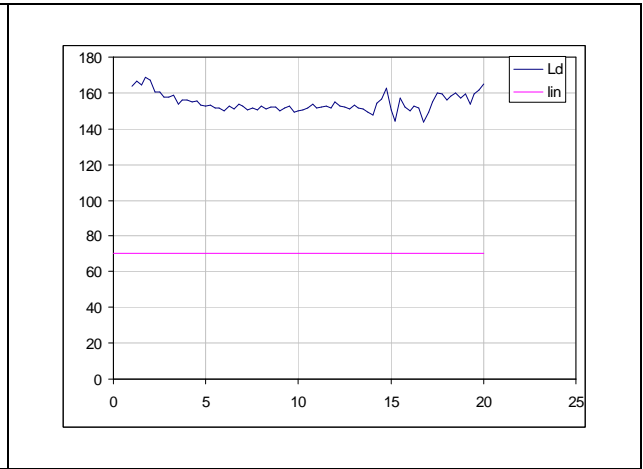


Figure III.5 :Evolution fréquentielle du paramètre L_d

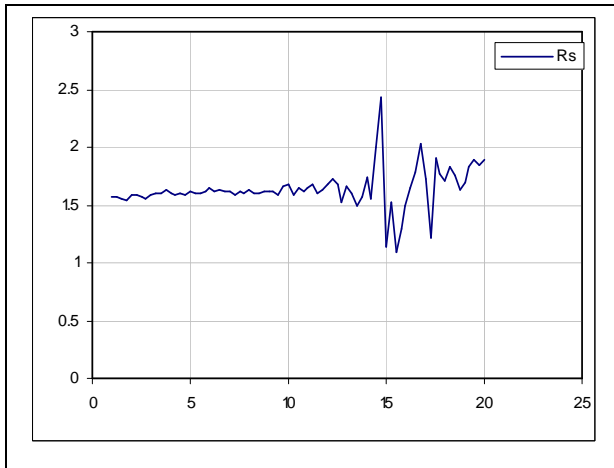


Figure III.6 :Evolution fréquentielle du paramètre R_s

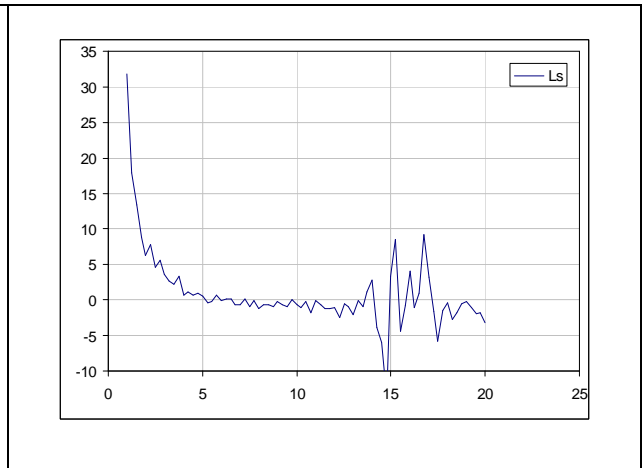


Figure III.7 :Evolution fréquentielle du paramètre L_s

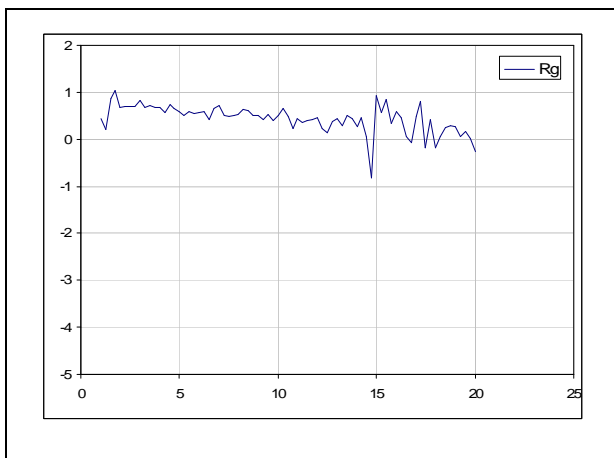


Figure III.8 :Evolution fréquentielle du paramètre R_g

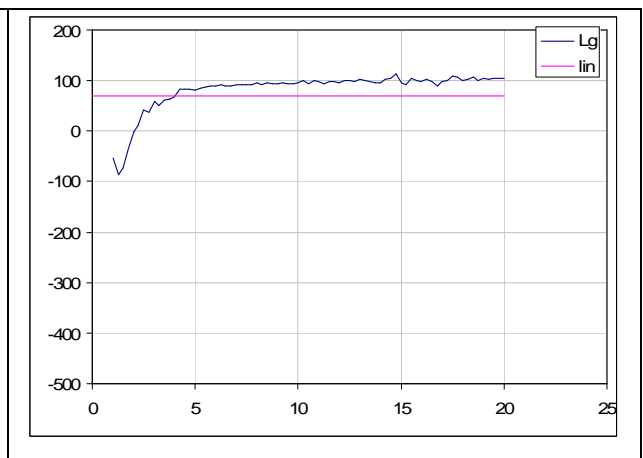


Figure III.9 :Evolution fréquentielle du paramètre L_g

La procédure d'extraction ici adoptée permet la représentation des éléments d'accès de manière relativement stabilisée en fonction de la fréquence; ceci témoigne de la validité des schémas équivalents associés aux topologies d'accès choisies. Il est parfois constaté une évolution en $1/\omega$, remarquable en régime de basses fréquences. Cet effet peut être attribué à :

- La présence d'une capacité résiduelle de grille (série), consécutive à une mise en direct partielle des diodes grille-drain et grille-source. Dans ce cas, seuls les éléments d'accès relatifs à la commande présenteront une évolution atypique. Cet effet peut être aisément corrigé par la prise en compte, durant la procédure de deembedding, de cette influence capacitive supplémentaire. Les équations relatives à ces phénomènes parasites deviennent :

$$R_g = \Re(Z_{11}) - \Re(Z_{12}) + \frac{R_c}{6} - \frac{\eta k T \cdot q I_g}{1 + (\eta k T \cdot q I_g \times \omega C_g)^2}$$

$$L_g = \frac{\Im(Z_{11}) - \Im(Z_{12})}{\omega} + \frac{C_g}{(\omega C_g)^2 + \frac{1}{(\eta k T \cdot q I_g)^2}}$$

avec I_g le courant direct collecté au niveau de la grille, C_g une estimation de la capacité résiduelle et η le coefficient d'idéalité de la jonction Schottky.

- Un effet capacitif série observable sur chacune des impédances réactives, qu'il est possible de solutionner par une transformation de schéma en Π (permettant une modélisation aisée de l'effet série) vers un schéma en T (inhérent à la topologie utilisée). Cette technique, éprouvée au laboratoire permet d'obtenir d'excellents résultats dès lors que la détermination classique s'avère parasitée par divers effets perturbants. Les calculs associés à cette technique de modélisation sont détaillés dans [7].

Il peut parfois être observé un phénomène dit « de rebonds » sur les caractéristiques fréquentielles des éléments d'accès du transistor. La régularité et la répétitivité de ces effets mènent à la déduction d'une défaillance dans les standards de calibration. De fait, ils ne pourront être corrigés par simple adjonction d'éléments localisés supplémentaires. Dans le cas où ces perturbations deviennent astreignantes dans la quantification des paramètres recherchés, une nouvelle procédure de calibration s'impose.

III.4. BANC DE MESURES S-PULSE

La figure III.10 présente, à titre récapitulatif, un schéma synoptique complet de la station de mesures en régime pulsé hyperfréquences.

Le banc de mesures dont il est ici question a été développé au laboratoire par Mrs Gaquière, Laffont et Werquin. Il s'articule autour d'une station sous pointes, bien que cela reste possible d'effectuer des mesures de composants montés en boîtiers.

La polarisation des transistors est assurée par la présence de deux téts spécifiquement dédiés, et associés à deux générateurs d'impulsions : l'un, un Agilent 8110A, étant relié à la grille ; le second, un Agilent 8114A au drain. Cette configuration s'avère la plus judicieuse dans le cadre de campagne de mesures concernant des composants à grand gap, et à développements conséquents. Notons que les impulsions délivrées peuvent être définies par une durée inférieure à 100ns, le taux de répétition associé pouvant varier de $10^{-5}\%$ à 50%.

La synchronisation des différents appareils est, quant à elle, assurée par le générateur d'impulsions 360 PSG ; ce module communique à la fois avec l'oscilloscope, les générateurs Agilent, le synthétiseur de signal ainsi qu'avec le module de tests.

L'oscilloscope appartient à la famille Tektronix TDS ; le TDS640A offre ainsi la possibilité de mesurer des signaux répartis sur 4 voies. Les données « constructeur » stipulent une bande passante de 500 MHz, une fréquence d'échantillonnage de 2Gech/s, ces derniers étant codés sur 8 bits.

Les tensions de grille et de drain sont relevées par des sondes P6139A ; la mesure du courant est, quant à elle, effectuée par une sonde à effet Hall à laquelle s'associe le module d'amplification Tektronix AM5030 .

Soulignons que ce banc s'avère entièrement automatisé, le pilotage étant assuré sous environnement Labview.

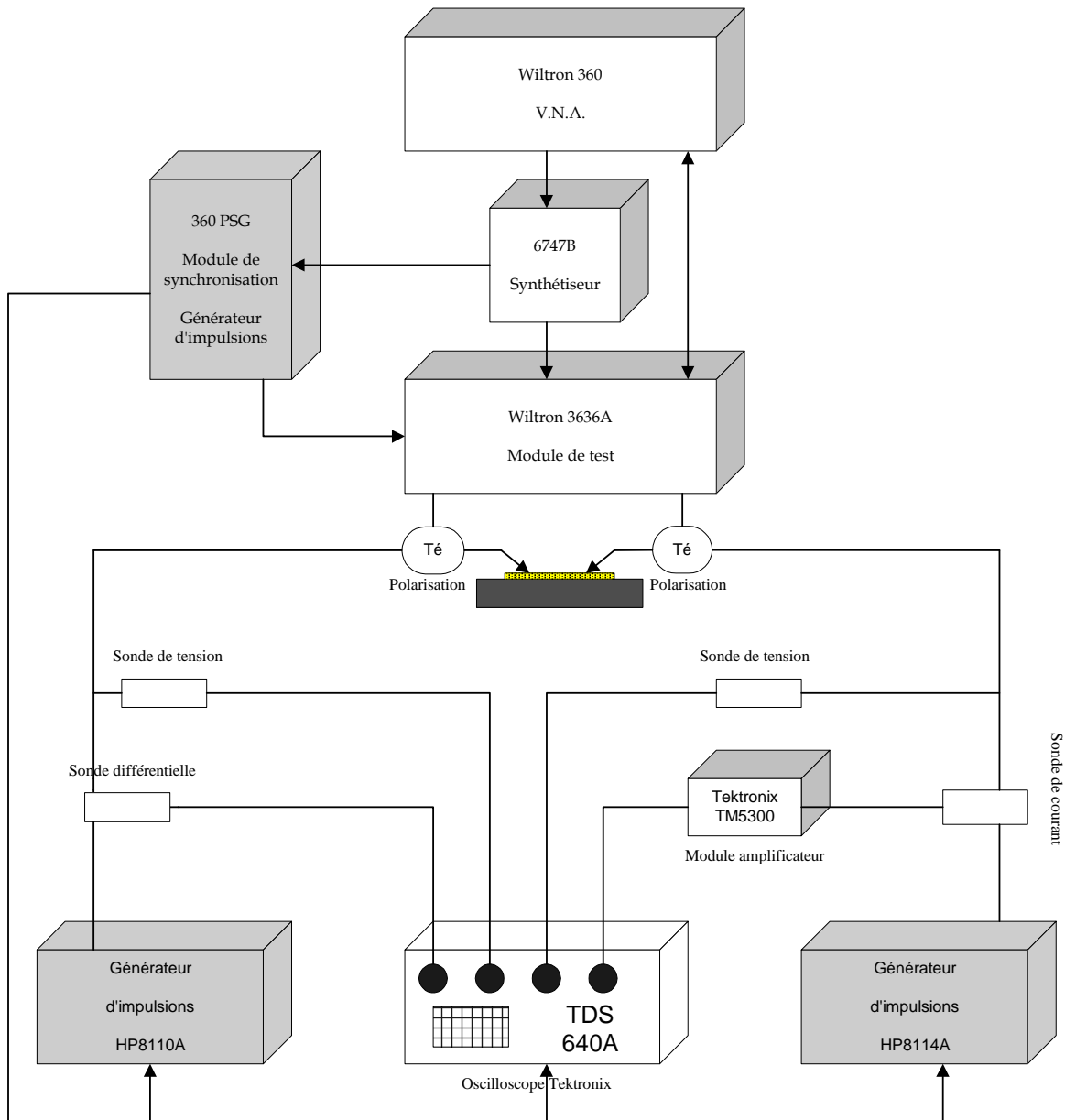


Figure III.10 : Schéma synoptique du banc de mesures S-pulsé

Le banc de mesures ainsi présenté permettra l'extraction rigoureuse de l'ensemble des éléments du schéma équivalent linéaire ; il reste néanmoins que pour protéger l'environnement matériel du dispositif testé, une régulation suivant le puissance maximale délivrée par le composant s'impose. Est ainsi définie une limitation isopuissance qui, dans certains cas, limite la représentation de l'ensemble du réseau de caractéristiques d'un transistor.

L'analyseur de réseau doit également faire l'objet d'un ensemble de précautions relatives aux gains importants développés par nos composants ; la présence d'un atténuateur

série placée sur chacun des ports s'impose ici, bien que cela soit néfaste à la qualité dynamique du dispositif de mesures.

La figure III.11 présente la caractéristique courant – tension observée pour le même transistor HEMT AlGaN/GaN de la plaque AEC1157. Il est défini par un développement total de 0.6 mm (8 doigts de 75 μm), la longueur de grille se trouvant égale à 0.25 μm .

Le réseau est obtenu sur une plage de tension V_{DS} variant de 0V à 30V ; la tension de commande fluctue, quant à elle, de 0V à -6V (pincement du composant) par pas de -1V.

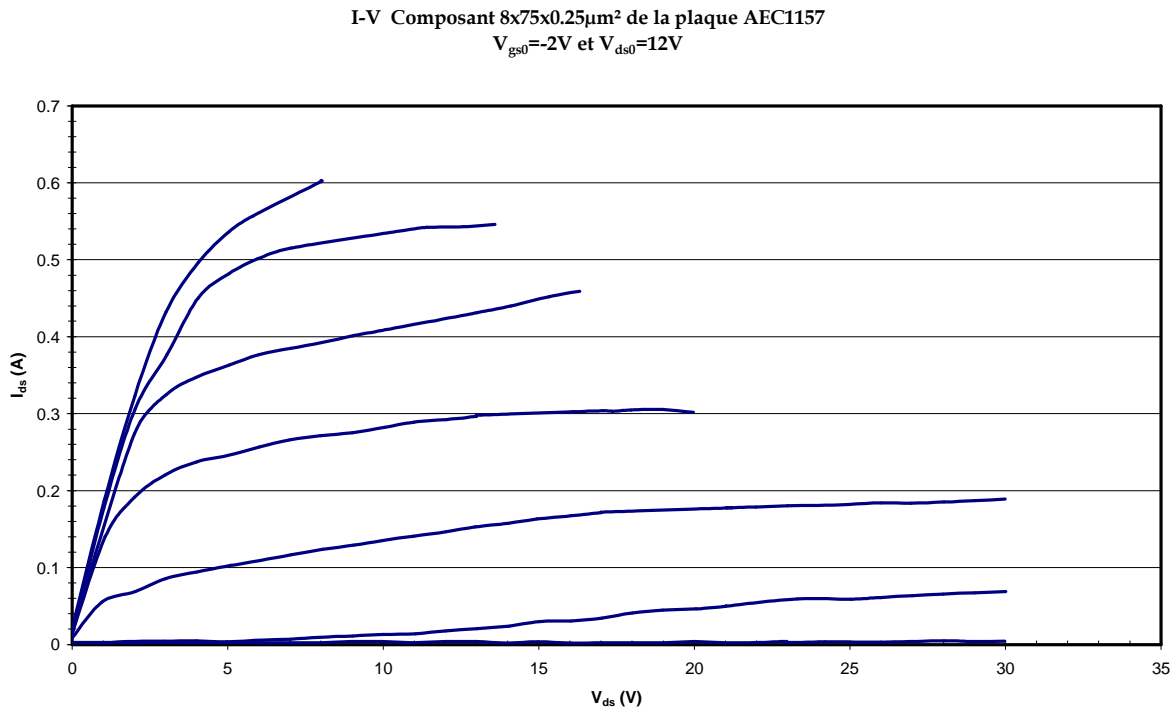


Figure III.11 : Caractéristique I-V mesurée au banc S-pulsé.

III.5. MODELISATION DES CAPACITES INTRINSEQUES

La description des évolutions propres aux capacités intrinsèques se révèle fondamentale dans l'approche d'une modélisation non linéaire.

En régime de saturation, il est important que les variations de l'élément C_{GS} soient définies au mieux ; la capacité Grille-Source entre, en effet, directement dans le calcul de la fréquence de transition.

Pour ce faire, diverses méthodes peuvent être adoptées ; le degré de rigueur associé dépendra ainsi du type de modélisation.

III.5.1. Modélisation empirique ou phénoménologique

Les capacités C_{GD} et C_{GS} pourront être définies par interpolation de valeurs tabulaires mesurées, ou par forme analytique adaptée. Si, par nature, ces capacités dépendent des tensions intrinsèques V_{GD} et V_{GS} , l'on trouvera parfois des modèles monovariables, conditionnés par la connaissance a priori de la droite de charge du composant. A titre descriptif, on peut exprimer la capacité C_{GS} sous les formes suivantes [8] :

$$(I) \quad C_{GS} = \frac{C_{GS_0}}{\sqrt{\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_a}\right)}}$$

$$(II) \quad C_{GS} = \frac{C_{GS_0}}{\sqrt{(1 - \kappa)}} \left(1 + \frac{V_{GS} - \kappa V_a}{2V_a(1 - \kappa)}\right)$$

En prenant (I) si $V_{GS} < \kappa V_a$ et (II) si $V_{GS} \geq \kappa V_a$

Les quantités C_{GS_0} , κ et V_a se trouvent être des paramètres ajustables par simple optimisation d'interpolation.

Ce modèle représente le modèle standard de Schottky appliqué à la diode grille-source. Une forme analytique tout à fait similaire peut être obtenue pour la capacité grille-drain ; seuls les paramètres ajustables s'en trouveront modifiés.

Des tentatives de modélisations utilisant ces expressions se sont résolument achevées sur des correspondances mitigées entre mesures et modèles.

En guise d'amélioration notable, une forme analytique simplifiée peut s'avérer fort judicieuse lorsque la droite de charge idéale du composant est imposée et connue. On peut isoler, dans de telles conditions, l'évolution de chacune des capacités intrinsèques en fonction de la tension présente à ses bornes [9]. Les formes obtenues sont ainsi du type monovariable, et peuvent être décrites par :

$$C_{GS} = C_{GS_0} + \Delta C [1 + \tanh(\alpha(V_{GS} + V_1))] - \chi [1 + \tanh(\beta(V_{GS} + V_2))]$$

Où C_{GS_0} , ΔC , α , β , χ , V_1 et V_2 sont les quantités ajustables en vue d'une bonne correspondance mesures - expression.

De même que pour le modèle de Schottky, une formulation similaire sera choisie pour la représentation de la capacité C_{GD} ; dans ce cas, les paramètres ajustables feront l'objet d'une nouvelle optimisation.

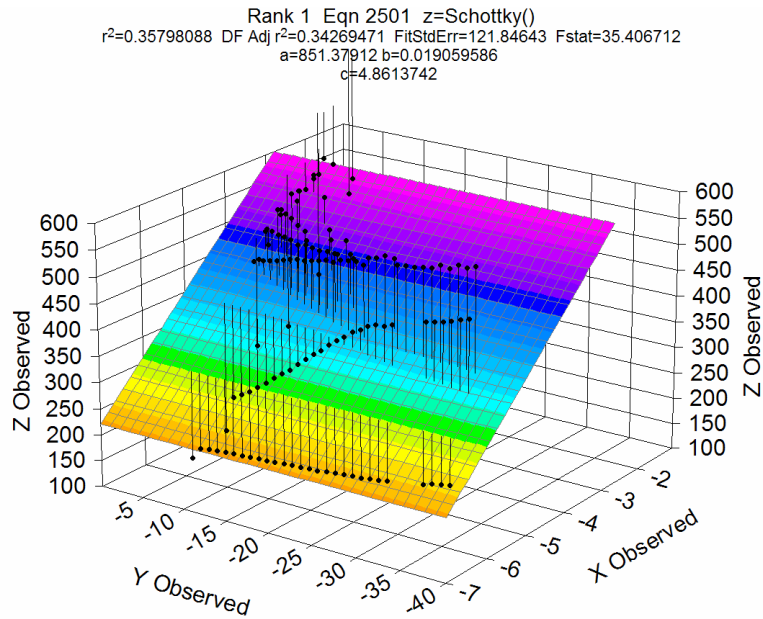


Figure III.12 : Modèle de Schottky (surface) associé à la capacité C_{GS} mesurée (points)
(Les quantités X et Y sont en Volts ; Z en fF)

S'il possède l'avantage de se révéler fort simple, ce modèle se trouve indubitablement insuffisant à la description des évolutions mesurées. La figure III.12 confirme cet état de fait ; on y distingue une information relative au coefficient de corrélation r^2 : il est ici réduit à une valeur de 0.36.

Dans des perspectives d'intégration en environnement de CAO, l'expression proposée par Schottky ne s'avère que continue par morceaux. En effet, deux expressions différentes sont nécessaires à la représentation de l'allure globale ; dans certains cas de figures, cela pourrait engendrer quelques problèmes numériques liés à la convergence au point de chevauchement.

Enfin, même si cette forme analytique sied davantage aux évolutions de la capacité C_{GD} , des constatations similaires à celles présentées ci-dessus peuvent être apportées.

III.5.2. Modélisation physique

La modélisation physique a cela comme avantage de reposer sur des considérations topologiques ; la forme analytique déduite permet donc, a priori, de prédire l'évolution des paramètres capacitifs quelque soit la structure donnée. La détermination de la fonction recherchée s'articule autour de l'expression de la quantité de charges présente dans le canal bidimensionnel [10]:

$$Q = eN_s$$

Avec N_s la densité surfacique de porteurs majoritaires obtenue par résolution de l'équation de Poisson, soit :

$$N_s = \frac{2e\epsilon D}{\epsilon + 2e^2 D \delta} (V_{GS} - V_{th} - V(x))$$

Où ϵ est la constante diélectrique de l'AlGaIn, δ l'épaisseur de barrière, D la densité d'états de la bande de conduction au sein du gaz 2D, V_{GS} la tension de grille appliquée, $V(x)$ le potentiel du canal à l'abscisse x et V_{th} la tension de seuil du composant concerné.

Par ailleurs, on sait que :

$$Q = \int_0^l I_{DS} dt = \int_0^l \frac{I_{DS}}{v_d(x)} dx$$

Où $v_d(x)$ représente la vitesse de diffusion des porteurs en x , quantité pouvant être approximée par :

$$v_d(x) = \frac{\mu E(x)}{1 + \frac{E(x)}{E_C}}$$

Cette expression ne se vérifiant que dans l'unique cas où la présence du pic de survitesse se trouve occultée.

En combinant ainsi l'intégrale définie ci-dessus avec une expression physique du courant développé dans la structure [11], on en vient à proposer une quantité de charges dont les dérivées premières fourniront les indications relatives aux capacités. Ces formulations, relativement complexes, se présentent comme telles :

$$C_{GS} = g_m K [Y^3 - (Y + V_{DS})^3] - 3I_{DS} K [Y^2 - (Y + V_{DS})^2] - \frac{eZA}{E_C} V_{DS} - \frac{L}{\mu E_C} g_m$$

Expression dans laquelle la quantité Y se réfère à $(V_{GS} - V_{th} - V(x))$, A s'apparente à N_s/Y et K vaut $\frac{\mu A^2 (eZ)^2}{3I_{DS}^2}$.

Figurent également les termes E_C , Z et L qui sont respectivement le champ électrique critique, la largeur du canal et sa longueur effective.

Quant au terme g_m , il dérive directement de l'expression du courant adoptée.

Une formulation de la capacité C_{GD} peut également être extraite, et se formalise par :

$$C_{GD} = g_D K [Y^3 - (Y + V_{DS})^3] - 3I_{DS} K Y^2 - \frac{eZA}{E_C} Y - \frac{L}{\mu E_C} g_D$$

On constate que si ce type de modélisation s'avère rigoureux et paramétrable, il n'en demeure pas moins mal adapté à la modélisation de circuit ; par sa complexité et sa sensibilité relative vis-à-vis des paramètres physique, son implémentation en environnement CAO se trouve peu judicieuse.

III.5.3. Modélisation pseudo-empirique bivariables - Problématique

Il apparaît physiquement que si les capacités sont principalement fonctions des tensions siégeant à leurs bornes, elles fluctuent également suivant les potentiels présents en d'autres points du schéma équivalent. Les variations globales de charge définissent ainsi deux « types » distincts de capacités :

- Les pseudo-capacités $\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}}$ et $\frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}}$
- Les pseudo-transcapacités $\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}}$ et $\frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}}$

Notons que ces expressions sont conditionnées par l'approximation d'une seule charge non-linéaire localisée au niveau de la grille. Dans le cas où l'on associe une évolution non-linéaire à chacun des plots, la résolution du problème ne peut plus s'effectuer simplement sous forme analytique ; le recours à une technique d'évaluation numérique devient ici nécessaire (la résolution analytique faisant appel à la théorie des perturbations).

Si l'on associe, au schéma équivalent petit signal, les évolutions non-linéaires des capacités, alors la matrice admittance se doit d'être calculée dans ces nouvelles conditions :

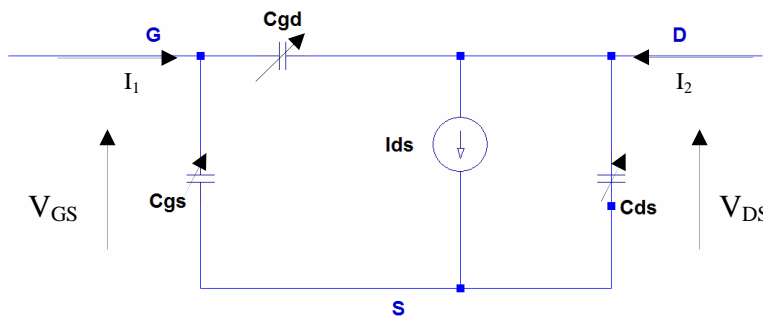


Figure III.13 : Quadripôle équivalent aux capacités non linéaires

La contribution des résistances séries a, pour le calcul, été négligée.

L'expression des courants i_1 et i_2 peut être calculée comme suit :

$$i_1 = \frac{dQ_{GS}}{dt} + \frac{dQ_{GD}}{dt} = \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}} \frac{dV_{GS}}{dt} + \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} \frac{dV_{GD}}{dt} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} \frac{dV_{GS}}{dt} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \frac{dV_{GD}}{dt}$$

Soit, en régime harmonique et en exprimant les quantités en fonction des grandeurs mesurables :

$$i_1 = \left(\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) j\omega V_{GS} - \left(\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) j\omega V_{DS}$$

On définit, par le biais d'une méthodologie similaire, la quantité i_2 :

$$i_2 = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} - j\omega \left(\frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) \right) V_{GS} + \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} + j\omega \left(C_{DS} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) \right) V_{DS}$$

Par ces deux expressions, la matrice admittance se définit d'elle-même :

$$Y_{NL} = \begin{bmatrix} j\omega \left(\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) & -j\omega \left(\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) \\ \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} - j\omega \left(\frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) & \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} + j\omega \left(C_{DS} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}} \right) \end{bmatrix}$$

Par analogie, revenons à la définition de cette même matrice en régime petit signal ; elle peut être exprimée par :

$$Y_{PS} = \begin{bmatrix} j\omega(C_{GS} + C_{GD}) & -j\omega C_{GD} \\ g_m - j\omega C_{GD} & g_{DS} + j\omega(C_{GD} + C_{DS}) \end{bmatrix}$$

On sait que les évolutions des capacités C_{GS} et C_{GD} , définies explicitement au sein du schéma équivalent linéaire, ne peuvent être discernables et mesurables que par l'exploitation des paramètres S du dispositif. Cette procédure nécessite, théoriquement, l'appariement des matrices Y_{NL} et Y_{PS} : le cas échéant l'interpolation des différentes mesures en régime linéaire mènera directement au modèle grand-signal.

Vérifions si cette égalité se présente :

$$Y_{PS} = Y_{NL}$$

$$C_{GD} = \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}}$$

et

$$C_{GD} = \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}}$$

et

$$C_{GD} = \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GD}}$$

$$C_{GS} = \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}}$$

et

$$C_{GS} = \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}}$$

et

$$C_{GS} = \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} + \frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}}$$

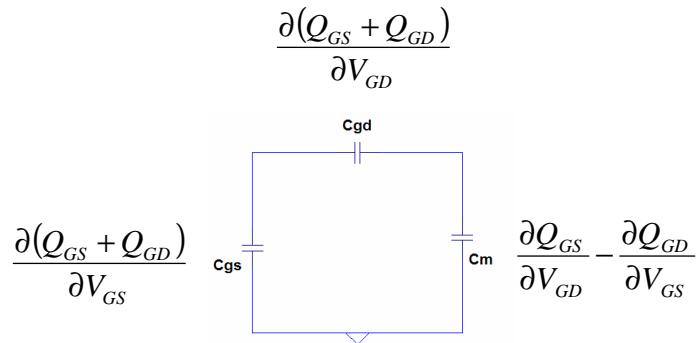
Il faut donc nécessairement que $\frac{\partial Q_{GS}}{\partial V_{GD}} = \frac{\partial Q_{GD}}{\partial V_{GS}} = 0$, auquel cas les charges considérées ne dépendent que des tensions présentes à leurs bornes, ce qui est en contradiction formelle avec l'hypothèse énoncée.

On peut affirmer, en conclusion, que le schéma équivalent classiquement présenté ne peut être pris comme référence pour la détermination des non-linéarités des capacités.

Une alternative connue à cette difficulté réside en l'adjonction d'une transcapacité supplémentaire, notée C_m , au schéma équivalent linéaire. Les expressions de capacités ainsi gardées demeurent naturellement :

$$C_{GS} = \frac{\partial(Q_{GS} + Q_{GD})}{\partial V_{GS}} \quad \text{et} \quad C_{GD} = \frac{\partial(Q_{GS} + Q_{GD})}{\partial V_{GD}}$$

Par ce biais, le schéma équivalent en régime petit signal devient :



Dans de telles conditions, il est possible d'associer C_m à un temps de retard, lequel, combiné à la tranconductance g_m devient :

$$g_{mr} = g_m + j\omega C_m = g_m e^{-j\omega\tau}$$

avec

$$\tau = -\frac{C_m}{g_m}$$

Une procédure rigoureuse ayant été validée, il reste à s'assurer que les expressions déterminées pour les capacités non linéaires ne violent aucunement la loi de conservation de la charge. Dans le cas contraire, des quantités résiduelles s'ajoutent durant les cycles de calculs, provoquant l'apparition de courants continus fictifs parasites.

Le principe de conservation inhérent à la quantité de charge localisée dans l'espace drain – source peut s'écrire :

$$\frac{\partial C_{GD}}{\partial V_{GS}} = \frac{\partial C_{GS}}{\partial V_{GD}}$$

$$\text{Soit : } \frac{\partial Q_G}{\partial V_{GS} \partial V_{GD}} = \frac{\partial Q_G}{\partial V_{GD} \partial V_{GS}}$$

$$\text{Avec : } Q_G = Q_{GS} + Q_{GD}$$

Il existe ainsi une condition mathématique supplémentaire quant à la définition de la charge de grille : elle se doit de vérifier les critères d'une différentielle totale exacte, auquel le modèle sera dit « conservatif ».

Le paragraphe suivant décrit les travaux pionniers menés dans l'optique d'exprimer la quantité de charge Q_G sous une forme physiquement acceptable.

III.5.4. Modèle conservatif de Chisholm - Scheinberg

Cette étude s'oriente davantage sur les composants à grands développements, privilégiés pour la conception d'amplificateurs de puissance. La bibliographie fait état, en ce qui concerne les modèles de capacités, de nombreuses études mises à l'essai au cours de ce travail. La première étape fut ainsi de considérer les travaux de Scheinberg-Chisholm [12], qui ont l'avantage de présenter un modèle conservatif directement issu d'une équation de charge (considérant pour le coup la présence d'une seule charge de grille non linéaire).

Les capacités C_{gs} et C_{gd} qui en découlent peuvent s'écrire sous la forme :

$$C_{gs} = C_{gs0} \cdot \left(1 + \frac{C_f}{S_g} \cdot \tanh(S_g \cdot (V_{gs} - D_c \cdot \tanh(D_k \cdot V_{gd})))\right) + \frac{C_{gd0} \cdot C_f \cdot D_c \cdot D_k \cdot \tanh(S_g \cdot (V_{gd} - D_c \cdot \tanh(D_k \cdot V_{gs})))}{\cosh^2(D_k \cdot V_{gs})}$$

et

$$C_{gd} = C_{gd0} \cdot \left(1 + \frac{C_f}{S_g} \cdot \tanh(S_g \cdot (V_{gd} - D_c \cdot \tanh(D_k \cdot V_{gs})))\right) + \frac{C_{gs0} \cdot C_f \cdot D_c \cdot D_k \cdot \tanh(S_g \cdot (V_{gs} - D_c \cdot \tanh(D_k \cdot V_{gd})))}{\cosh^2(D_k \cdot V_{gd})}$$

La capacité C_{ds} est ici implicitement considérée comme constante.

Nous noterons que les coefficients (C_{gs0} , C_{ds0} , C_f , D_c , D_k , S_g) de cette équation ont été optimisés de sorte que l'indice de corrélation atteigne un degré satisfaisant pour les deux capacités modélisées. (Un bon suivi des évolutions de la capacité C_{gs} est privilégié).

Malgré ces précautions nous déterminons un coefficient de corrélation r^2 égal à 0.62 pour C_{gs} et égal à 0.31 pour C_{gd} , ce qui nous permet de conclure que ce modèle demeure assez imprécis (rappelons qu'idéalement, on faudrait que $r^2=1$). Les figures III.14 et III.15 présentent, à ce titre, les confrontations entre les mesures (points) et les modèles (surfaces) pour un composant HEMT AlGaN/GaN dont le développement est $8 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}^2$.

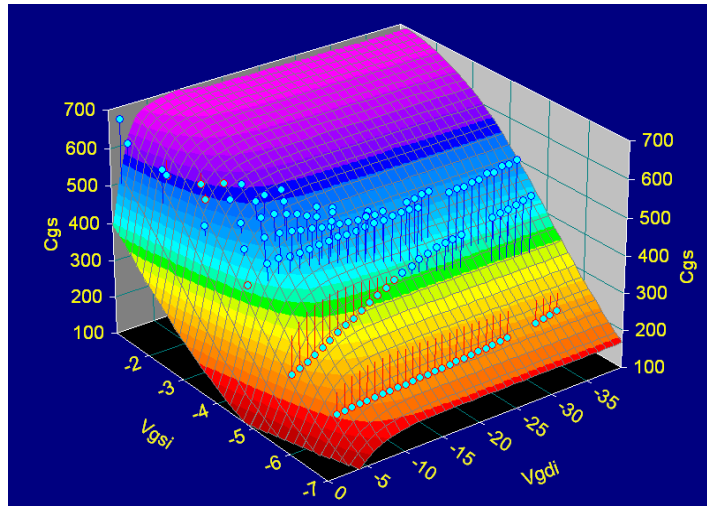


Figure III.14 : Comparaison mesures / modèle pour la capacité C_{gs}

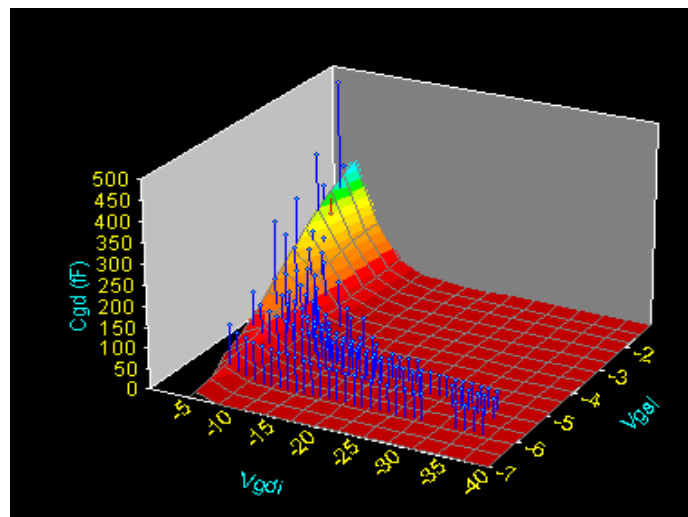


Figure III.15 : Comparaison mesures / modèle pour la capacité C_{gd}

Dans le but de minimiser les différences induites par un choix de modèle inapproprié, deux fonctions originales indépendantes seront déterminées pour décrire les évolutions de chacune des capacités non-linéaires.

III.5.5. Modèles empiriques indépendants

Pour déterminer le choix le plus adapté à notre étude, nous avons introduit puis comparé la figure de mérite (à rapprocher du facteur de détermination ajusté en mathématiques) $f_m = 100.(r^2 / Nc)$, où Nc représente le nombre de paramètres ajustables du modèle. Les fonctions ainsi retenues, pour les capacités C_{gs} et C_{gd} sont respectivement de la forme :

$$C_{gs} = a + b.(\tanh(c.V_{gs} + d.V_{gd} + e) + 1) \quad \text{et} \quad C_{gd} = a' + b'.(\tanh(c'.V_{gs} + d'.V_{gd} + e') + 1)$$

Les indices de corrélation associés sont proches de 90% pour chaque modèle. On notera également certaines facilités pour la détermination des coefficients (a, b, c, d, e et respectivement a', b', c', d', e'), dans la mesure où chacun d'eux agit sur une spécificité de la fonction. Il convient ainsi d'indiquer que les paramètres a et a' déterminent les valeurs asymptotiques des capacités mesurées pour des valeurs de V_{DS} importantes ; de même pour b et b' qui expriment les différences observées entre les valeurs minimales et maximales de ces mêmes capacités. Les autres paramètres (c, d, e et leurs duaux) caractérisent les dépendances des capacités vis-à-vis des tensions de commandes (on aura $c \gg d$ pour C_{gs} tandis que $c' \ll d'$ pour C_{gd})

Les figures III.16 et III.17 donnent une idée précise du comportement des modèles vis-à-vis des mesures effectuées.

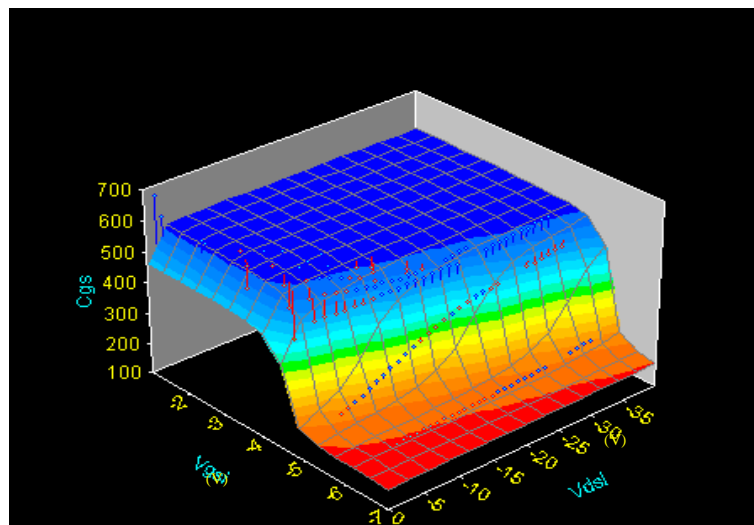


Figure III.16 : Comparaison mesures / modèle indépendant pour la capacité C_{gs}

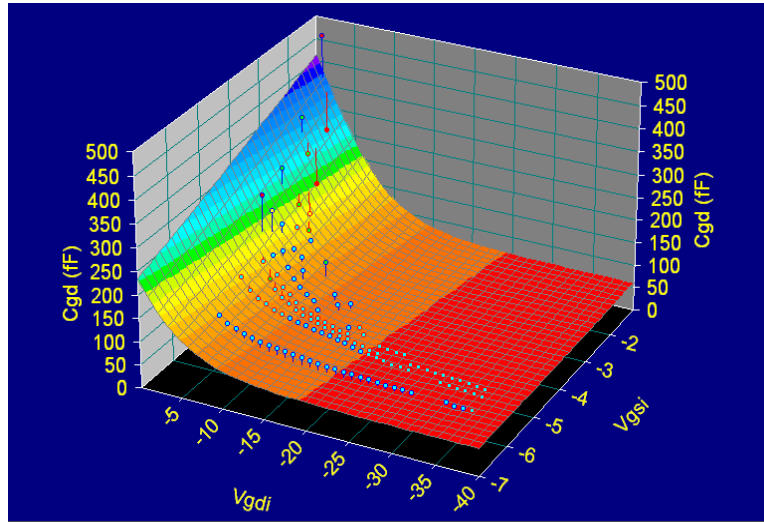


Figure III.17 : Comparaison mesures / modèle indépendant pour la capacité C_{gd}

Le problème évidemment posé dans de telles conditions est celui de la conservation de la charge. Nous y répondons en considérant la capacité C_{ds} comme élément d'équilibre. Sa détermination entraîne l'apparition obligatoire d'une charge de drain non linéaire, engendrant des difficultés de calculs trop importantes pour trouver une solution analytique. De fait, pour minimiser les désaccords de charge entre chaque cycle, nous considérons la capacité C_{ds} comme étant déduite du système unidimensionnel $C_{gs}(V_{gs})$ et $C_{gd}(V_{gd})$. On retrouve ainsi, analytiquement, des valeurs de C_{ds} plus proches des mesures dans la zone de saturation.

L'équation de C_{ds} suivante permet donc la fermeture des cycles de charge sans l'apparition contraignante d'une composante continue de courant dans le modèle non linéaire :

$$C_{dssim} = \frac{C_{gs} \cdot V_{gs} - C_{gd} \cdot V_{gd}}{V_{gs} - V_{gd} + \varepsilon} \quad \text{où } \varepsilon \text{ est un artifice de simulation empêchant les divergences.}$$

Cela étant réalisé, nous pouvons associer ce modèle très grand signal des capacités à celui de la source de courant. Le banc de mesure DC-pulsé, décrit au chapitre II, a été spécifiquement développé dans cette optique.

III.6. MODELISATION DU GENERATEUR DE COURANT

III.6.1. Problématique

Par analogie avec l'exposé concernant la modélisation des capacités, il convient de rappeler que la détermination des quantités g_m et g_d ne peut s'effectuer que dans le respect de la loi de conservation du courant. Si ces dernières dérivent directement du courant

drain – source I_{DS} , alors il doit être possible d’exprimer la valeur I_{DS0} (au point V_{GS0}, V_{DS0}) par la relation :

$$I_{DS0} = \int_{0,0}^{V_{GS0},V_{DS0}} \vec{\nabla} I_{DS} \vec{\partial} V_{DS} \vec{\partial} V_{GS} = \int \vec{\nabla} I_{DS} \vec{\partial} V_{DS} \vec{\partial} V_{GS}$$

Où l’opérateur $\vec{\nabla}$ désigne le gradient ; la valeur recherchée est ainsi obtenue par le calcul de la circulation de $\vec{\nabla} I_{DS}$ sur le réseau de caractéristiques.

En gage de simplification pour la résolution analytique de cette expression, il s’avère fort utile de fixer des chemins d’intégrations judicieux. Le courant développé étant une quantité conservative, la valeur de l’intégrale ne peut dépendre du trajet (ou des bornes) d’intégration.

La figure III.17 présente schématiquement les possibilités offertes concernant la détermination de I_{DS0} . Le choix des bornes a ici été introduit de telle sorte à simplifier grandement le développement du calcul.

Notons que la méthodologie exposée ci-après concerne tant les quantités extrinsèques qu’intrinsèques ; mais ces dernières se trouvent bien plus utilisées dans les modèles basés sur le schéma équivalent linéaire.

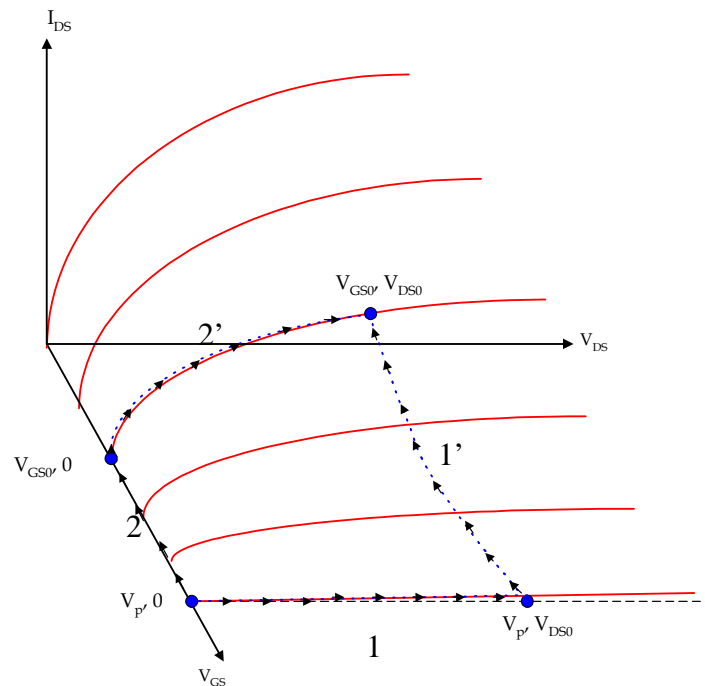


Figure III.18 : Contour d’intégration lié au réseau de caractéristiques

Dans ces conditions, deux configurations distinctes peuvent être énoncées :

$$I_{DS_0} = \int_0^{V_{DS_0}} \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} dV_{DS} + \int_{V_p}^{V_{GS_0}} \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} dV_{GS} = \int_0^{V_{DS_0}} g_d(V_p, V_{DS}) dV_{DS} + \int_{V_p}^{V_{GS_0}} g_m(V_{GS}, V_{DS_0}) dV_{GS}$$

et

$$I_{DS_0} = \int_{V_p}^{V_{GS_0}} g_m(V_{GS}, 0) dV_{GS} + \int_0^{V_{DS_0}} g_d(V_{GS_0}, V_{DS}) dV_{DS}$$

La première expression étant obtenue pour le trajet (1+1') la seconde pour le trajet (2+2'). L'intégration par séparation des variables se justifie mathématiquement par le fait que les bornes d'intégrations forment un carré de (V_{GS}, V_{DS}) .

Par les propriétés du réseau de caractéristiques d'un transistor, les expressions se simplifient ; l'on parvient à :

$$I_{DS_0} = \int_{V_p}^{V_{GS_0}} g_m(V_{GS}, V_{DS_0}) dV_{GS} = \int_0^{V_{DS_0}} g_d(V_{GS_0}, V_{DS}) dV_{DS}$$

De cette égalité, il ressort que les quantités « petit signal » g_m et g_d s'avèrent physiquement liées ; le cas contraire conduit irrémédiablement à la violation du principe de conservation du courant. La difficulté mathématique associée à cette condition peut être évitée : le réseau de caractéristiques I-V étant directement mesurable, un modèle propre à la quantité I_{DS} pourra être proposé. La simple dérivation de ce dernier conduit ainsi aux expressions de g_m et g_d , alors naturellement corrélées.

Dans le cas précis de la modélisation de transistors HEMTs AlGaN/GaN à grands développements, l'approche de modélisation peut s'effectuer suivant deux directions : la première, purement empirique, consiste en la définition d'une forme analytique adaptée ; la seconde, semblable à celle explicitée pour les capacités, s'appuie sur des considérations physiques.

III.6.2. Modèle empirique du générateur de courant

Parmi les modèles phénoménologiques existants, il apparaît que le compromis « coefficient de corrélation – nombre de paramètres ajustables » ne semble avantageux que pour un nombre restreint d'entre eux. Pour la description des caractéristiques des transistors à hétérojonction dits grand gap, l'expression de Tajima semble la plus éprouvée ; une étude approfondie la concernant suivra ainsi un bref exposé rappelant l'ensemble des expressions analytiques couramment employées dans un tel objectif.

➤ Modèle de Statz

Le modèle de Statz a été proposé en 1987 [13] pour répondre à la problématique de modélisation des FET à base de GaAs. L'expression correspondante peut être formulée comme suit :

$$I_{DS} = \frac{\beta(V_{GS} - V_T)^2}{1 + \kappa(V_{GS} - V_T)} (1 + \lambda V_{DS}) \tanh(\alpha V_{DS})$$

Si le réseau de caractéristiques semble convenablement représenté quant à sa partie ohmique, la zone de saturation s'avère fortement altérée par une conductance de sortie qui s'accroît à mesure que s'ouvre le canal. Cet effet, non représentatif des phénomènes observés sur les HEMTs AlGaIn/GaN, désapprouve l'utilisation de ce modèle pour la simulation des briques de bases.

➤ Modèle de Curtice Cubique

Si le modèle de Curtice quadratique [14] s'avérait bien insuffisant dans la représentation de la transconductance des dispositifs testés, cette nouvelle tentative se révèle être bien plus appropriée. On la trouve généralement sous la forme [15]:

$$I_{DS} = [a_0 + a_1V + a_2V^2 + a_3V^3] \tanh(\alpha V_{DS})$$

avec $V = V_{GS} (1 + \beta(V_{DS_0} - V_{DS}))$

Le principal problème, inhérent à ce type d'expression, demeure la modélisation du g_m dans la zone de pincement des transistors. Cette dernière présente une transition trop abrupte et peut engendrer un certain nombre de difficultés de convergence lors de son implémentation en environnement CAO. D'autre part, il apparaît difficile d'extrapoler les caractéristiques modélisées sur une large gamme de tensions ; la limite de courant en canal ouvert semble un objectif difficile à atteindre.

➤ Modèle d'Angelov

Proposé en 1992 [16] à des fins de modélisation de transistors de types HEMT et MESFET, cette expression fut immédiatement intégrée dans les environnements commerciaux dotés de simulations de type Harmonic Balance. Elle s'exprime par :

$$I_{DS} = I_{pk} (1 + \tanh(\psi))(1 + \lambda V_{DS}) \tanh(\alpha V_{DS})$$

$$\text{avec } \psi = \psi(V_{GS}) = P_1(V_{GS} - V_{pk}) + P_2(V_{GS} - V_{pk})^2 + P_3(V_{GS} - V_{pk})^3$$

Si la fonction polynomiale de V_{GS} permet une plus grande souplesse dans la description du réseau de caractéristiques, cette dernière se révèle pénalisante dans le tracé de la transconductance en fonction des tensions de commandes ; des points d'inflexions parasites entachent le modèle d'évolutions néfastes.

➤ Modèle de Tajima

Caractérisé par ses huit paramètres standard ajustables, le modèle de Tajima [17] semble être le plus versatile des modèles rencontrés dans la bibliographie. La source de courant est, dans ce cas, couramment représentée en tant que produit de deux fonctions distinctes. Son expression se traduit comme suit :

$$I_{DS} = I_{DS1} I_{DS2}$$

$$\text{avec : } I_{D1} = \frac{V_{GS}' - \frac{1 - e^{-mV_{GS}'}}{m}}{k}$$

$$I_{D2} = I_{DSs} \left(1 - e^{\left(-\frac{V_{DS}}{V_{DSs}} - a \left(\frac{V_{DS}}{V_{DSs}} \right)^2 - b \left(\frac{V_{DS}}{V_{DSs}} \right)^3 \right)} \right)$$

$$k = 1 - \frac{1 - e^{-m}}{m}$$

$$V_{GS}' = 1 + \frac{V_{GS} - V_{\phi}}{V_p}$$

$$V_p = V_{p0} + pV_{DS} + V_{\phi}$$

Ce modèle constitue à présent une base analytique, à partir de laquelle sont apportées, le cas échéant, un certain nombre de modifications notables. Ces termes correctifs varient, naturellement, en fonction des topologies ou des familles de transistors dont on souhaite proposer un modèle de source de courant.

Cette expression, dans l'état, a également pu être éprouvée au cœur de notre étude ; les paramètres ajustables, déterminés par la méthode des moindres carrés, sont obtenus par traitement sous Table Curve 3D[®], environnement de calcul dédié de la société Systat Software Inc[®].

Les résultats relatifs aux mesures effectuées sur un HEMT AlGaN/GaN de 0,6mm de développement sont présentés ci-après. Rappelons qu'il s'agit de mesures en régime DC-pulsé, le point de repos fixé correspond à un fonctionnement en classe A ; les tensions grille-source et drain-source choisies sont respectivement $V_{GS}=-2,5V$ et $V_{DS}=12V$. Notons enfin que les effets de gate-lag et drain-lag étaient, sur les composants de cette famille, peu notables.

Précisons que la représentation est effectuée en considérant les tensions de commandes V_{GS} et V_{DS} en tant que valeurs extrinsèques ; elles sont, en effet, des quantités directement mesurables par le banc DC-pulsé. Si nécessaire en environnement de CAO, l'extraction du générateur de courant équivalent intrinsèque peut s'effectuer par simple défalcation des résistances d'accès. On récupère, dans un tel cas de figure, une forme analytique équivalente dont les paramètres ajustables doivent faire objet d'une nouvelle optimisation.

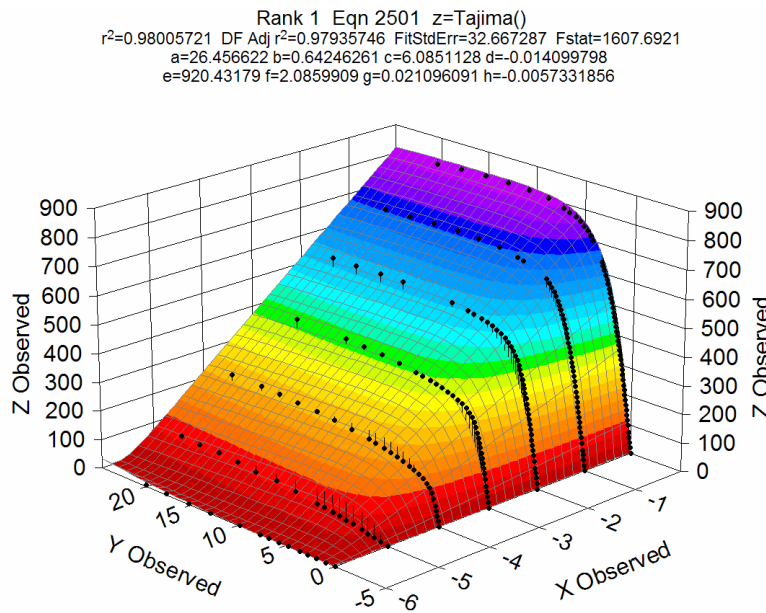


Figure III.19 : Modèle de Tajima (surface) appliqué à la caractéristique I-V mesurée (points)
 (Les quantités X(V_{GS}) et Y(V_{DS}) sont en Volts ; Z(I_{DS}) en mA)

Si ce modèle se trouve particulièrement adapté dans la fenêtre (X,Y) considérée, il en est autrement sitôt que l'on inspecte son évolution en dehors des bornes fixées. En effet, les multiples paramètres ajustables s'adaptent à l'évolution du générateur de courant mesuré ;

toute tentative d'extrapolation en zone « hors mesure » conduit irrémédiablement à des désaccords marqués, voire des divergences prononcées entre modèle et courant physiquement attendu.

A l'examen des quantités dérivées de ce modèle (g_m et g_D), il peut être observé un comportement dénaturé par rapport à aux valeurs mesurées. Ce fait se trouve particulièrement avéré en ce qui concerne la transconductance extrinsèque, dont l'évolution modélisée se présente en figure III.20.

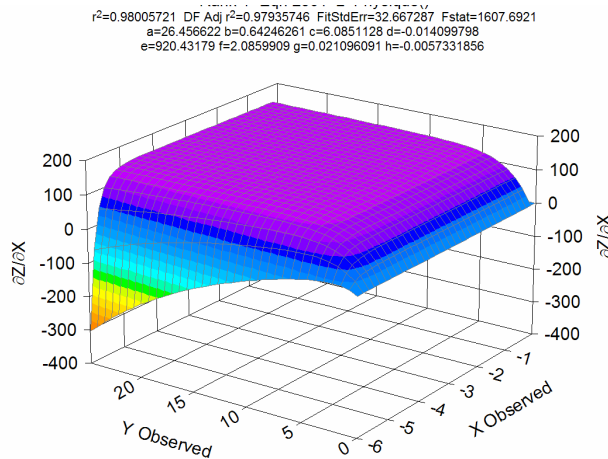


Figure III.20 : Transconductance déduite du modèle de Tajima
(Les quantités $X(V_{GS})$ et $Y(V_{DS})$ sont en Volts ; $Z(g_m)$ en mS)

III.6.3. Eléments de modélisation physique du générateur de courant

La modélisation physique du générateur de courant s'appuie sur l'expression communément admise, associant la quantité cherchée à la densité de charges présentes dans le canal :

$$I = qn_s v_n W$$

Avec q la charge électronique élémentaire, W le développement total de grille, v_n la vitesse des porteurs à l'hétérojonction et n_s la densité surfacique d'électrons.

La commande du courant s'effectuant à l'aide de deux tensions distinctes, il reste à exprimer chacun des termes en fonction de V_{GS} et de V_{DS} .

La charge élémentaire et la largeur totale de la grille demeurent naturellement des quantités indépendantes des actions extérieures ; les modèles physiques existants diffèrent ainsi par les formulations données quant aux évolutions $n_s(V_{GS})$ et $v_n(n_s, V_{DS})$.

Si l'on voit régulièrement poindre des formes analytiques rigoureuses décrivant parfaitement les évolutions du courant [18][19], elles s'appuient sur des calculs fastidieux, généralement résolus numériquement, et s'avèrent peu aptes à leur implémentation en environnement de CAO. De ce fait, la simplification formelle du modèle implique l'acceptation d'approximations permettant la mise en exergue d'une formule générale versatile, et présentant peu de paramètres ajustables.

❖ En premier lieu, il convient de développer l'expression de la vitesse des porteurs en fonction du champ électrique longitudinal, soit de la tension V_{DS} . Une première hypothèse simplificatrice apparaît, en ce sens qu'elle suppose la commande V_{GS} comme inactive dans le calcul. En réalité, il est démontré le cas contraire [20].

L'hypothèse étant admise, la vitesse des porteurs peut être exprimée suivant plusieurs propositions :

➤ Le modèle de Canali [21], qui se présente comme suit :

$$v(E) = \frac{\mu E}{\left(1 + \left(\frac{\mu E}{v_{sat}}\right)^\beta\right)^{\frac{1}{\beta}}}$$

Il est généralement employé dans la description des phénomènes propres aux semiconducteurs dont la caractéristique $v(E)$, monotone et croissante, ne présente aucune singularité de mobilité différentielle négative.

➤ Le modèle TE [22], pour « Transferred-Electron », qui s'exprime généralement sous la forme :

$$v(E) = \frac{\mu E + v_{sat} \left(\frac{E}{E_T}\right)^\beta}{1 + \left(\frac{E}{E_T}\right)^\beta}$$

Cette expression, développée dans le cadre des études concernant le GaAs, s'applique, a contrario, aux semiconducteurs caractérisés par la présence d'un pic de survitesse dans l'évolution $v(E)$.

➤ D'autres modèles spécifiques, propres aux propriétés volumiques de certains semiconducteurs, ont également été formulés. Il s'agit, à titre indicatif, de modèles combinés, s'inspirant des particularités mathématiques des deux précédentes expressions. On trouve ainsi le modèle dit MTEC, pour Modified Transferred-Electron and Canali [23]. Mais si le sens physique de ce modèle apparaît irréprochable, son expression analytique demeure complexe et difficilement intégrable en environnement de CAO.

Une seconde approximation intervient, et simplifie la notion de transport électronique dans les structures HEMTs GaN. Cependant, la représentation du pic de survitesse apparaît, dans notre étude, gênante. En effet, si l'on admet que l'allure de la caractéristiques I(V) s'apparente à l'évolution $v(E)$ – hypothèse absolument fortuite –, alors il est préférable d'utiliser une loi de mobilité du type « Silicium ».

La loi d'évolution de Canali sera donc celle retenue pour notre modèle ; elle s'écrit comme suit :

$$v_n = \frac{\mu_n \cdot E \cdot v_{sat}}{\sqrt{\mu_n^2 E^2 + v_{sat}^2}}$$

Avec μ_n la mobilité électronique, fonction de la température par l'expression suivante [24] :

$$\mu_n = \mu_0 \left(\frac{T}{T_0} \right)^{-1.8}$$

❖ En second lieu, il s'agit de définir la loi régissant l'évolution $n_s(V_{GS})$.

Il existe, à ce titre, plusieurs démonstrations physiques aboutissant à des expressions complexes, dont les implémentations resteraient fastidieuses. L'on préfère ainsi, pour ce faire, déterminer empiriquement un modèle d'évolution extrapolable, décrivant au mieux la caractéristique $n_s(V_{GS})$. Cette méthode peut être suivie dans de nombreux travaux [25][26] ; les expressions employées ne s'avèrent, malheureusement, que rarement représentatives sur de larges gammes de tensions.

De fait, l'idée qui sera celle développée dans ce paragraphe s'appuie directement sur la détermination d'une forme $I_{DS}(V_{GS})$, cette dernière étant a priori connue par l'observation du réseau de caractéristiques en régime DC-pulsé.

Après de nombreuses tentatives infructueuses, il a semblé judicieux d'opter pour une expression du type :

$$n_s(V_{GS}) = N_{s\max} \left(1 - \left(1 + e^{\left(\frac{V_{GS} - B \cdot \text{Ln}(C) - D}{B} \right)^C} \right)^C \right)$$

Avec $N_{s\max}$ la densité moyenne de charge à commande V_{GS} nulle et B, C, D des paramètres laissés, a priori, ajustables.

❖ L'assemblage final du modèle peut être ainsi fait par simple multiplication des deux formes précédentes, l'évolution conséquente du courant devient :

$$I_{DS}(V_{GS}, V_{DS}) = qWn_s(V_{GS})v_n(V_{DS}, T)$$

Soit :

$$I_{DS}(V_{GS}, V_{DS}) = qWN_{s\max} \left(1 - \left(1 + e^{\left(\frac{V_{GS} - B \cdot \text{Ln}(C) - V_{gs\max}}{B} \right)^C} \right)^C \right) \times \frac{\mu_n(T) \cdot \left(\frac{V_{DS}}{L_g} \right)}{\sqrt{\mu_n(T)^2 \left(\frac{V_{DS}}{L_g} \right)^2 + v_{sat}^2}}$$

Avec $V_{gs\max}$ la tension grille-source pour laquelle est observé le pic de transconductance, L_g la longueur de grille ; W le développement géométrique total et v_{sat} la vitesse de saturation moyenne des porteurs.

Appliqué à notre étude concernant les caractéristiques des transistors HEMTs AlGaIn/GaN à développements importants, ce modèle a permis de reproduire très fidèlement l'évolution de l'ensemble du réseau I-V mesuré. Un aperçu de cette estimable correspondance est présenté en figure III.21. (Résultat obtenu pour le point de repos $V_{GS0}=0V$, $V_{DS0}=0V$ et en régime pulsé – cas où $\mu_n = \mu_0 \# 1200\text{cm}^2/\text{V.S}$)

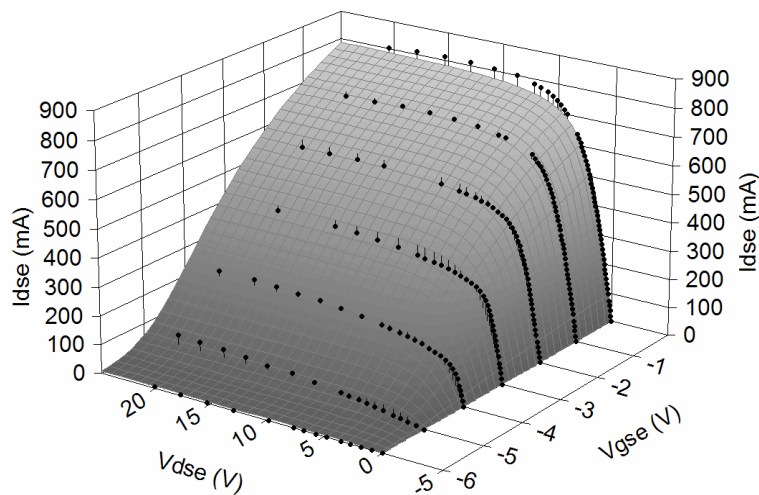


Figure III.21 : Comparaison modèle/mesures pour un composant $8 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}^2$

De par la connaissance de ces caractéristiques I-V, il devient possible de déterminer simultanément la transconductance extrinsèque g_m , ainsi que la conductance de sortie g_d , ce par simple dérivation par rapport aux tensions de commandes. De cette manière, la loi de conservation du courant se trouve vérifiée quel que soit le contour d'intégration considéré ; condition de prime importance en environnement de CAO.

La figure III.22 représente, à titre comparatif, les évolutions expérimentales et modélisées de la transconductance g_m ; une excellente concordance peut ici être observée. La même constatation peut être assumée quant à la conductance de sortie g_d , dont la mesure et la simulation sont présentées en figure III.23.

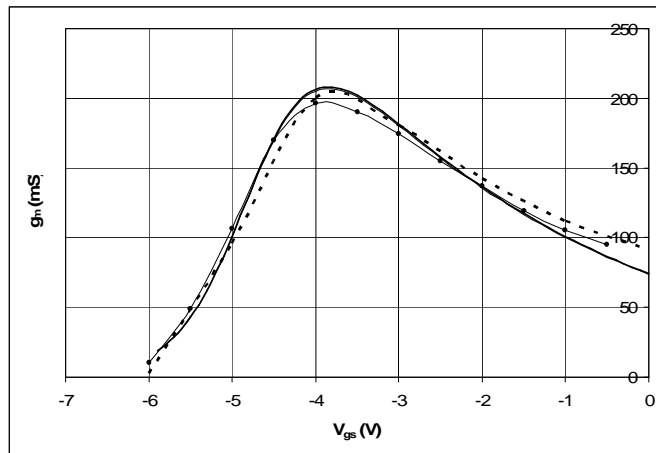


Figure III.22 : Comparaison g_M mesurés et modélisés à $V_{DS}=10V$ et $20V$

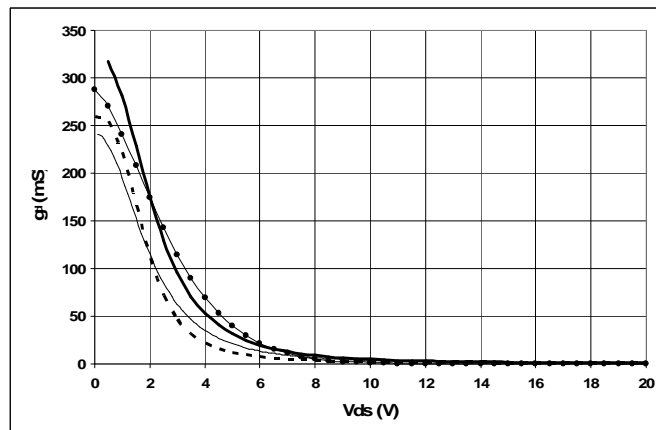


Figure III.23 : Comparaison g_D mesurés et modélisés à $V_{DS}=10V$ et $20V$

Ainsi, en dépit de sa simplicité relative, le modèle construit se trouve à même de fournir d'excellents résultats. Par ailleurs, il semble nécessaire de souligner le fait que la forme analytique choisie se prête parfaitement à toute forme d'extrapolation, qu'il s'agisse de la tension V_{GS} ou de la tension V_{DS} .

Aucune violation des lois physiques ne peut, en effet, y être discernée. Si la saturation progressive du courant en canal pour des tensions V_{GS} positives est correctement prise en compte, il en est de même pour la représentation du réseau dans des conditions de V_{DS} négatifs.

Au demeurant, la parfaite adéquation ici observée entre le modèle et la mesure se doit d'être nuancée. Certaines anomalies concernant la zone ohmique peuvent effectivement être mises en évidence, cela est imputable au fait que la forme analytique choisie, dans son expression globale, se comporte comme le produit de deux fonctions monovariabiles. La dérivation, nécessaire à la déduction des éléments linéaires, met ainsi en exergue les quelques discordances existantes. Néanmoins, dans des applications de puissance, où la source et la charge sont supposées être parfaitement adaptées, cette légère insuffisance n'affectera en rien la concordance des résultats de simulation.

Par ailleurs, il convient de spécifier que ce modèle ne s'avère applicable qu'à des transistors ne présentant que de très légers effets de drain-lag ; la conductance de sortie simulée ne peut, en effet, qu'être proche de zéro en régime de saturation.

III.7. IMPLEMENTATION DU MODELE EN ENVIRONNEMENT CAO

Les formes analytiques propres aux principales non-linéarités des composants ayant été choisies, il convient d'implanter l'intégralité du modèle au sein d'un environnement de simulation. A cette épreuve, le logiciel Advanced Design System[®] de la société Agilent Technologies[™] se trouve être particulièrement bien adapté.

Il n'existe guère de procédure standard concernant l'implémentation de modèles non linéaires en environnement de simulation ; il sera cependant fort recommandable d'utiliser les blocs de définitions symboliques pour décrire les évolutions « grand signal ».

Dans un premier temps, il convient de garantir l'adéquation des paramètres extrinsèques au point de polarisation choisi. Dans le cadre de cette étude, un transistor HEMT AlGaIn/GaN de développement important a fait l'objet d'une campagne de mesures, que ce soit en régime S-pulsé, ou via le banc DC-pulsé. Ce composant se caractérise par sa topologie

8x75x0.25 μm^2 ; la puce ayant été découpée au sein de la plaque AEC1157, la structure épitaxiale sera définie par une barrière de 25 nm d'épaisseur, le taux d'aluminium étant de 28%. Notons que les métallisation de grille reposent sur un alliage Mo/Au. Par la procédure décrite au sein même de ce chapitre, ont pu être extraits les éléments d'accès « séries » et parallèles » ; il est à noter qu'une étape d'optimisation s'est révélée nécessaire.

III.7.1. Optimisation des éléments d'accès

Intégrés à l'environnement de simulation proposé par ADS[®], des blocs fonctionnels spécifiques facilitent grandement cette étape d'optimisation.

A supposer que les caractéristiques « petit signal » intrinsèques du transistors soient connues a priori, alors l'étape de réajustement des éléments d'accès pourra s'effectuer, moyennant l'hypothèse simplificatrice suivante :

Lors de la mesure au point instantané $V_{GS}=0V$ et $V_{DS}=0V$, le transistor présente les caractéristiques suivantes : $g_m=0mS$, $C_{gd} \approx C_{gs}$, les résistances associées au contact Schottky pouvant (ou non) être négligées. Le schéma équivalent intrinsèque présenté par le composant devient alors semblable à celui exposé en figure III.24.

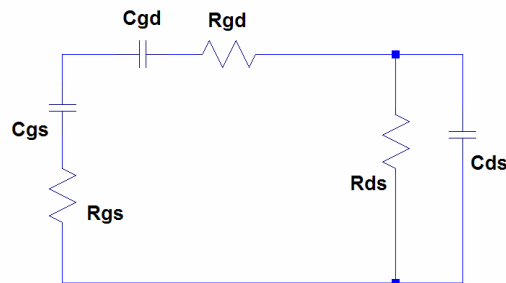


Figure III.24 : Schéma équivalent intrinsèque au point $V_{GS}=0V$ et $V_{DS}=0V$

Le système d'équations lui étant lié, en utilisant le formalisme « admittance » ou Y , peut s'exprimer sous la forme suivante :

$$\Re(Y_{11}) = \frac{R_{gs} C_{gs}^2 \omega^2}{D_1} + \frac{R_{gd} C_{gd}^2 \omega^2}{D_2}$$

$$\Im(Y_{11}) = \left(\frac{C_{gs}}{D_1} + \frac{C_{gd}}{D_2} \right) \omega$$

$$\Re(Y_{12}) = -\frac{R_{gd} C_{gd}^2 \omega^2}{D_2}$$

$$\begin{aligned} \Im(Y_{12}) &= -\frac{C_{gd}\omega}{D_2} \\ \Re(Y_{21}) &= -\frac{R_{gd}C_{gd}^2\omega^2}{D_2} & D_1 &= 1 + (R_{gs}C_{gs}\omega)^2 \\ \Im(Y_{21}) &= -\frac{C_{gd}\omega}{D_2} & D_2 &= 1 + (R_{gd}C_{gd}\omega)^2 \\ \Re(Y_{22}) &= \frac{g_d}{D_2} + \frac{R_{gd}C_{gd}^2\omega^2}{D_2} \\ \Im(Y_{22}) &= \left(C_{ds} + \frac{C_{gd}}{D_2} \right) \omega \end{aligned}$$

Il s'agit donc de reproduire le comportement d'un quadripôle défini par les relations ci-dessus, et dont les éléments « petit signal » sont obtenus à $V_{GS}=0V$ et $V_{DS}=0V$; les blocs Y-SDD disponibles sous ADS[®] se prêtent parfaitement à cet exercice. Il suffira d'intégrer, à l'environnement de simulation, les éléments d'accès localisés (dotés de leurs valeurs nominales), ainsi que les fonctions d'optimisation convenablement paramétrées. L'ensemble devra satisfaire à l'organigramme présenté en figure III.25.

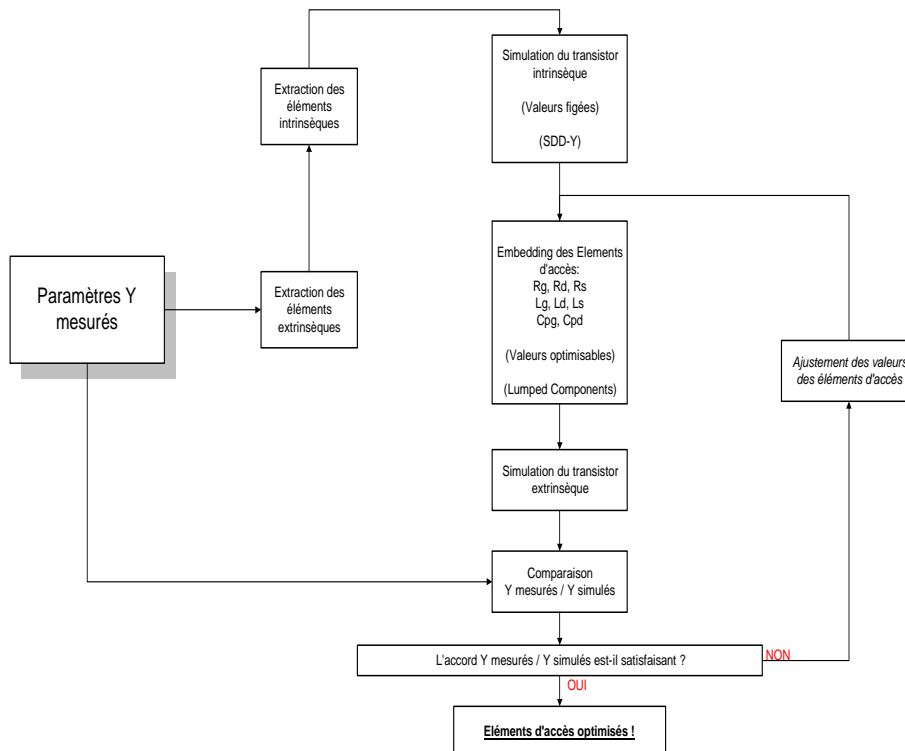


Figure III.25 : Organigramme lié à la procédure d'optimisation des éléments d'accès

A titre purement indicatif, la figure suivante rappelle l'aperçu de la structure (schematic) énoncée dans l'éditeur de schéma propre à l'environnement ADS[®]

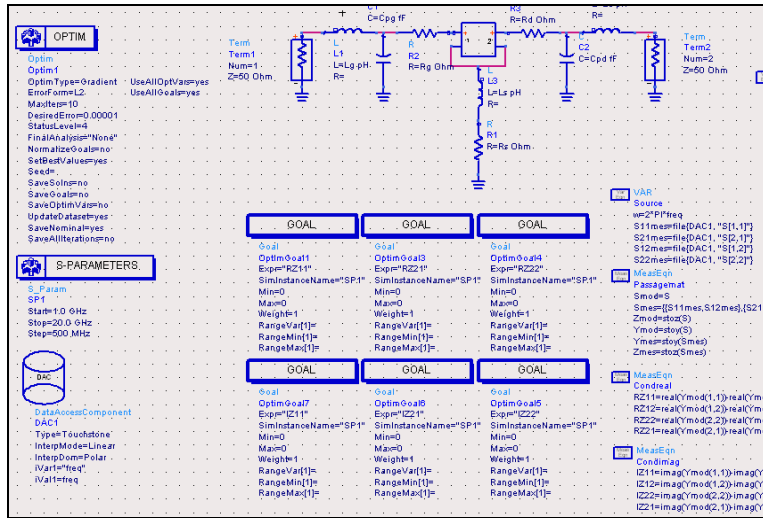


Figure III.26 : Schéma d'implémentation de la routine d'optimisation

Les éléments extrinsèques étant à présent optimisés, il convient de réaliser l'extraction conséquente des paramètres intrinsèques. A nouveau, cela s'est avéré possible par le traitement des données (DataSet) dans l'environnement d'exploitation (DataDisplay) propriétaire. Ainsi, les évolutions caractéristiques des éléments intrinsèques, telles qu'elles sont représentées au sein de notre application, peuvent être observées via la figure III.27. En un point instantané particulier, leurs valeurs finales procèderont des moyennes fréquentielles effectuées entre deux bornes choisies (4GHz et 12 GHz en ce qui concerne notre étude).

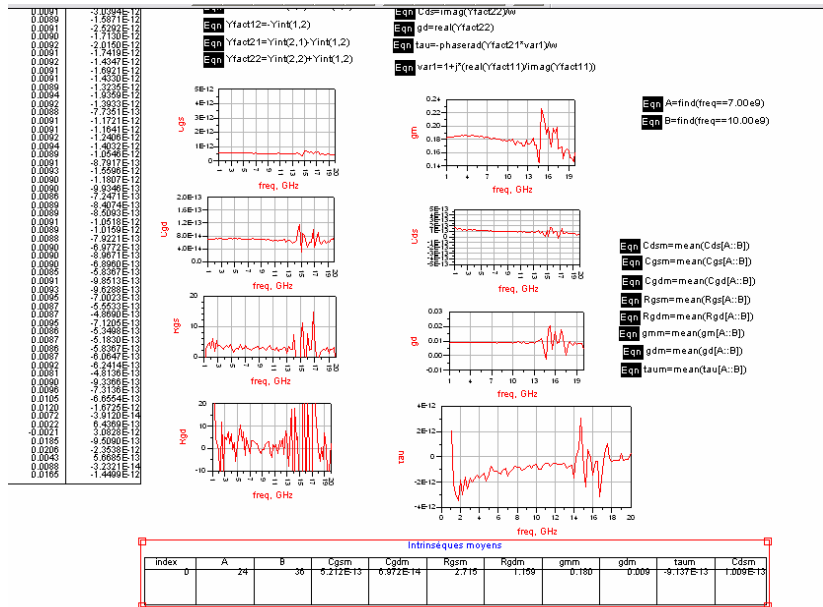


Figure III.27 : Organigramme lié à la procédure d'optimisation des éléments d'accès

Une rétro-simulation du quadripôle ainsi extrait, à savoir son schéma équivalent intrinsèque, auquel s'ajoutent les éléments d'accès optimisés, permet de comparer les paramètres S_{ij} simulés à ceux mesurés.

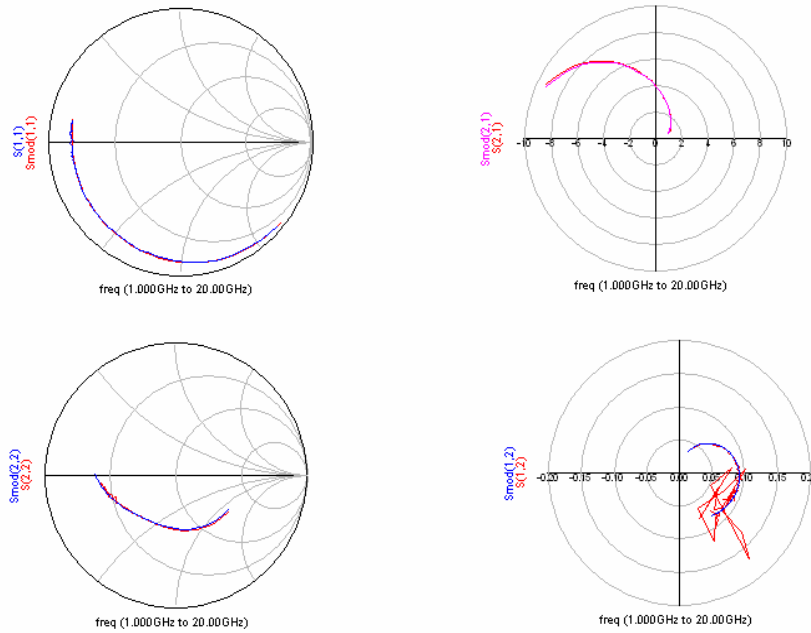


Figure III.28 : Comparaison des paramètres S mesurés/simulés au point (15V/-3V)

Les résultats obtenus quant à la représentation en petit signal du composant testé étant plus qu’acceptables, nous pouvons juger de la parfaite validité du schéma équivalent linéaire. La suite des manipulations réside en l’adjonction des non linéarités, propres au fonctionnement de puissance des transistors modélisés. L’ensemble des résultats proposés a pu être obtenu suite à l’intégration du circuit équivalent « grand signal » sous l’environnement ADS®.

III.7.2. Prise en compte des effets thermiques

L’introduction des phénomènes thermiques se révèle, dans le cadre de la modélisation de composants de la filière nitrure, assurément indispensable. La prise en compte du facteur « température » intervient, en effet, de façon non négligeable dans l’expression analytique du générateur de courant. (Il apparaît également que ce dernier influence les valeurs des résistance d’accès R_s et R_D , comme explicité dans [27]). Le calcul de l’élévation de température subie par le composant, consécutive à l’échauffement provoqué par la polarisation et par l’application d’un signal RF, peut présenter une incidence significative sur les résultats finalement obtenus. Ces contributions sont prises en compte par l’adjonction d’un circuit du premier ordre $R_{th}C_{th}$ au modèle existant [28][29]. Si la résistance thermique du transistor testé a pu, par la méthode de coïncidence décrite au chapitre 2, être évaluée à $28K.W^{-1}$, la capacité thermique sera fixée de telle sorte à reproduire l’ordre de grandeur associé à la constante de temps thermique.

III.7.3. Implémentation du circuit équivalent non linéaire

Classiquement, le schéma équivalent « grand signal » d'un transistor s'articule, en CAO, autour de blocs fonctionnels appelés SDD (Symbolically Defined Devices). Ces derniers permettent des mises en relations Courant(s)/Tension(s) propres à l'utilisateur, et dont les équations régissant les lois locales peuvent être directement intégrées.

Le modèle suivant se réfère scrupuleusement à ce principe, le constituant principal se trouvant être une SDD 3 ports, définie par les qualités ci-dessous :

- Port 1 : Jonction Grille-Drain ; modélisation du générateur de courant sous forme d'une simple diode en fonctionnement non-linéaire.
- Port 2 : Canal Drain-Source ; modélisation du générateur de courant propre à l'effet transistor. L'équation ici retenue découle des travaux relatés en III.6.3. Ce port constitue la source de la tension intrinsèque V_{dsi}
- Port 3 : Jonction Grille-Source ; modélisation du générateur de courant sous forme d'une simple diode en fonctionnement non-linéaire. Ce port constitue la source de la tension intrinsèque V_{gsi}
- Port 4 : Calcul de la puissance dissipée, et par là même de l'élévation de température au sein du composant.

Par ailleurs, concernant les autres éléments non linéaires fondamentaux C_{GS} et C_{GD} , il a pu être évoqué (paragraphe III.5.5) que ces derniers ne procèdent guère d'une équation générale de charge. Le contraire aurait permis d'intégrer ces effets au sein de la même SDD que celle précédemment décrite. Cette particularité de notre modèle amène donc à définir des capacités non linéaires sous leurs formes discrètes, judicieusement connectées aux ports déjà définis.

- Capacité C_{GS} : Entre port 1 et port 3.
- Capacité C_{GD} : Entre port 1 et port 2.
- Capacité C_{DS} : Entre port 2 et port 3.

L'ensemble des équations est ainsi directement reporté sur le schéma ; les constantes qui y interviennent auront préalablement fait l'objet d'une optimisation logicielle. Le schéma finalement constitué peut être représenté via la figure III.29.

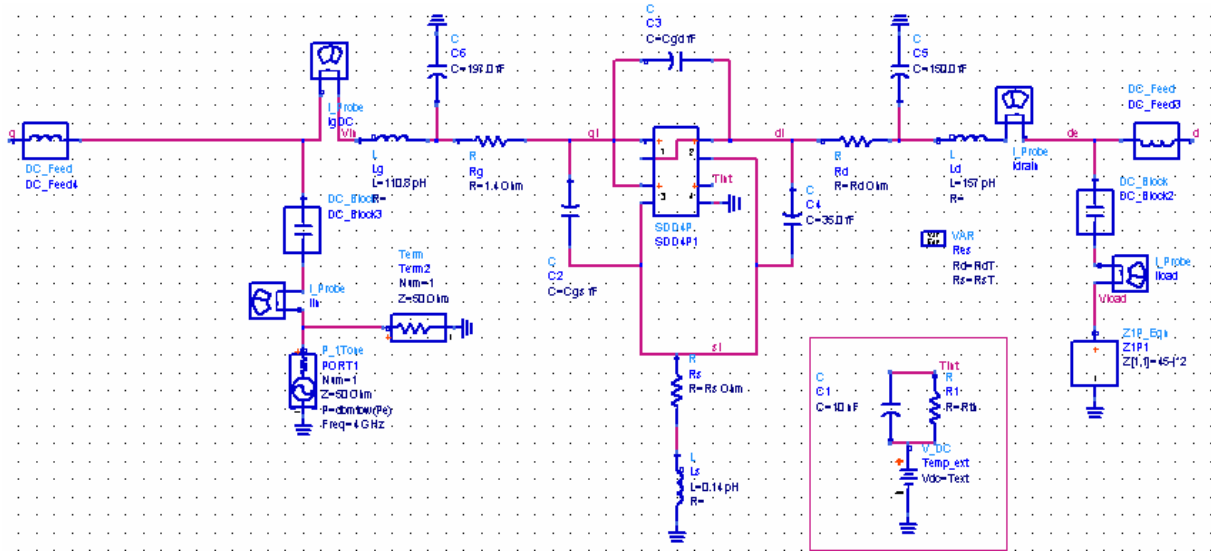


Figure III.29 : Modèle non linéaire sous l'environnement ADS

Peuvent y être discernés les différents éléments de polarisation, le circuit thermique $R_{th}C_{th}$, ainsi que les sondes de courant nécessaires à l'exploitation des résultats. La problématique initiale se référant à la modélisation d'un composant en condition d'amplification du type « classe A », nous avons choisi un point de polarisation proche du centre du réseau de caractéristiques, ainsi qu'une charge de sortie adaptée, dont le choix s'est effectué de par la connaissance des paramètres $[S_{ij}]$ (plus précisément S_{22}) au point de repos précis.

Dans ces conditions, il peut être intéressant de relever le réseau de caractéristiques simulé en régime continu ; la comparaison avec la mesure apparaît en figure III.30. Notons que les valeurs expérimentales ont été mesurées sur le banc DC-pulsé, avec stimulation du composant par des impulsions de 10ms (temps nettement suffisant à l'établissement d'un régime thermique permanent)

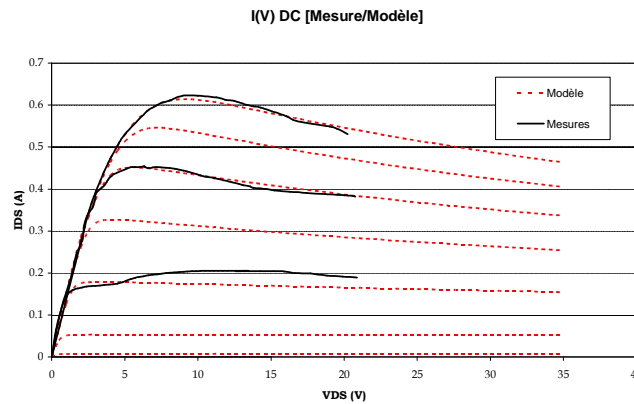


Figure III.30 : Réseaux $I(V)$ simulé ($R_{th}=28K/W$ et $C_{th}=2nF$) et mesuré

Il apparaît que les allures respectives des courants mesurés et simulés suivent une loi d'évolution fidèlement reproduite. L'implémentation du circuit thermique permet ainsi d'intégrer l'élévation de la température au sein du composant ; la valeur de R_{th} déduite expérimentalement semble adaptée à la modélisation du réseau de caractéristiques en régime continu.

La simulation du composant modélisé dans des conditions de fonctionnement dit de puissance amène à la construction des ellipses de charge. La figure suivante (III.31) présente les réseaux I(V)-DC ainsi que celui déterminé en régime DC-pulsé ; les ellipses de charge superposées sont obtenues pour un point de polarisation fixé à $V_{GS0}=-3V / V_{DS0}= 15V$, et pour une charge de sortie présentant une partie imaginaire différente de celle fixée par les conditions d'adaptation.

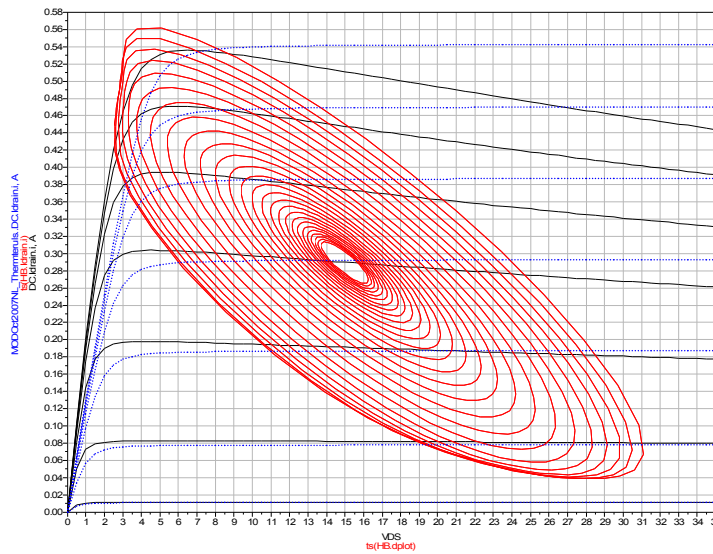


Figure III.31 : Caractéristiques I-V et ellipse de charge associées

L'allure globale des ellipses de charge ainsi simulées rend compte de la désadaptation notoire du dipôle de charge intégré au modèle. Le réseau I-V extrinsèque présenté, directement issu du générateur de courant intrinsèque implémenté, présente une allure parfaitement saine et représentative des résultats obtenus par l'expérimentation.

A ces premières indications, il convient d'ajouter les formes d'ondes temporelles des signaux de sortie ; celles-ci expliquent directement les irrégularités observées aux extrémités

des ellipses de charge. Il apparaît également un léger phénomène d'autopolarisation, consécutif à l'écrêtage des signaux aux butées du réseau de caractéristiques. La figure III.32 rend visuellement compte de cet effet.

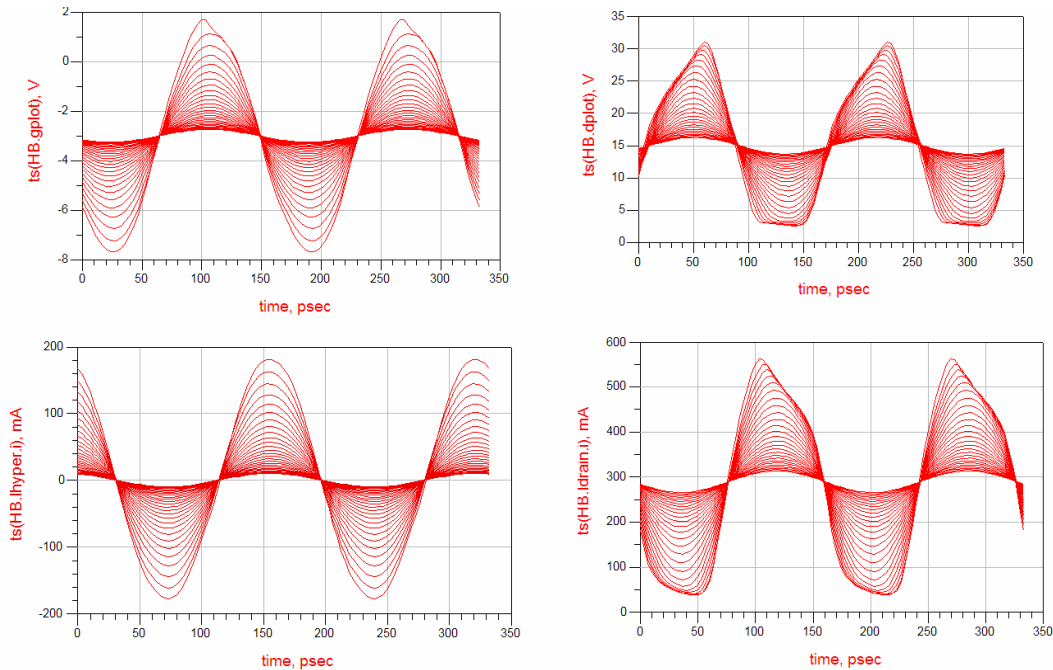


Figure III.32 : Formes d'ondes des tensions(haut) et courants (bas) d'entrée (gauche) et de sortie (droite)

Comme évoqué ci-dessus, il peut être constaté la déformation des signaux de sortie pour des niveaux de puissance d'entrée supérieurs à ceux qui définissent la zone linéaire ; s'en suit une saturation de la puissance recueillie aux bornes de la charge adaptée. Les formes d'ondes ici recueillies évoluent autour des valeurs moyennes fixées par le point de repos ; si la tension de sortie maximale décrit une sinusoïde d'amplitude sensiblement égale à 10V, le courant présente une excursion maximale de 300mA environ.

Il reste enfin à démontrer le bon comportement du modèle pour des niveaux de compression élevés ; dans cet objectif, il peut s'avérer utile de présenter la caractéristique $P_s(P_e)$ dans ces conditions, proches de celles réalisables sur un banc de mesures du type « load-pull ». La figure III.33 illustre judicieusement cet état de fait.

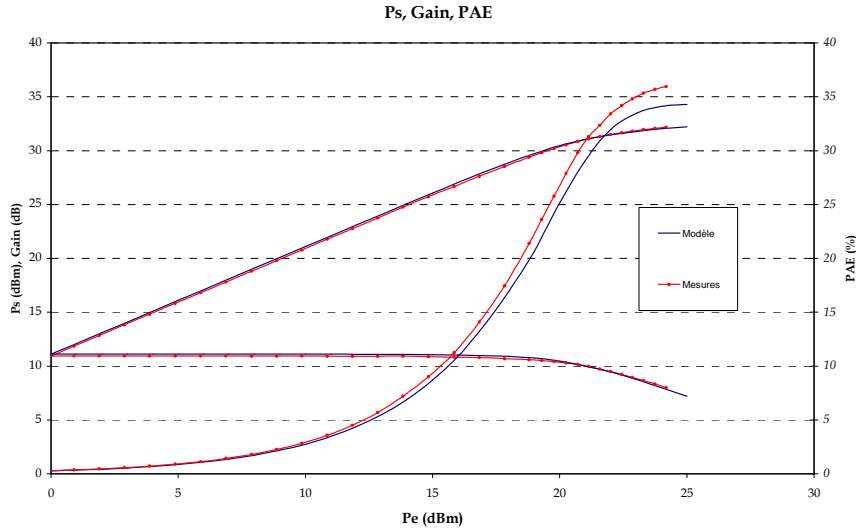


Figure III.33 : Diagramme $P_s(P_e)$ associé au transistor modélisé (4GHz)

Au vu de ce dernier graphique, il apparaît que les caractéristiques modélisées décrivent des allures similaires à celles effectivement mesurées. Pour ce composant de $8 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}^2$ de développement, il a été recueilli, en sortie, une puissance de 32dBm (2.8W/mm) associée à un gain sensiblement égal à 11dB. Le rendement en puissance ajoutée mesuré notifie une valeur de 35% ; cette même quantité se trouve fortement approchée par la simulation.

Ces résultats, que les mesures effectuées sur un banc de puissance en ligne permettent de valider, établissent la parfaite cohérence du modèle implémenté. Les formes analytiques choisies, qu'il s'agisse des capacités non linéaires ou du générateur de courant, décrivent ainsi parfaitement le comportement réel du transistor spécifié. Nous dénoterons finalement le caractère versatile du modèle construit, de par l'aisance de détermination des paramètres ajustables, de même que par la rapidité de convergence qui lui sont associés, et ce jusqu'à des niveaux de compression extrêmes.

Il peut être ajouté qu'à des fins de validation, une mesure de puissance, menée dans des conditions d'adaptation en sortie du composant, sera effectuée. Elle permettra de mettre en exergue la parfaite fiabilité du modèle, quel que soit la charge imposée au composant.

[Mesures finales en cours]

III.8. CONCLUSION

Au cours de ce chapitre, ont pu être abordées les notions de schémas équivalents petit et grand signal. Ce faisant, les procédures spécialement adaptées à la modélisation des transistors de puissance AlGaN/GaN auront fait l'objet d'attentions particulières.

En effet, les effets thermiques inhérents au mode de fonctionnement des composants impliquent un certain nombre de précautions qu'il faut, nécessairement, prendre durant l'extraction du schéma équivalent linéaire. Le recours au banc de mesures S-pulsé développé au laboratoire par Mrs. Ducatteau et Werquin est ici apparu nécessaire.

Aussi, après avoir évoqué les principales formes analytiques couramment employées dans le domaine, nous avons pu développer nos propres modèles empiriques, qu'il s'agisse des capacités ou du générateur de courant. La ligne directrice ayant permis l'aboutissement de ces modèles demeure le sens physique de chacun d'entre eux. En d'autres termes, il faut que ces derniers restent robustes à l'épreuve des extrapolations.

Cela étant, l'ensemble du circuit équivalent ainsi modélisé a pu être implanté sous l'environnement de C.A.O. ADS ; les résultats qui en sont issus rendent compte de l'ensemble des critères que nous tenions à respecter. Si les non linéarités restent, dans une optique de fonctionnement adapté à un régime de puissance, parfaitement définies, il en est de même pour les prévisions effectuées quant à la puissance de sortie que sera capable de délivrer le composant modélisé.

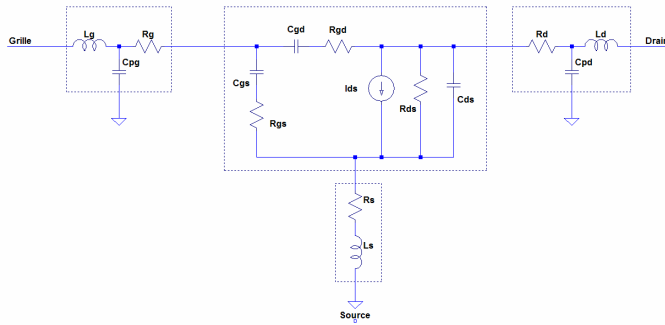
Dans cette optique, le modèle mis en œuvre donne des prédictions, en terme de puissance, en parfait accord avec les mesures issues d'un banc load-pull.

ANNEXE 1 : Formules de passages

	S	Z	Y	H	A
S	$\begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{11} & S_{12} \\ S_{21} & S_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_1 \\ a_2 \end{bmatrix}$	$S_{11} = \frac{(Z_{11}-1)(Z_{22}+1)-Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1)-Z_{12}Z_{21}}$ $S_{12} = \frac{2Z_{12}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1)-Z_{12}Z_{21}}$ $S_{21} = \frac{2Z_{21}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1)-Z_{12}Z_{21}}$ $S_{22} = \frac{(Z_{11}-1)(Z_{22}-1)-Z_{12}Z_{21}}{(Z_{11}+1)(Z_{22}+1)-Z_{12}Z_{21}}$	$S_{11} = \frac{(1-Y_{11})(1+Y_{22})+Y_{12}Y_{21}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22})-Y_{12}Y_{21}}$ $S_{12} = \frac{-2Y_{12}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22})-Y_{12}Y_{21}}$ $S_{21} = \frac{-2Y_{21}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22})-Y_{12}Y_{21}}$ $S_{22} = \frac{(1+Y_{11})(1-Y_{22})+Y_{12}Y_{21}}{(1+Y_{11})(1+Y_{22})-Y_{12}Y_{21}}$	$S_{11} = \frac{(h_{11}-1)(h_{22}+1)-h_{12}h_{21}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1)-h_{12}h_{21}}$ $S_{12} = \frac{2h_{12}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1)-h_{12}h_{21}}$ $S_{21} = \frac{-2h_{21}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1)-h_{12}h_{21}}$ $S_{22} = \frac{(h_{11}+1)(h_{22}-1)+h_{12}h_{21}}{(h_{11}+1)(h_{22}+1)-h_{12}h_{21}}$	$S_{11} = \frac{A+B-C-D}{A+B+C+D}$ $S_{12} = \frac{2(AD-BC)}{A+B+C+D}$ $S_{21} = \frac{2}{A+B+C+D}$ $S_{22} = \frac{-A+B-C+D}{A+B+C+D}$
Z	$Z_{11} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+S_{21}S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}}$ $Z_{12} = \frac{2S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}}$ $Z_{21} = \frac{2S_{21}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}}$ $Z_{22} = \frac{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}}$	$\begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} Y_{22} & -Y_{12} \\ -Y_{21} & Y_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} \Delta^h & h_{12} \\ h_{22} & h_{22} \\ -h_{12} & 1 \\ h_{22} & h_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} A & \Delta^A \\ C & C \\ 1 & D \\ C & C \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$
Y	$Y_{11} = \frac{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{21}S_{12}}$ $Y_{12} = \frac{2S_{12}}{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{21}S_{12}}$ $Y_{21} = \frac{-2S_{21}}{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{21}S_{12}}$ $Y_{22} = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+S_{21}S_{12}}{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{21}S_{12}}$	$\begin{bmatrix} Z_{22} & -Z_{12} \\ -Z_{21} & Z_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} Y_{11} & Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & h_{12} \\ h_{11} & h_{11} \\ h_{21} & \Delta h \\ h_{11} & h_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} D & -\Delta^A \\ B & B \\ -1 & A \\ B & B \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$
H	$h_{11} = \frac{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{21}S_{12}}{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}$ $h_{12} = \frac{2S_{12}}{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}$ $h_{21} = \frac{-2S_{21}}{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}$ $h_{22} = \frac{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}}{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}$	$\begin{bmatrix} \Delta^Z & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \\ -Z_{21} & 1 \\ Z_{22} & Z_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ i_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} 1 & -Y_{12} \\ Y_{21} & Y_{11} \\ -Y_{21} & \Delta Y \\ Y_{11} & Y_{11} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} h_{11} & h_{12} \\ h_{21} & h_{22} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} i_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} B & \Delta^A \\ D & D \\ -1 & -C \\ D & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$
A	$A = \frac{(1+S_{11})(1-S_{22})+S_{21}S_{12}}{2S_{21}}$ $B = \frac{(1+S_{11})(1+S_{22})-S_{21}S_{12}}{2S_{21}}$ $C = \frac{(1-S_{11})(1-S_{22})-S_{21}S_{12}}{2S_{21}}$ $D = \frac{(1-S_{11})(1+S_{22})+S_{21}S_{12}}{2S_{21}}$	$\begin{bmatrix} Z_{11} & \Delta^Z \\ Z_{21} & Z_{21} \\ 1 & Z_{22} \\ Z_{21} & Z_{21} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -Y_{22} & -1 \\ Y_{21} & Y_{21} \\ -\Delta^Y & -Y_{11} \\ Y_{21} & Y_{21} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} -\Delta^A & -h_{11} \\ h_{21} & h_{21} \\ -h_{22} & -1 \\ h_{21} & h_{21} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ v_2 \end{bmatrix}$	$\begin{bmatrix} v_1 \\ i_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} \begin{bmatrix} v_1 \\ -i_2 \end{bmatrix}$

ANNEXE 2 : Extraction des éléments intrinsèques

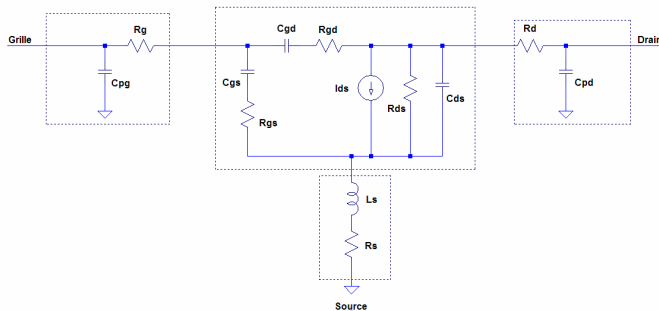
L'isolement de la structure intrinsèque d'un composant requiert une série de manipulations matricielles, comparable à une procédure d'épluchage des couches externes pour atteindre le cœur du composant. La méthode ainsi dite de « deembedding » peut se schématiser via la figure suivante :



Au quadripôle Q_E , auquel est associé le schéma équivalent ci-contre, correspond une matrice de paramètres S_{ij} : S_E . L'équivalent impédance sera écrit Z_E .

$$[S_E] \Rightarrow [Z_E] = \begin{bmatrix} Z_{11} & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} \end{bmatrix}$$

Les inductances de grille et de drain peuvent ainsi être retranchées terme à terme :

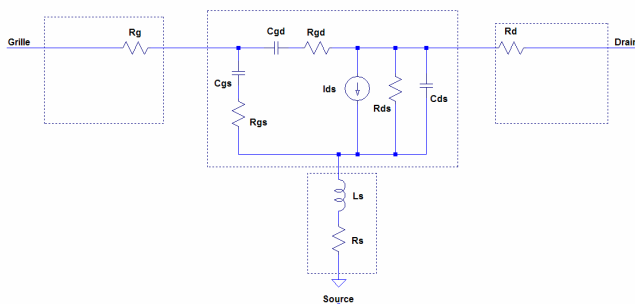


Ces dernières disparaissent ainsi du schéma équivalent, la nouvelle matrice caractéristique peut s'écrire :

$$[Z'] = \begin{bmatrix} Z_{11} - jL_g \omega & Z_{12} \\ Z_{21} & Z_{22} - jL_d \omega \end{bmatrix}$$

$$[Z'] \Rightarrow [Y']$$

La transformation en paramètres admittance permet le passage à l'étape suivante, soit le deembedding des capacités de plots. Ces dernières étant des éléments parallèles, il sera bien plus aisé d'utiliser le formalisme approprié.

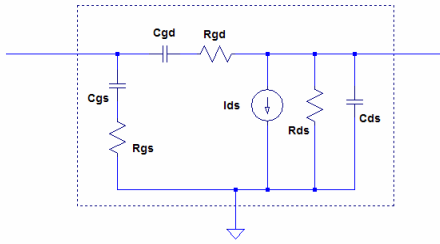


Ce quadripôle se définit ainsi par la matrice :

$$[Y''] = \begin{bmatrix} Y'_{11} - j\omega C_{pg} & Y'_{12} \\ Y'_{21} & Y'_{22} - j\omega C_{pd} \end{bmatrix}$$

$$[Y''] \Rightarrow [Z'']$$

Il ne présente guère plus, comme éléments extrinsèques, que des associations séries, dont le passage Y'' vers Z'' permettra de s'affranchir :



Q_I , le quadripôle représentatif du transistor intrinsèque et décrit ci-contre, présente une matrice impédance telle que définie par :

$$[Z_I] = \begin{bmatrix} Z''_{11} - R_g - R_s - jL_s \omega & Z''_{12} - R_s - jL_s \omega \\ Z''_{21} - R_s - jL_s \omega & Z''_{22} - R_d - R_s - jL_s \omega \end{bmatrix}$$

Chacun des éléments d'accès étant connu, il est ainsi possible de déterminer les caractéristiques intrinsèques des composants mesurés. La matrice impédance finale, notée Z_I pourra également subir une procédure de transformation vers des paramètres admittances ou scattering, selon les besoins. Notons que les formules de passages d'une matrice singulière vers une autre sont données en annexe 1.

L'expression précise de chacun des éléments localisés requiert le développement complexe de chacun des termes de la matrice admittance Y_I , et obtenue par passage de Z_I vers Y_I .

Le but de cette manipulation reste, au final, de qualifier et quantifier la contribution de l'ensemble des paramètres intrinsèques ; ces derniers n'étant liés qu'à la zone active des composants, leur investigation peut se révéler d'un intérêt certain. La présence d'une source de courant liée complexe appelle au développement d'expressions fastidieuses ; on peut néanmoins définir la matrice admittance par :

$$\Re(Y_{11}) = \frac{R_{gs} C_{gs}^2 \omega^2}{D_1} + \frac{R_{gd} C_{gd}^2 \omega^2}{D_2}$$

$$\Im(Y_{11}) = \left(\frac{C_{gs}}{D_1} + \frac{C_{gd}}{D_2} \right) \omega$$

$$\Re(Y_{12}) = -\frac{R_{gd} C_{gd}^2 \omega^2}{D_2}$$

$$\Im(Y_{12}) = -\frac{C_{gd} \omega}{D_2}$$

$$\Re(Y_{21}) = -\frac{R_{gd} C_{gd}^2 \omega^2}{D_2} + g_m \left(\frac{\cos(\omega\tau) - \omega R_{gs} C_{gs} \sin(\omega\tau)}{D_1} \right)$$

$$\Im(Y_{21}) = -\left[\frac{C_{gd} \omega}{D_2} + g_m \left(\frac{\cos(\omega\tau) - \omega R_{gs} C_{gs} \sin(\omega\tau)}{D_1} \right) \right]$$

$$\Re(Y_{22}) = \frac{g_d}{D_2} + \frac{R_{gd} C_{gd}^2 \omega^2}{D_2}$$

$$\Im(Y_{22}) = \left(C_{ds} + \frac{C_{gd}}{D_2} \right) \omega$$

$$D_1 = 1 + (R_{gs} C_{gs} \omega)^2$$

$$D_2 = 1 + (R_{gd} C_{gd} \omega)^2$$

Cet ensemble d'applications amène au système d'égalités réciproques suivant :

$$\begin{aligned}
 C_{gd} &= -\frac{\Im(Y_{12})}{\omega} \left(1 + \left(\frac{\Re(Y_{12})}{\Im(Y_{12})} \right)^2 \right) \\
 C_{gs} &= \frac{\Im(Y_{11}) + \Im(Y_{12})}{\omega} \left(1 + \left(\frac{\Re(Y_{11}) + \Re(Y_{12})}{\Im(Y_{11}) + \Im(Y_{12})} \right)^2 \right) \\
 C_{ds} &= \frac{\Im(Y_{22}) + \Im(Y_{12})}{\omega} \\
 R_{gs} &= \frac{\Re(Y_{11}) + \Re(Y_{12})}{\omega C_{gs} (\Im(Y_{11}) + \Im(Y_{12}))} \\
 R_{gd} &= \frac{\Re(Y_{12})}{\omega C_{gd} \times \Im(Y_{12})} \\
 g_m &= \sqrt{(\Re(Y_{21}) - \Re(Y_{12}))^2 + D_1 (\Im(Y_{21}) - \Im(Y_{12}))^2} \\
 g_d &= \Re(Y_{22}) + \Re(Y_{12}) \\
 \tau &= \frac{1}{\omega} \sin^{-1} \left(\frac{(\Im(Y_{12}) - \Im(Y_{21}) - (\Re(Y_{21}) - \Re(Y_{12}))) R_{gs} C_{gs} \omega}{g_m} \right) \\
 D_1 &= 1 + (R_{gs} C_{gs} \omega)^2
 \end{aligned}$$

Il convient de souligner à présent que l'ensemble des paramètres ainsi déduits s'avère fortement non-linéaire, soit dépendants de la puissance dissipée ou du point de polarisation choisi. Leur extraction en un point précis du réseau de caractéristiques pourra ainsi être effectuée en mode CW ; a contrario, si l'on cherche à déterminer qualitativement ou quantitativement les évolutions des éléments intrinsèques sur l'intégralité du réseau, le recours au banc S-pulsé s'avère indispensable.

Le principe de fonctionnement d'un tel dispositif est à rapprocher de celui décrit dans le cadre de l'étude thermique ; un point de repos étant figé, chacune des caractéristiques du réseau I-V est parcourue par l'intermédiaire d'impulsions courtes. La différence fondamentale entre les deux bancs disponibles réside en la superposition, sur les paliers de grille et de drain, d'une onde hyperfréquence, et donc en la présence d'un analyseur de réseaux, permettant l'accès aux paramètres S du composant sous tests. Le dispositifs de mesures S-pulsé se trouve être, par ses potentialités, un outil indispensable à la modélisation en régime grand signal.

ANNEXE 3 : La calibration

Les Analyseurs de réseaux vectoriels sont (très) couramment utilisés du fait de leurs potentialités à fournir des mesures avec un degré d'exactitude extrêmement important. Cela est rendu possible en calibrant les dispositifs par des méthodes mathématiques de corrections vectorielles. Celles-ci prennent en compte les imperfections imputées au VNA lui-même, mais également toutes les formes de perturbations engendrées par les câbles, connecteurs ou sondes. Il devient alors aisé de pallier les déficiences matérielles en implémentant, à même l'appareil de mesures, un programme de correction d'erreurs.

L'ensemble de la méthode repose sur la caractérisation de standards électriques connus ; les termes liés aux erreurs systématiques peuvent ainsi être déterminés en module, ainsi qu'en phase. Une fois isolés, ces derniers pourront être défalqués (« deembedés ») des mesures effectives afin de remonter aux paramètres réels des dispositifs sous tests.

Il existe deux grandes familles de calibrages destinés à corriger les erreurs systématiques : SOLT (Short, Open, Load, Thru) et TRL (Thru, Reflect, Line) ; chacune d'entre elles possède ses avantages en fonction de la plage de fréquences explorée. Le calibrage de type SOLT est relativement simple à mettre en place, et ce quel que soit l'environnement de travail (pointes, boîtiers...). Il est effectivement très largement choisi dans le cadre de mesures coaxiales. Son principal avantage reste son implémentation large bande, essentiellement du DC à la fréquence limite supportée par les connecteurs utilisés. On notera qu'une forme particulière de SOLT, dans laquelle les standards sont remplacés par des impédances arbitraires connues, est désormais développée par la société AGILENT. Elle porte le nom courant d'ECal, pour Electronic Calibration.

La méthode TRL fut, dans un premier temps, développée dans l'objectif d'accroître la précision de mesures pour les dispositifs en boîtiers spécifiques ou « on wafer ». Il existe en réalité une multitude de variantes reposant sur la substitution de certains standards, mais le modèle qui leur est associé demeure unique. L'avantage principal de cette méthode reste indéniablement l'aisance de fabrication des standards, et la simplicité de leurs caractéristiques. Cela étant, la TRL permet la prise de mesures avec une efficacité accrue. Précisons que seules l'impédance et la longueur effective des lignes sont requises pour ce calibrage. En effet, il n'est pas nécessaire de définir les capacités ou les inductances parasites liées au standard « Reflect ». De même, on remarquera le fait que l'on s'affranchit de la

caractérisation d'une charge « Load », laquelle pénaliserait grandement les mesures en hautes fréquences.

Nota Bene : Il va sans dire que, selon le type de calibration envisagé, l'exactitude des mesures reste intimement liée à la qualité des standards de calibrage.

Sur les figures suivantes sont représentés une vue d'ensemble de la structure de tests et le diagramme de fluences qui lui est associé :

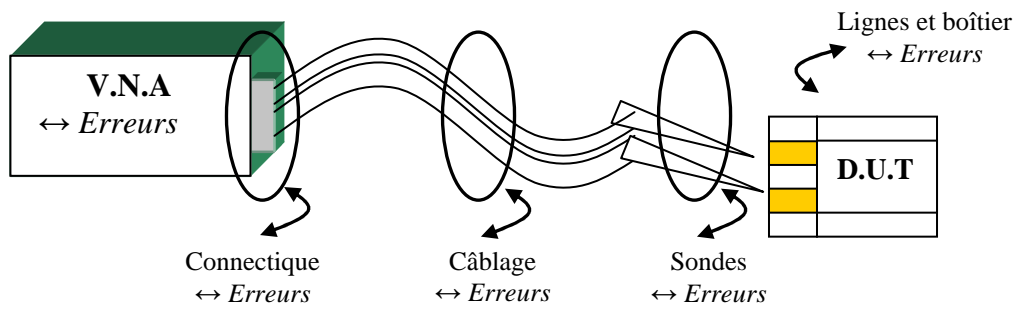


Figure A2.1 : Vue schématique du dispositif de mesures – Erreurs engendrées.

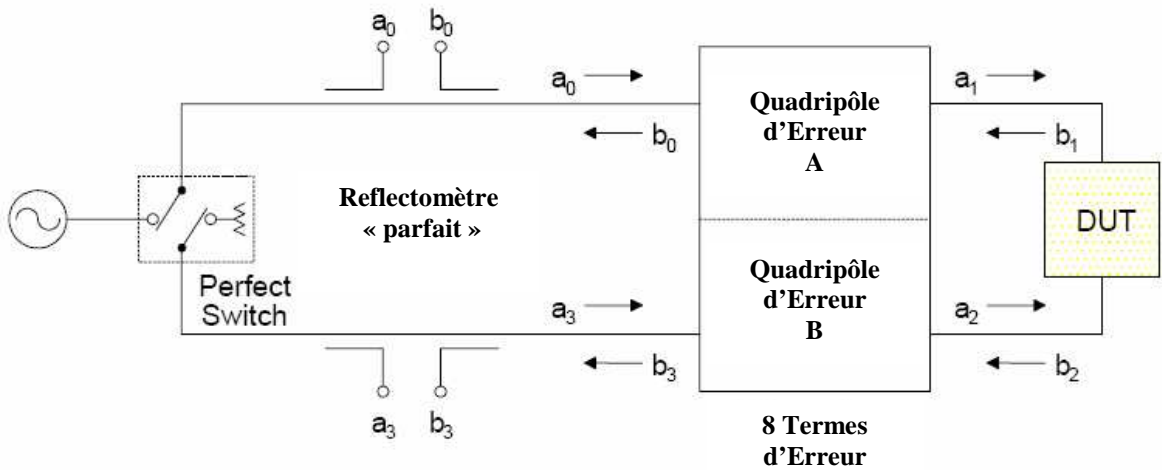


Figure A2.2 : Mise en évidence des quadripôles d'Erreur dans le dispositif.

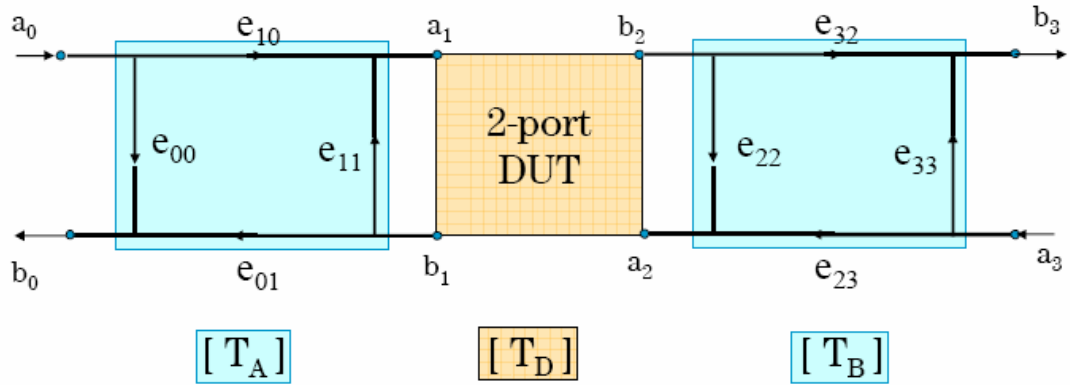


Figure A2.3 : Diagramme de fluxes associé à la mesure.

La figure A2.3 met en évidence le fait que l'ensemble des paramètres d'erreurs (a fortiori inconnus) peut être « discrétisé » et symbolisé par des quadripôles situés en entrée $[T_A]$ et en sortie $[T_B]$ de la structure de tests. Nous verrons par la suite que cette représentation facilite la mise en équations du système, et donc l'accès à la quasi-totalité des variables recherchées. Nombre de publications [30][31] font état de ces calculs, avec un degré d'exhaustivité plus ou moins important. Si certaines méthodes s'avèrent complètes par leurs démonstrations mathématiques, d'autres se formalisent sur l'aspect algorithmique de la procédure. Notons finalement que l'ensemble des méthodes développées à ce sujet fait suite aux travaux pionniers de Glenn F. Engen et Cetus A. Hoer qui, dès 1979, proposaient une technique de calibrage certifiée pour la T.R.L.[32]

L'algorithme ici présenté se réfère aux documentations de Douglas Kent Rytting [33], de la société Agilent, dans lesquelles sont exposés les modèles d'erreurs associés aux différents types de calibrages...

ALGORITHME :

En vue de la résolution du système exposé, il sera utile de manipuler les matrices de transfert des quadripôles mis en cascade. En effet, par ce biais, on exprime la matrice du dispositif mesuré $[T_M]$ par le simple produit des différents constituants ; on a alors :

$$[T_M] = [T_A][T_{DST}][T_B]$$

Avec :

$[T_M]$: Matrice de transfert de l'ensemble mesuré.

$$[T_A] = \begin{bmatrix} x_{11} & x_{12} \\ x_{21} & x_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{e_{10}} \begin{bmatrix} e_{10}e_{01} - e_{00}e_{11} & e_{00} \\ -e_{11} & 1 \end{bmatrix} : \text{Matrice de transfert du quadripôle « Erreurs »}$$

d'entrée.

$$[T_B] = \begin{bmatrix} y_{11} & y_{12} \\ y_{21} & y_{22} \end{bmatrix} = \frac{1}{e_{32}} \begin{bmatrix} e_{32}e_{23} - e_{22}e_{33} & e_{22} \\ -e_{33} & 1 \end{bmatrix} : \text{Matrice de transfert du quadripôle « Erreurs »}$$

de sortie.

$[T_{DST}]$: Matrice de transfert « réelle » du composant ou dispositif sous tests.

L'ensemble de la procédure de calibrage se résume, en fin de compte, à déterminer les matrices T_A et T_B . Dans cet objectif, on substituera au DUT, consécutivement, les standards étalons « Line 1 », « Reflect » et « Line 2 ».

On arrive, de façon élémentaire, aux équations suivantes :

Standard 1 : Ligne adaptée de longueur l_1 (d'abord considérée sans réflexion)

On définit ses matrices [S] et [T] par :

$$[S_{L1}] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\gamma l_1} \\ e^{-\gamma l_1} & 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [T_{L1}] = \begin{bmatrix} e^{-\gamma l_1} & 0 \\ 0 & e^{\gamma l_1} \end{bmatrix}$$

Dans ces conditions le système s'écrit :

$$[S_{M1}] \Rightarrow [T_{M1}] = [T_A][T_{L1}][T_B]$$

Standard 2 : Ligne adaptée de longueur l_2 (d'abord considérée sans réflexion)

On définit ses matrices [S] et [T] par :

$$[S_{L1}] = \begin{bmatrix} 0 & e^{-\gamma l_1} \\ e^{-\gamma l_1} & 0 \end{bmatrix} \quad \text{et} \quad [T_{L1}] = \begin{bmatrix} e^{-\gamma l_1} & 0 \\ 0 & e^{\gamma l_1} \end{bmatrix}$$

Dans ces conditions le système s'écrit :

$$[S_{M2}] \Rightarrow [T_{M2}] = [T_A][T_{L2}][T_B]$$

Standard 3 : Charge réfléchive (souvent un circuit ouvert)

Considéré comme parfait, on aurait : $[S_{COidéal}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

Pratiquement, on mesure plutôt : $[S_{CO}] = \begin{bmatrix} \Gamma_{mx,y} & 0 \\ 0 & \Gamma_{mx,y} \end{bmatrix}$ aux ports 1 et 2.

Comme mentionné précédemment, nous remarquerons qu'il n'est nullement nécessaire de connaître précisément les caractéristiques du circuit-ouvert. La seule condition essentielle à ce niveau est que la charge réfléchive doit être identique sur chacun des ports.

Mise en équations, algorithme de résolution :

(Seule est exposé ici la solution implémentée dans les logiciels de CAO)

La méthode de résolution procède des changements de variables initiaux :

$$[T_{MA}] = [T_{M2}][T_{M1}]^{-1} = \begin{bmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{221} \end{bmatrix} \quad [T_{MA'}] = [T_{M1}]^{-1}[T_{ML2}] = \begin{bmatrix} m'_{11} & m'_{12} \\ m'_{21} & m'_{221} \end{bmatrix}$$

Après une série de manipulations astucieuses, on en vient à isoler les termes :

I - Côté « Port 1 » : Détermination de $[T_A]$:

$$\frac{x_{11}}{x_{21}} = e_{00} - \frac{e_{10}e_{01}}{e_{11}} = a \quad \text{et} \quad \frac{x_{12}}{x_{22}} = e_{00} = b$$

avec : $a, b = \frac{(m_{11} - m_{22}) \pm \sqrt{(m_{11} - m_{22})^2 + 4m_{21}m_{12}}}{2m_{21}}$ et la condition : $|b| < |a|$

On peut déterminer par la suite :

$$e_{11} = \pm e^{\gamma L} \sqrt{-\left(\frac{b - \Gamma_{mx}}{a - \Gamma_{mx}}\right) \times \left(\frac{c - \Gamma_{my}}{d - \Gamma_{my}}\right) \times \left(\frac{b - S_{11m}}{a - S_{11m}}\right)}$$

où S_{11m} est la paramètre de réflexion mesuré durant la connexion du standard « Ligne 1 ».

Le choix du signe est conditionné par la cohérence existant entre le paramètre e_{11} calculé et sa valeur théorique approchée. Celle-ci peut s'exprimer par :

$$e_{11th} = \frac{1}{\Gamma_{th}} \left(\frac{b - \Gamma_{mx}}{a - \Gamma_{mx}} \right) \quad \text{avec} \quad \Gamma_{th} = \frac{Y_C - Y_R}{Y_C + Y_R}$$

(couramment : $Y_C = 0.02S$ et Y_R lié aux capacités terminales du dispositif)

Et finalement :

$$e_{10}e_{01} = (b - a)e_{11}$$

II - Côté « Port 2 » : Détermination de $[T_B]$:

$$\frac{y_{11}}{y_{21}} = \frac{e_{23}e_{32}}{e_{22}} - e_{33} = c \quad \text{et} \quad \frac{y_{21}}{y_{22}} = -e_{33} = d$$

$$\text{avec : } c, d = \frac{(m'_{11} - m'_{22}) \pm \sqrt{(m'_{11} - m'_{22})^2 + 4m'_{21}m'_{12}}}{2m'_{21}} \quad \text{et la condition : } |d| < |c|$$

Connaissant certains éléments du quadripôle d'erreur en entrée, et moyennant certaines conditions (symétrie et réciprocité des standards, on arrive à :

$$e_{22} = -\frac{e^{2\gamma L}}{e_{11}} \left(\frac{b - S_{11m}}{a - S_{11m}} \right) \quad \text{et} \quad e_{23}e_{32} = (c - d)e_{22}$$

III - Détermination des termes croisés :

$$e_{10}e_{32} = S_{M1.21} (1 - e_{11}e_{22}e^{-2\gamma L1}) e^{\gamma L1} \quad \text{et} \quad e_{23}e_{01} = S_{M1.12} (1 - e_{11}e_{22}e^{-2\gamma L1}) e^{\gamma L1}$$

IV – Accès aux matrices réduites et deembedding des quadripôles d'erreurs :

N'ayant pas connaissance des paramètres e_{10} et e_{32} , nous ne pouvons avoir accès directement aux matrices $[T_A]$ et $[T_B]$.

Cependant, il peut être intéressant d'utiliser : $[T_{Ared}] = e_{10}[T_A] = \begin{bmatrix} e_{10}e_{01} - e_{00}e_{11} & e_{00} \\ -e_{11} & 1 \end{bmatrix}$

(connue)

Le même raisonnement en port 2 nous amène à : $[T_{Bred}] = e_{32}[T_B] = \begin{bmatrix} e_{32}e_{23} - e_{22}e_{33} & e_{22} \\ -e_{33} & 1 \end{bmatrix}$

(connue)

La procédure de deembedding repose sur une simple multiplication de matrices :

$$[T_M] = [T_A][T_{DST}][T_B]$$

$$[T_M] = \frac{[T_{Ared}]}{e_{10}} [T_{DST}] \frac{[T_{Bred}]}{e_{32}} = \frac{[T_{Ared}][T_{DST}][T_{Bred}]}{e_{10}e_{32}}$$

Pour finalement en arriver à : $[T_{DST}] = e_{10}e_{32}[T_{Ared}]^{-1}[T_M][T_{Bred}]^{-1}$

Ainsi explicitée, cette méthode permet de recueillir, sous la forme d'un couple de matrices T_A , T_B et du terme de croisement associé $e_{10}e_{32}$, l'ensemble des paramètres d'erreurs liés au boîtier de mesures. Il devient inutile de réitérer les procédures de calibrations par demi-cellules. Un calibrage dans le plan des sondes, suivi par la réintroduction des termes d'erreurs déduits de la méthode décrite ci-dessus, s'avère désormais suffisant.

ANNEXE 4 : La cellule hybride

La mesure de composants hyperfréquences reste tributaire, en plus de l'appareillage à proprement dit, de l'ensemble des éléments de connexions ou autres boîtiers abritant le dispositif à tester.

Il existe deux points fondamentaux qui réduisent drastiquement le champ d'application des mesures micro-ondes : la fréquence de travail et la température. Dans les conditions qui ont été les nôtres, pour lesquelles les composants, sur puces, se voyaient dotés de fréquences de transitions rarement supérieures à 50GHz, le recours aux connecteurs de type K s'est révélé quasi-systématique. Cependant, il eût été remarquable de procéder à la mesure de paramètres $[S]$ tout en ayant un contrôle de la température du socle.

Ces mesures, possible sous pointes et sur « wafers », deviennent impossible dès lors que les courants développés dépassent les tolérances typiques des bancs sous pointes. De même, une température trop élevée ($>125^{\circ}\text{C}$) dégrade irrémédiablement les caractéristiques des connecteurs K.

Pour pallier ces insuffisances, un boîtier spécifique a été conçu puis réalisé ; sa structure et ses spécificités permettent à présent d'effectuer des mesures tant en température (195°C) qu'en fréquence (jusqu'à 18GHz). Sa conception s'est articulée autour de connecteurs SMA fonctionnant, théoriquement, jusqu'à 20GHz ; quant à la commande en température, elle se trouve réalisable par la présence de résistances de chauffage directement accolées à la cellule. Les composants à mesurer se présentent sous la forme de puces brasées sur le flanc supérieur d'inserts de type K. Cette particularité permet la mesure de ce même transistor au sein de cellule K classiques.

La détermination des paramètres $[S_{ij}]$ à haute température et pour des niveaux de puissance supérieurs à ceux tolérés par la mesure sous pointes se trouve ainsi effective. Notons qu'un jeu d'alumines de calibrage brasées sur insert a, de ce fait, accompagné la conception de cette cellule hybride. La figure A3.1 donne une représentation du boîtier finalement obtenu.

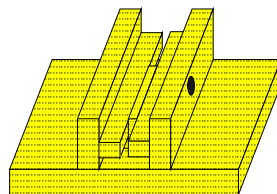


Figure A3.1 : Boîtier hybride K-SMA

BIBLIOGRAPHIE

- [1] L. Giacoletto et al., "Diode and transistor equivalent circuits for transient operation," IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 4, pp. 80–83, Avr. 1969.
- [2] D. Siriex, "Modélisation non linéaire des MESFETs sur Carbure de Silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes", Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Jan. 2000
- [3] Giovanni Crupi et al., "Accurate Multibias Equivalent-Circuit Extraction for GaN HEMTs", IEEE Transaction on microwaves theory and techniques, Vol. 54, No. 10, Octobre 2006
- [4] A. Jarndal, "A New Small Signal Model Parameter Extraction Method Applied to GaN Devices" 2005 IEEE
- [5] M. Werquin, "Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences" Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2005
- [6] G. Dambrine, A. Cappy, F. Heliodore, and E. Playez, "A new method for determining the FET small-signal equivalent circuit" IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. 36 (1988), pp 1151-1159.
- [7] M. Werquin, "Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences" Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2005
- [8] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [9] C. Charbonniaud, "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde" Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Oct. 2005
- [10] M. Nawaz, "A New Charge Conserving Capacitance Model for GaAs MESFET's", IEEE Trans. Electron. Devices, Vol. 44, No. 11, Nov 1997 pp1813-1818
- [11] K. Lee, M. Shur, T. A. Fjeldly, and T. Ytterdal, "Semiconductor device modeling for VLSI," Series in Electronics and VLSI. New Jersey, Prentice-Hall, 1993.
- [12] N. Scheinberg and E. Chisholm, "A capacitance model for GaAs MESFET's", IEEE J. Solid-State Circuits, vol. 26, No. 10, pp. 1467-1470, Oct. 1991.
- [13] H. Statz, P. Newman, I. W. Smith, R. A. Pucel, and H. A. Haus, "GaAs FET device and circuit simulation in SPICE," IEEE Trans. Electron. Devices, vol. 34, no. 2, pp. 160–169, Feb. 1987.
- [14] W.R.Curtice, "A MESFET Model for use in the Design of GaAs Integrated Circuits", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, vol. 28, pp.448-456, May 1980.
- [15] W.R.Curtice, "GaAs MESFET Modeling and Nonlinear CAD", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, vol.36, no.2, Feb.1988
- [16] I. Angelov, "A New Empirical Nonlinear Model for HEMT and MESFET Devices", IEEE Transaction on Microwave Theory and Techniques, Vol. 40, No. 12, Dec. 1992
- [17] Y. Tajima, "GaAs FET Large-Signal Model and its Application to Circuit Designs", IEEE Transactions on Electron Device, Vol. 28, No. 2, Fev. 1981
- [18] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [19] S. Selberherr "Analysis and simulation of semiconductor devices". Communication in Mathematical Physics, 1984, ISBN 3-211-81800-6
- [20] S. Selberherr "Analysis and simulation of semiconductor devices". Communication in Mathematical Physics, 1984, ISBN 3-211-81800-6

- [21] C. Canali, G. Majni, R. Minder, G. Ottaviani, “ Electron and hole drift velocity measurements in Silicon and their empirical relation to electric field and temperature”, IEEE Transactions on Electron Device(1975), Vol 22, No 7.
- [22] O. Turin et al., “A modified transferred-electron high-field mobility model for GaN devices simulation” Solid-State Electronics, Vol. 49(2005), pp 1678–1682
- [23] O. Turin et al., “A modified transferred-electron high-field mobility model for GaN devices simulation” Solid-State Electronics, Vol. 49(2005), pp 1678–1682
- [24] R. Aubry, “ Etude des aspects électrothermiques de la filière HEMT AlGaIn/GaN pour application de puissance hyperfréquence” Thèse de Doctorat, Université de Lille, Juil. 2004
- [25] N. Vellas, “Caractérisation de transistors HEMTs de la filière GaN pour les applications de puissance hyperfréquences”, Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2003
- [26] C. H. Oxley, M. J. Uren, A. Coates, and D. G. Hayes “ On the Temperature and Carrier Density Dependence of Electron Saturation Velocity in an AlGaIn/GaN HEMT”, IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 53, No. 3, Mars 2006
- [27] M. Werquin, “ Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences” Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2005
- [28] C. Charbonniaud, “ Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde” Thèse de Doctorat, Université de Limoges, Oct. 2005
- [29] M. Werquin, “ Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences” Thèse de Doctorat, Université de Lille, Dec. 2005
- [30] R. B. Marks et al., “A Multiline Method of Network Analyzer Calibration”, IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 39, No. 7, Juil. 1991
- [31] H. Heuermann, “ 15-Term Self-Calibration Methods for the Error-Correction of On-Wafer Measurements”, IEEE Transactions on instrumentation and measurements, Vol. 46, No. 5, Oct. 1997
- [32] G. F. Engen and C.A. Hoer, “Thru-Reflect-Line: An Improved Technique for Calibrating the Dual Six-Port Automatic Network Analyzer” IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol. 27, No. 12, Dec. 1979
- [33] D. Rytting, “ Network Analyzer Error Models and Calibration Methods” Agilent Communication

CHAPITRE IV -

CONTRIBUTION A L'ETUDE DES SUBSTRATS REPORTEES

4

Contribution à l'étude des substrats reportés

- SOMMAIRE -

IV.1. INTRODUCTION	181
IV.2. PROPRIETES PHYSIQUES DES SUBSTRATS	182
IV.2.1. Monocristallisation.....	182
IV.2.2. Polycristallisation.....	183
IV.3. SUBSTRATS HYDRIDES.....	184
IV.3.1. Le SopSiC	184
IV.3.2. Le SiCopSiC	185
IV.4. LE PROCEDE SMARTCUT.....	185
IV.5. DETERMINATION DES PROPRIETES : METHOLOGIE.....	189
IV.5.1. Le masque	189
IV.5.1.1 Description générale	189
IV.5.1.2 Procédé de fabrication	191
IV.5.2. Mesures et résultats	192
IV.5.2.1. Hypothèses et méthodologie	192
IV.6. DETERMINATION DES PROPRIETES PROPRES AU pSIC.....	193
IV.6.1. Résultats déduits : résistivité et permittivité	193
IV.7. DETERMINATION DES PROPRIETES D'UN SUBSTRAT SopSiC.....	194
IV.7.1. Mesures et résultats	195
IV.7.2. Problématique des pertes	196
IV.8. PROPAGATION DANS LE SUBSTRAT SopSiC épitaxié.....	197
IV.8.1. Le substrat hybride épitaxié	197
IV.8.2. Résultats obtenus par la méthode des disques.....	198
IV.8.3. Résultats relatifs aux lignes de propagation.....	199
IV.8.3.1 Détermination de l'impédance caractéristique	199
IV.8.3.2 Détermination des pertes par la méthode directe	201
IV.8.3.3 Détermination de ε' et ε'' par la méthode itérative (dépendance fréquentielle).....	204
IV.9. HEMTs AlGaIn/GaN SUR SUBSTRATS REPORTEES.....	208
IV.9.1. Premiers résultats	208
IV.9.2. Objectifs	209
IV.10. CONCLUSION	210
BIBLIOGRAPHIE.....	212

IV.1. INTRODUCTION

Conformément à ce qui est clairement établi actuellement, il peut être avancé que le substrat SiC demeure le meilleur substrat pour la réalisation de transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N de puissance. Si son faible désaccord de maille et son excellente conductivité thermique lui confèrent de sérieux atouts, le prix d'un tel matériau reste excessivement élevé.

Pour pallier cet inconvénient d'ordre économique, l'idée fut d'introduire, au sein même du substrat, des matériaux à structures polycristallines ; cependant, sans apport supplémentaire, la croissance de couches épitaxiées demeure clairement impossible sur de tels matériaux.

Ce problème fondamental peut être contourné par l'utilisation de la technologie dite « Smart-Cut »[1], développée par les sociétés SOITEC et PICOGIGA, laquelle permet l'apposition d'une fine couche de monocristal sur le matériau polycristallin.

Ainsi, en tenant profit des propriétés thermiques du SiC polycristallin, il devient possible d'effectuer des croissances de couches AlGa_N/Ga_N, et d'aboutir, par ce biais, à la réalisation de composants de puissance. Ces substrats novateurs, dit composites ou reportés, existent actuellement sous deux formes distinctes : le SopSiC (Si monocristallin sur du SiC polycristallin) et le SiCopSiC (SiC monocristallin sur SiC polycristallin), l'unique différence se localise dans la nature du monocristal superficiel.

Si le principe de substitution du SiC par des substrats hybrides, de moindres coûts, apparaît comme particulièrement intéressant, il reste indispensable de caractériser ces matériaux et d'en certifier les qualités effectives. L'objectif de ce chapitre est donc, par une approche originale, de déterminer les propriétés électriques et hyperfréquences de ces nouveaux matériaux ; l'étude ici menée se consacre successivement aux caractéristiques des matériaux SiC polycristallin, SopSiC et d'une couche SopSiC épitaxiée.

IV.2. PROPRIETES PHYSIQUES DES SUBSTRATS

IV.2.1. Monocristallisation

Les atomes, considérés comme les briques élémentaires des composés cristallographiques, déterminent, par leur arrangement, bon nombre de propriétés physiques macroscopiques telles que les comportements optiques, thermiques, mécaniques et électriques. S'ils s'arrangent de manière ordonnée dans de nombreux matériaux métalliques ou céramiques, leur agencement s'avère désordonné pour la plupart des polymères, verres, liquides et gaz. La figure IV.1 représente une image obtenue par microscope électronique à transmission ; elle concerne l'étude de la croissance d'un composé SiC suivant deux phases distinctes. Comme il sera vu prochainement, celles-ci se distinguent par l'existence d'un joint dit « de grains ».

A supposer qu'une seule orientation soit observable macroscopiquement, impliquant une disparition totale des joints de grains, alors le solide sera dit « monocristallin ». Sa structure, à condition d'occulter toute forme de dislocation ou de lacune, pourra être considérée comme périodique et parfaite. Au réseau atomique primaire, correspondant à la zone cristallographique de Bravais, on peut associer un réseau réciproque, obtenu par transformation en séries de Fourier de la position des atomes suivant une direction donnée [2]. Ce réseau peut être directement interprété par la figure de diffraction du cristal soumis à un rayonnement incident ; il est par ailleurs un outil précieux pour l'étude des bandes énergétiques intrinsèques.

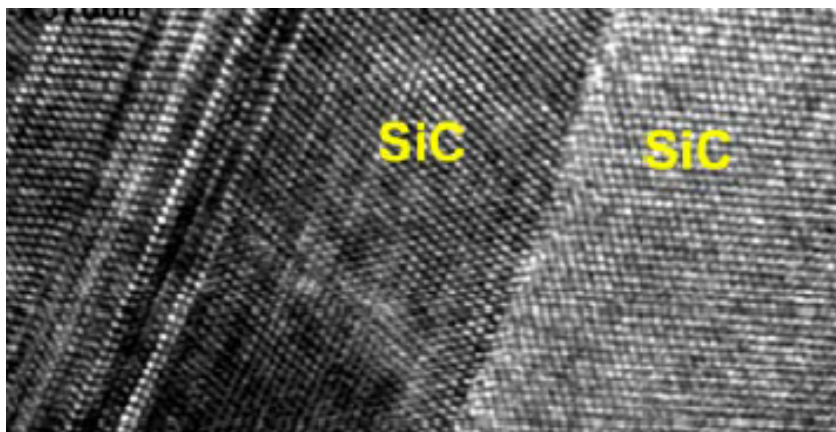


Figure IV.1 : Illustration d'une rupture d'axe de croissance pour un composé SiC

Rappelons à présent que les substrats couramment employés en microélectronique proposent des particularités similaires à celles des monocristaux. Comme évoqué au chapitre

premier, ces derniers peuvent être obtenus par cristallogénèse, laquelle étant amorcée autour d'un germe. Concernant l'étude des transistors de la filière GaN, il est établi que les substrats ayant fait l'objet d'études approfondies sont le Saphir, le SiC et également le Silicium. Leurs propriétés respectives peuvent être trouvées en page 28.

Les objectifs à terme des travaux menés sur les composants à grands gaps restant l'intégration et l'industrialisation, il est nécessaire que les opérations s'effectuent à moindre coût. L'idée d'intégrer, au sein même des substrats, des composés polycristallins se trouve être une alternative intéressante. Aussi, dans le cas de composants et de circuits intégrés dédiés à la puissance, il est nécessaire que les substrats faibles coûts présentent une bonne résistance thermique (la dissipation thermique étant un des éléments clefs compte tenu des densités de puissance mises en jeu pour des dispositifs de la filière nitrure).

IV.2.2. Polycristallisation

Revenons à la figure IV.1. A considérer que la structure macroscopique d'un solide se compose d'un amoncellement de phases monocristallines différentes, chacune séparée de ses voisines par des joints de grains, alors le composé sera dit polycristallin.

Une telle particularité confère aux matériaux des propriétés physiques qui diffèrent, parfois beaucoup, de celles attribuées à son homologue monocristallin. Prenons l'exemple du Carbure de Silicium, dont certaines particularités sont proposées via le tableau IV.1, les deux phases étant ici représentées.

Matériau	K (W/cm.K)	ρ	ϵ
SiC	4.9 (6H)	$<10^{10}$	9.7
pSiC	3	$\#10^4$	12-12.5

Tableau IV.1 : Propriétés physiques du SiC sous les phases monocristalline et polycristalline

La nature fondamentalement aperiodique, propre aux polycristaux, élimine toute possibilité d'obtenir une figure de diffraction distincte ; la pluralité intrinsèque des zones de Bravais conduit à l'impossibilité d'y associer un quelconque réseau réciproque à l'échelle macroscopique.

Notons que les joints de grain, dans lesquels les atomes se trouvent agencés aléatoirement (amorphe, ou peu cristallin), présentent des lieux privilégiés pour des réactions chimiques d'oxydation ou de réduction.

IV.3. SUBSTRATS HYDRIDES

Comme évoqué ci-dessus, ainsi qu'au premier chapitre, l'introduction d'un matériau polycristallin dans la constitution du substrat permet de réduire significativement les coûts de fabrication. Concernant l'étude des transistors AlGaN/GaN, deux alternatives de la sorte sont actuellement proposées. Pour pallier, d'une part, la mauvaise conductivité thermique du silicium monocristallin et, d'autre part, le caractère onéreux des substrats de SiC monocristallin pur, deux filières émergentes ont été développées ; il s'agit des substrats de type SopSiC et SiCopSiC développés à partir du procédé Smart-Cut™ mis au point par la société SOITEC.

IV.3.1. Le SopSiC

Le substrat SopSiC (*Silicon on polycristallin Silicon Carbide*) [3] se compose de trois matériaux distincts disposés en strates, dont un aperçu se trouve représenté en figure IV.2. Ce substrat hybride ou reporté présente, en surface, une mince couche monocristalline de silicium ; elle garantit la possibilité de croissance des épitaxies AlGaN/GaN. Le SiC polycristallin, élément constitutif de la base du substrat a une épaisseur d'environ 540 μ m. Il s'avère bien moins onéreux que son équivalent monocristallin. Le coût global d'un tel support s'en retrouvera fort amoindri, si tant est qu'on le compare à un monocristal de SiC pur.

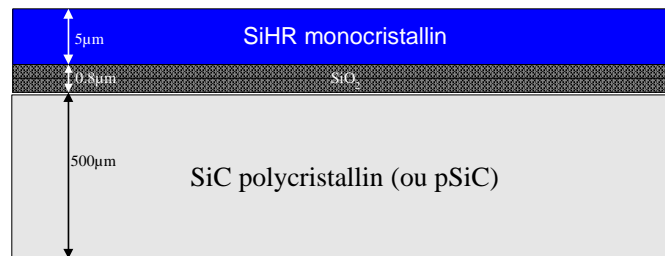


Figure IV.2 : Vue en coupe du substrat SopSiC

Notons que les dimensions mentionnées expriment des quantités typiques moyennes, et non certifiées exactes. Les trois couches dont se compose le SopSiC sont ainsi :

- Le SiHR monocristallin surfacique de quelques micromètres d'épaisseur ; comme évoqué ci-dessus, il est le support direct de la croissance épitaxiale (par MBE ou MOCVD) des couches AlGaN/GaN. Le choix d'un matériau hautement résistif offre la possibilité d'obtenir une isolation électrique correcte des composants.
- Une couche d'oxyde de Silicium de moins d'un micromètre d'épaisseur. Si elle propose de

remarquables propriétés en terme d'isolation électrique, sa faible conductivité thermique pénalise la dissipation des calories dans le substrat profond. Sa présence reste néanmoins inévitable, car nécessaire dans le processus de fabrication Smart-Cut™.

- Le SiC polycristallin, qui constitue 99% des substrats reportés, se trouve être le matériau sur lequel est effectué le report d'un monocristal. Sa bonne conductivité thermique, quoiqu'inférieure à celle du SiC monocristallin, lui confère un atout précieux dans la mesure où lui seront associés des transistors de puissance.

IV.3.2. Le SiCopSiC

Le SiCopSiC (*Silicon Carbide on polycristallin Silicon Carbide*), possède une structure similaire à celle du SopSiC, à cela près qu'au monocristal de Silicium est substituée une couche de SiC monocristallin. Une vue en coupe d'un tel substrat peut être observée via la figure IV.3. Par analogie avec le paragraphe précédent, la présence d'une couche surfacique monocristalline performante est ici associée à un matériau de moindre coût utilisé pour le report.

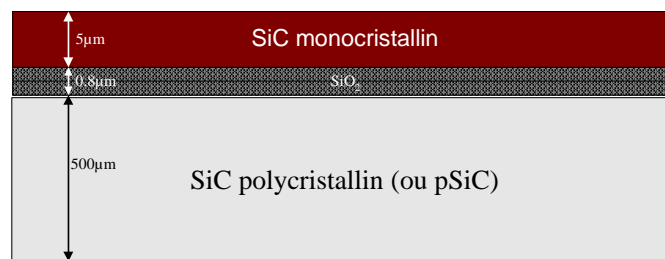


Figure IV.3 : Vue en coupe du substrat SopSiC

Les trois couches représentées figure IV.3 constituent le substrat SiCopSiC.

- Le SiC monocristallin présente un faible désaccord de maille (3,5%) avec le GaN, le nombre de dislocations de surface sera, par conséquent, bien moins élevé que dans le cas d'un substrat SopSiC.
- La couche de SiO₂, nécessaire au report.
- Le substrat profond de SiC polycristallin.

IV.4. LE PROCEDE SMARTCUT

Le procédé Smart-Cut™, développé à l'origine pour l'édification de structures SOI (Silicon On Insulator), peut ici trouver tout son intérêt. Le principe fondamental sur lequel

repose cette technique demeure le report de fines couches monocristallines (en l'occurrence le SiC ou SiHR monocristallin) sur un substrat massif constitué de SiC polycristallin.

Ce procédé de fabrication peut être élaboré en quatre étapes distinctes ; à chacune pourra s'associer une illustration ainsi qu'un paragraphe explicatif particulier. Choisissons le cas traitant de la préparation d'un substrat de type SiCopSiC.

1) Oxydation surfacique

La première étape consiste en l'oxydation contrôlée des deux couches que l'on souhaite superposer. Dans le cas présent, cette opération engendre la croissance d'un oxyde natif de SiO₂ sur les faces exposées des deux matériaux. .

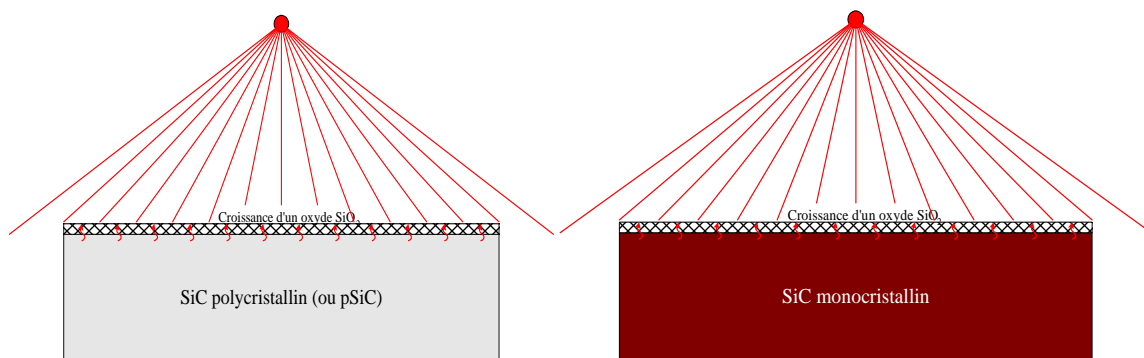


Figure IV.4 : Oxydation des matériaux volumiques

La nature de l'oxyde ainsi obtenu permet d'obtenir, pour chacune des couches, une surface extrêmement lisse, propriété favorable au futur assemblage des deux matériaux.

2) Implantation d'hydrogène

Des cations H⁺ sont implantés dans le SiC monocristallin ; cette opération permet la scission du volume en un film oxydé de 5µm d'épaisseur environ, ainsi qu'en un reste monocristallin réutilisable.

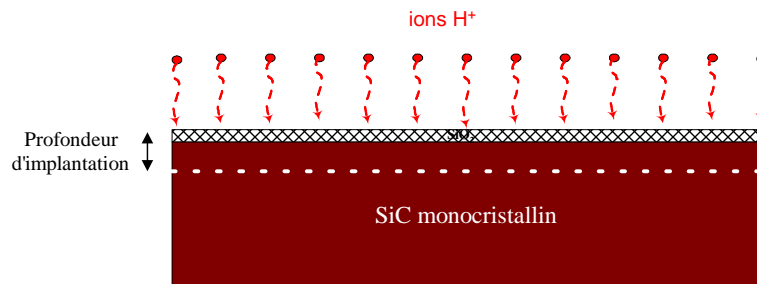


Figure IV.5 : Implantation des cations H⁺

L'implantation d'hydrogène s'effectue dans des conditions de puissance de $4 \cdot 10^{16}$ à $7 \cdot 10^{16}$ H⁺/cm² sous une énergie de 50 à 200 KeV suivant la hauteur de pénétration voulue.

Rappelons que, pour l'étude présente, les cations sont implantés à environ $5\mu\text{m}$ de profondeur dans le SiC.

3) Assemblage

Préalablement à la scission de la couche monocristalline implantée, les deux substrats sont assemblés comme indiqué sur les figures suivantes.

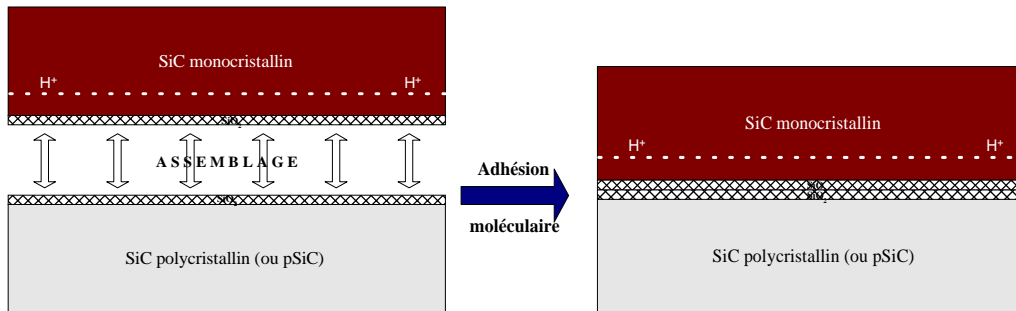


Figure IV.6 : Assemblage du substrat SiCopSiC

Les propriétés cristallines de surface du SiO_2 permettent la fusion des deux composés par adhésion moléculaire. C'est ainsi qu'est réalisée l'hétérostructure propre aux substrats reportés.

4) Recuit - Séparation

L'ultime opération concernant le procédé dit Smart-Cut consiste en l'échauffement de la structure par simple recuit. L'agitation thermique ainsi provoquée engendre le clivage de la couche suivant l'axe défini par l'implantation des complexes hydrogénés. Le substrat final SiCopSiC, doté des dimensions évoquées en début de chapitre, est ainsi obtenu.

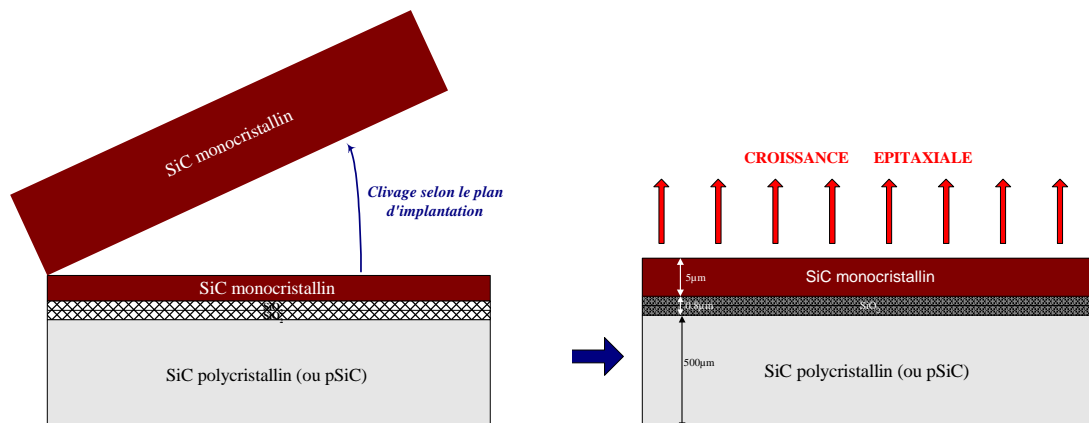


Figure IV.7 : Assemblage du substrat SiCopSiC

L'avantage de ce procédé est d'avoir au final une couche de croissance très performante et un substrat d'ensemble de bas coût. La présence de l'oxyde permet une bonne isolation électrique « verticale » du substrat, mais apporte une diminution de la dissipation thermique. Les substrats utilisés à l'IEMN ont une couche d'oxyde de 0,2 μ m. Actuellement des recherches sont faites pour diminuer cette épaisseur d'oxyde.

Les substrats clivés du type SiHR monocristallin ou SiC monocristallin seront réutilisés pour un autre Smart-Cut. Grâce à ce procédé le coût total de production des épitaxies de type HEMTs est réduit de façon significative.

La technologie Smart-Cut™ est industriellement fiable et bien maîtrisée. Le substrat reporté peut être utilisé de quinze à vingt fois suivant son épaisseur.

Il est important d'ajouter que ces différents matériaux hybrides demeurent des bases de croissances pour les épitaxies AlGaIn/GaN, dont la réalisation peut être assurée par MOCVD (Thalès) ou MBE (Picogiga). Concernant les procédés technologiques conduisant à la fabrication des transistors, ils sont effectués au sein même du laboratoire. Les premiers résultats obtenus sur de tels dispositifs seront évoqués en fin de chapitre.

Ces nouveaux matériaux, bien qu'a priori très prometteurs, présentent aussi un certain nombre d'inconnues ; quid de leurs propriétés diélectriques ou de leurs pertes en régime dynamique ? Dans le but d'offrir une réponse satisfaisante à ces problématiques, une étude particulière a été mise en œuvre ; cette dernière s'articule autour de mesures effectuées sur un masque spécifique présentant des motifs circulaires, ainsi que des lignes coplanaires et microrubans. Afin d'obtenir la meilleure compréhension possible quant aux contributions relatives des différentes couches de ces substrats, les travaux précités seront menés successivement sur :

- un substrat de pSiC
- un substrat SopSiC
- un substrat SopSiC épitaxié (MBE)

Les lignes suivantes présentent les principaux résultats obtenus dans le cadre de ces études. Notons qu'une multitude de méthodes [4][5] existent, de fait, en vue de tels objectifs, mais ne se révèlent guère adaptées aux conditions ici fixées (détermination de la résistivité, sans clivage...)

IV.5. DETERMINATION DES PROPRIETES : METHODOLOGIE

L'objectif de cette étude est de déterminer les propriétés électriques des substrats de type SopSiC et SiCopSiC. A cette fin, nous avons réalisé un masque spécifique, comportant différents motifs de test. Nous décrirons dans une première partie les particularités de ce masque, ainsi que son procédé de réalisation. Dans une seconde partie, nous développerons les caractérisations électriques obtenues à partir de ces motifs.

IV.5.1. Le masque

IV.5.1.1 Description générale

Les différents éléments composant le masque sont présentés sur la figure IV.8.

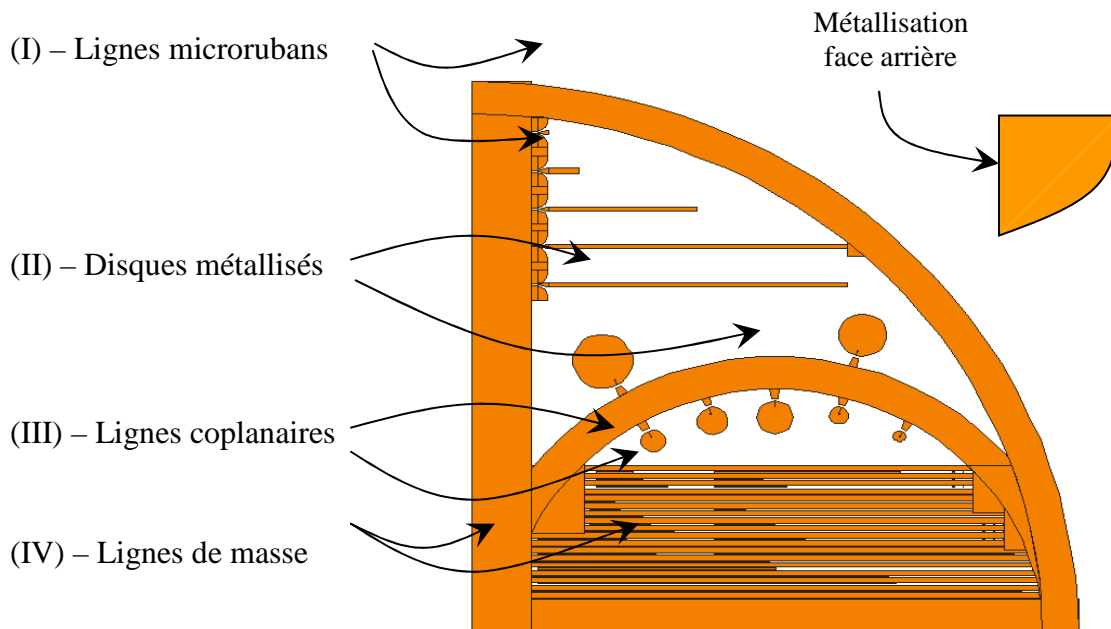


Figure IV.8 : Masque conçu pour l'étude des substrats

La description topologique du masque peut s'effectuer suivant les différentes zones considérées :

- Les lignes microrubans (I) et coplanaires (III) permettent l'extraction, dans des conditions de petit signal, des paramètres généraux propres à la propagation en mode TEM. En effet, les éléments de calibrage (courts-circuits et circuits ouverts) ayant été prévus, il sera possible de déterminer à la fois l'impédance caractéristique des lignes, ainsi que l'angle de perte ($\tan(\delta)$) du substrat. Notons que ces informations s'avèrent primordiales si l'objectif, à terme, demeure la réalisation de MMIC. Il convient d'ajouter que le dimensionnement de ces lignes

est rendu possible par la connaissance « a priori » de la constante diélectrique du substrat ; cette détermination préalable, réalisée par la caractérisation de motifs circulaires, sera explicitée plus loin dans ce chapitre. Elle conduit à la réalisation de lignes microrubans ayant une largeur de 390 μ m, et de lignes coplanaires définies par une bande centrale de 80 μ m et des fentes de 54 μ m de large. Ces dimensions ont pu être optimisées grâce au recours aux fonctionnalités du logiciels TXLine 2003.

- Nous disposons également de disques métallisés (II) de diamètres différents (1mm, 1.5mm, 2mm, 2.5mm, 3mm, 4mm et 5mm). La caractérisation de ceux-ci en réflexion permet la détermination, en éléments localisés, de la capacité et la conductance du substrat, entre les faces supérieures et inférieures. Les différents diamètres proposés permettent, par la prise en compte d'une loi d'échelle, de séparer deux effets capacitifs différents. Il s'agira en effet de déterminer les effets capacitifs purs sous l'électrode circulaire (déduits de l'expression $C = \frac{\epsilon S}{e}$) des effets de bord. Le choix de motif circulaire n'est en rien aléatoire : ces derniers évitent les pics de champ électrique résultants d'éventuelles irrégularités et permettent de dissocier facilement les contributions sous le disque et en périphérie. Nous soulignerons que des comparaisons entre les mesures et les simulations ont été rendues possibles par l'étude simultanée de telles structures sous l'environnement COMSOL.
- Les différentes lignes de masse (IV) sont, évidemment, toutes reliées entre elles. Le report entre la masse supérieure ou coplanaire à la masse en face arrière (masse des guides microrubans et des capacités) est assuré par un collage de feuilles d'or ou par diffusion de laque d'argent en périphérie du substrat. Il convient de noter que les substrats sont disponibles sous différents formats (substrats 1/2 2 ou 1/4 4 pouces) ; la surface étant amoindrie dans le cas du substrat 1/2 2 pouces, on ne pourra réaliser, le cas échéant, que les zones II (disques), III (lignes coplanaires) et IV (plan de masse associé).

IV.5.1.2 Procédé de fabrication

Le procédé de fabrication technologique, relaté dans le tableau suivant, s'articule autour d'une étape fondamentale d'électrolyse. Celle-ci est préférée à un processus de dépôt par évaporation de par l'épaisseur d'or qu'il faut déposer (plus de $2\mu\text{m}$) afin de minimiser les pertes de conduction dans les lignes. De même, la pulvérisation n'est pas recommandable : ce procédé engendrerait des difficultés certaines lors de l'étape de lift-off (le métal déposé recouvrant l'ensemble de la résine).

Niveau	Étape	Remarque
1	Implantation	Ions He^+ (uniquement pour la couche SopSiC épitaxiée)
2	Métallisation	Dépôt Ti / Au (300\AA / 1000\AA)
3	Nettoyage	Déshydratation plaque à 110°C pendant 10min
4	Photolithographie	Masque optique
5	Révélation	Révélation en plusieurs étapes avec arrêt toute les 20sec
6	Fiabilité du motif	Four à convection $T=110^\circ\text{C}$ pendant 30min
7	Croissance des lignes	Électrolyse 15mA pendant 30min avec agitation à 45°C
8	Nettoyage résine	Acétone puis alcool / Plasma
9	Attaque Au	Suppression de la couche croissance d'or (4 sec au KI)
10	Attaque Ti	À l'acide fluorhydrique (HF)
11	Protection résine	Protection résine face avant
12	Métallisation arrière	Métallisation pleine plaque face arrière Ti / Au (1000\AA / 4000\AA)
13	Liaison entre les plans de masse	Pontage par colle argentée ou feuilles d'or

Tableau IV.2 : Procédé de fabrication du masque spécifique

Remarques : L'occupation de la surface du substrat par les éléments à tester étant très importante, la position des pinces nécessaires à la fixation de la plaque devra être déterminée avec précaution. Dans le cas contraire, l'absence locale de plan de masse pourrait s'avérer néfaste au bon fonctionnement des lignes microrubans. Une autre remarque peut-être effectuée relativement à l'éloignement des lignes et des motifs entre eux ; cette particularité du masque s'est révélée nécessaire pour éviter tout phénomène de couplage électromagnétique.

IV.5.2. Mesures et résultats

La propagation électromagnétique des lignes est directement liée à la permittivité diélectrique ϵ_r et à la perméabilité magnétique μ_r du substrat. En supposant que $\mu_r=1$ (c'est effectivement le cas pour la plupart des diélectriques), c'est sur la permittivité électrique que l'étude du substrat se portera. Nous noterons que l'angle de pertes demeure également un paramètre accessible.

IV.5.2.1. Hypothèses et méthodologie

L'hypothèse est émise que les paramètres extraits des pastilles métalliques se décomposent en deux termes distincts ; le premier, proportionnel à la surface, représente l'admittance complexe idéale existant de fait entre la surface du disque et le plan de masse ; le second, fonction de la circonférence, se trouve être une conséquence des effets de bord inhérents aux dispositifs réels (figure IV.9). Notons que ces hypothèses ont été préalablement validées par une série de simulations théoriques sous l'environnement COMSOL.

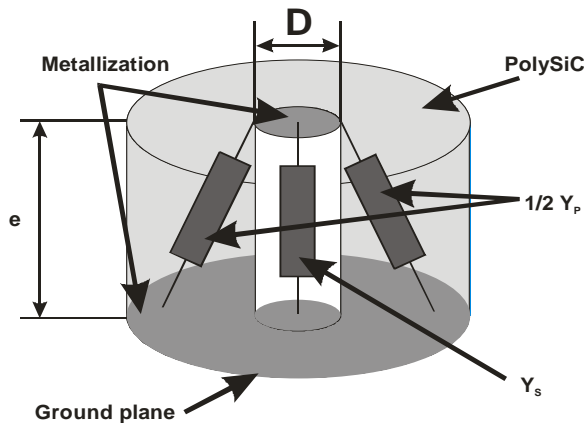


Figure IV.9 : Répartition des admittances entre la pastille métallique et le plan de masse

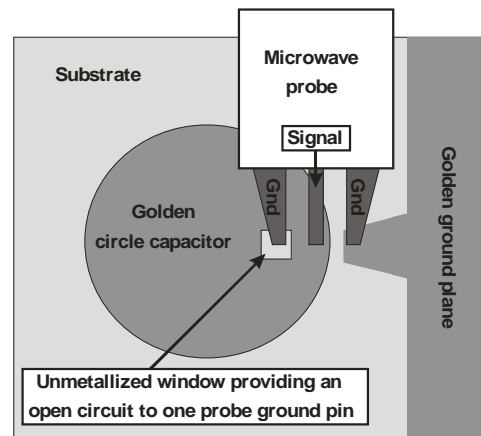


Figure IV.10 : Position de la pointe sur le plot capacitif

Notons qu'un motif d'ouverture dans les disques métalliques, illustré par la figure IV.10, s'est avéré nécessaire pour satisfaire aux conditions imposées par la mesure sous pointes (son absence conduirait à la mise en court-circuit de la pointe centrale). Cette ouverture étant petite vis-à-vis de la surface des disques, elle n'affecte en rien les mesures effectuées.

Par l'observation de la figure IV.9, il est aisé d'obtenir, par simple identification, le système d'équations suivant :

$$Y_{TOT} = Y_S + Y_P \quad \text{où} \quad Y_S = G_S + j\omega C_S$$

$$\text{et} \quad Y_P = G_P + j\omega C_P$$

Ces grandeurs sont naturellement liées aux paramètres physiques par les relations suivantes :

$$G_S = \frac{K_1 D^2}{\rho} \quad \text{et} \quad C_S = \varepsilon K_2 D^2$$

(où K_1 et K_2 sont des fonctions de l'épaisseur du substrat)

De même, par hypothèse, on a :

$$G_P = \frac{K_3 D}{\rho} \quad \text{et} \quad C_P = \varepsilon K_4 D$$

A une fréquence précise, et en fonction du diamètre des pastilles métalliques, la conversion des coefficients de réflexion mesurés en admittance permet d'extraire les valeurs de la résistivité dynamique (ρ) et de la permittivité électrique (ε) du SiC polycristallin. En effet, de par l'hypothèse suggérée, on peut relier l'évolution des capacités et conductance en fonction des diamètres par les expressions paraboliques suivantes, en fonction du diamètre :

$$C_{TOT} = \varepsilon K_2 D^2 + \varepsilon K_4 D \quad \text{et} \quad G_{TOT} = \frac{K_1 D^2}{\rho} + \frac{\varepsilon K_3 D}{\rho}$$

IV.6. DETERMINATION DES PROPRIETES PROPRES AU pSiC

Afin de déterminer précisément les propriétés physiques du substrat, la caractérisation a été, dans un premier temps, mise en œuvre sur une plaque de pSiC non intentionnellement dopé. En effet, sur les structures reportées (SopSiC ou SiCopSiC), ce matériau constitue près de 99% du substrat intégral (les épaisseurs de SiO₂ et de Si demeurent relativement faibles). La première partie des résultats concernera ainsi les paramètres extraits à partir des plots capacitifs. A noter que les mesures effectuées consistent en la détermination, sous pointes, du coefficient de réflexion.

IV.6.1. Résultats déduits : résistivité et permittivité

Les figures IV.11 et IV.12 présentent les résultats obtenus pour un substrat pSiC, moyennant les hypothèses théoriques développées ci-dessus.

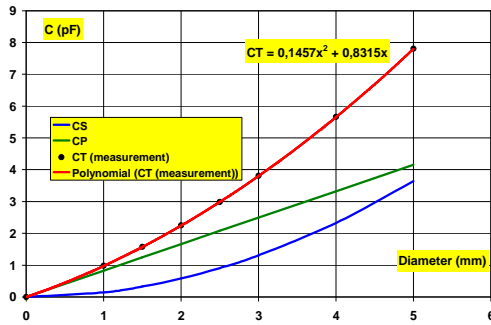


Figure IV.11 : Evolution des capacités de surface, périphérie et totale en fonction du diamètre de la pastille ($f=200\text{MHz}$) - [pSiC]

Les valeurs mesurées ont donc été interpolées par des polynômes de degré 2 suivant les prévisions théoriques. Par simple identification, on parvient à remonter aux valeurs des paramètres recherchés.

L'excellente corrélation existant entre les valeurs mesurées et approximées par interpolation polynomiale de degré 2 démontre la validité des hypothèses linéaires ; les évolutions observées correspondent, en effet, à des lois paraboliques.

Connaissant l'épaisseur réelle du substrat mesuré, évaluée à $524\mu\text{m}$ pour cet échantillon, on en déduit les valeurs des paramètres recherchés :

$$\epsilon_r = 11.8 \text{ et } \rho = 2.5 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm} \text{ à } f=200 \text{ MHz}$$

Ces quantités renvoient à une première approximation du comportement diélectrique des substrats reportés ; par la connaissance de la permittivité du pSiC (qui constitue, rappelons-le, 99% d'une couche SopSiC ou SiCopSiC) se confirme la topologie adoptée pour la réalisation des lignes 50Ω . De même, il vient que la valeur de la résistivité dynamique extraite en basses fréquences permet d'envisager des structures reportées dotées de bonnes qualités résistives.

Le paragraphe suivant présente ainsi les premiers éléments de réponses consécutifs à ces assertions, et déterminés sur un substrat reporté de type SopSiC.

IV.7. DETERMINATION DES PROPRIETES D'UN SUBSTRAT SopSiC

Les mesures effectuées dans cette partie se réfèrent au substrat SopSiC 16126, fourni pour caractérisation par la société Picogiga. La figure IV.12 en décrit les principales spécificités.

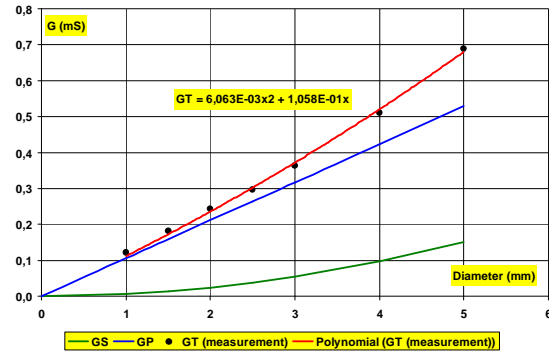


Figure IV.12 : Evolution des conductances de surface, périphérie et totale en fonction du diamètre de la pastille ($f=200\text{MHz}$) - [pSiC]

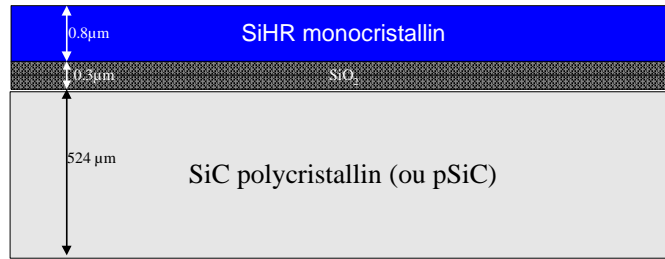


Figure IV.12 : Topologie du substrat SopSiC 16126 [dimensions à revoir !!]

Les mesures ici effectuées sont basées sur des hypothèses similaires à celles évoquées dans le paragraphe précédent ; le masque utilisé sera donc rigoureusement identique à celui décrit en figure IV.8 de la page 188.

IV.7.1. Mesures et résultats

Par la méthode des disques métalliques, et par des régressions polynomiales de degré 2, il devient possible de déterminer la constante diélectrique ainsi que la résistivité dynamique propres au substrat étudié. Les figures IV.13 et IV.14 présentent les évolutions des capacités et conductances en fonction du diamètre des pastilles, associés à leurs polynômes d'interpolations.

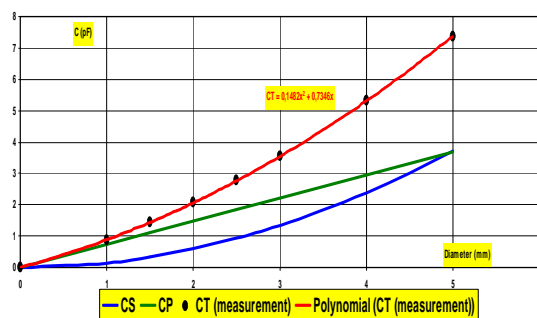


Figure IV.13 : Evolution des capacités de surface, périphérie et totale en fonction du diamètre de la pastille ($f=200\text{MHz}$) - [SopSiC]

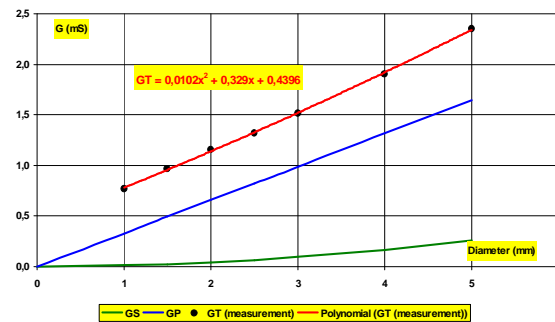


Figure IV.14 : Evolution des conductances de surface, périphérie et totale en fonction du diamètre de la pastille ($f=200\text{MHz}$) - [SopSiC]

L'exploitation des coefficients relatifs au terme en « D^2 » conduit à l'extraction des paramètres recherchés ; il vient :

$$\epsilon_r = 11.4 \text{ et } \rho = 1.4 \times 10^4 \Omega.cm \text{ à } f=200 \text{ MHz}$$

Si la permittivité déduite confirme, quantitativement, le résultat obtenu dans le cadre de l'étude du pSiC seul, la résistivité subit une diminution d'un facteur 2. De même, à l'examen de la caractéristique $G=f(D)$ présentée en figure IV.14, il apparaît une valeur résiduelle de la conductance pour un diamètre nul. Cet effet peut être attribué à l'existence de

peres notables en surface de l'échantillon ; la qualité du Si[111] reporté sur cette plaque reste ici problématique.

Une étude de la résistivité associée à cette plaque en fonction de la fréquence a permis de mettre en exergue une caractéristique $\rho(f)$ démontrant un effondrement exponentiel. Ce résultat peut être observé via la figure IV.15.

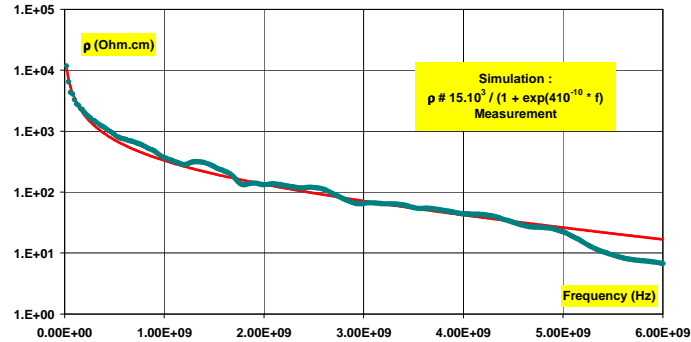


Figure IV.15 : Caractéristique $\rho(f)$ associée au substrat SopSiC

IV.7.2. Problématique des pertes

Afin de démontrer la présence de pertes substantielles, il peut être intéressant d'effectuer la mesure de l'impédance caractéristique des lignes, a priori conçues pour présenter 50Ω . Ce résultat est présenté sur la figure IV.16. (Notons que cette mesure est réalisée sur des lignes de propagation de type coplanaire, et que les résultats obtenus sur des guides microrubans se révèlent similaires).

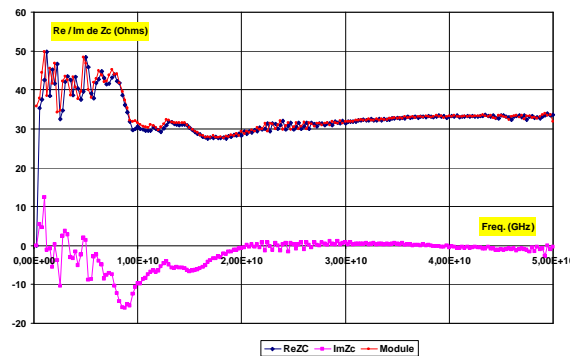


Figure IV.16 : Z_c des lignes microrubans sur SopSiC en fonction de la fréquence

Sur ce graphique, il apparaît clairement que l'impédance caractéristique souhaitée et celle effectivement mesurée diffèrent de manière flagrante. Cette divergence notable (35Ω au lieu de 50Ω) et son évolution en fonction de la fréquence confirme l'hypothèse émise quant à l'existence de pertes de propagation au sein (ou en surface) du substrat.

La quantification de ces pertes a pu être réalisée par simple rétro-simulation : de par la connaissance de la dimension des lignes ainsi que de la permittivité effective du substrat, il devient possible de déterminer la valeur de l'angle de pertes associé à cette chute de l'impédance caractéristique. Par optimisation, il vient :

$$\tan(\delta) \approx 1.415$$

Cette valeur caractérise le comportement erratique en matière de propagation du substrat mesuré, et constitue un critère rédhibitoire dans la conception de MMICs sur SopSiC.

Néanmoins, l'étude suivante, réalisée sur un substrat reporté de type SopSiC épitaxié, permet de relativiser ces phénomènes, et mène à penser que ces mauvais résultats ne constituent qu'un cas d'espèce.

IV.8. PROPAGATION DANS LE SUBSTRAT SopSiC épitaxié

Afin de déterminer les propriétés relatives à la propagation des ondes confinées dans le substrat, plusieurs approches peuvent être envisagées. Des études concernant la réflexion sur des circuits-ouverts compléteront, de fait, d'autres examinant la propagation le long de lignes calibrées.

IV.8.1. Le substrat hybride épitaxié

La structure dont il est ici question est représentée en figure IV.17 ; il s'agit de la plaque L888, constituée d'un substrat de type SopSiC sur laquelle a été assurée la croissance d'une épitaxie AlGaIn/GaN par la technique MBE. Une étape préalable d'implantation d'ion He^{2+} permet la désagrégation du gaz d'électrons bidimensionnel, et favorise la propagation d'ondes au sein du substrat. Cette implantation est identique à celle usuellement utilisée pour l'isolation des transistors ; elle permet en cela de se placer dans des conditions similaires à celles d'un circuit où sont réalisées les lignes

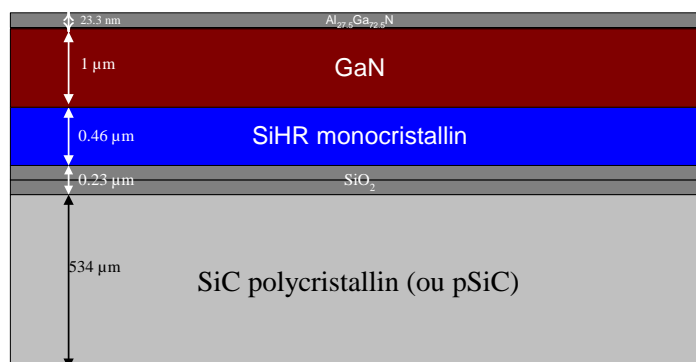


Figure IV.17 : Topologie de la plaque L888

IV.8.2. Résultats obtenus par la méthode des disques

De même que dans le cas du substrat de pSiC massif et du SopSiC, la connaissance a priori de la constante diélectrique de la plaque L888 s'est révélée nécessaire. La méthode basée sur les disques métalliques capacitifs a donc été réitérée ; les paramètres ayant été extraits à une fréquence de 200 MHz, nous avons pu estimer les caractéristiques électriques suivantes (figures IV.18 et IV.19) :

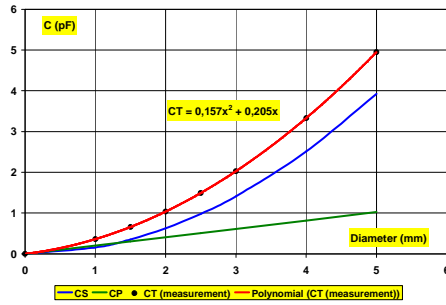


Figure IV.18 : Evolution des capacités série, parallèle et totale en fonction du diamètre de la pastille ($f=200\text{MHz}$) - [SopSiC épitaxié]

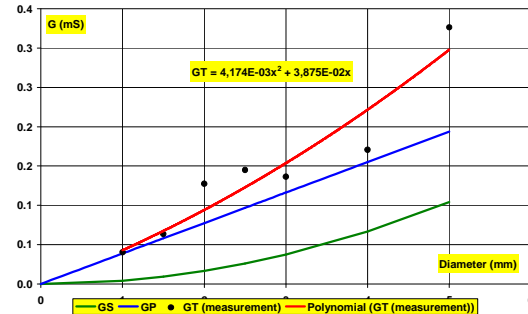


Figure IV.19 : Evolution des conductances série, parallèle et totale en fonction du diamètre de la pastille ($f=200\text{MHz}$) - [SopSiC épitaxié]

De ces graphiques, par les mêmes hypothèses que celles énoncées précédemment, il est possible d'extraire simultanément la résistivité et la permittivité du matériau testé ; les valeurs ainsi obtenues sont :

$$\varepsilon_r = 11.3 \text{ et } \rho = 3.5 \times 10^4 \Omega \cdot \text{cm} \text{ à } f=200 \text{ MHz}$$

Au regard des résultats concernant le SiC polycristallin volumique, il peut être observé une excellente concordance des ordres de grandeurs. Cet état de fait confirme l'hypothèse liminaire, laquelle supposait les propriétés électriques de la couche semblables à celles du pSiC massif. Ces nouvelles données, représentatives, dans une certaine mesure, des caractéristiques transversales du substrat considéré, demeurent fort utiles dès lors qu'est envisagée la conception de circuits monolithiques complexes. On constate également que la résistivité apparaît comme nettement supérieure à celle déterminée ci-avant, dans le cas d'un substrat SopSiC non épitaxié ; cet état de fait laisse subodorer la mauvaise qualité singulière de la plaque précédemment mesurée. En témoigne la caractéristique démontrant les excellentes performances, en terme d'isolation, de la surface de ce nouveau substrat ; la figure IV.20 permet d'évaluer la résistance surfacique à quelques $180\text{M}\Omega/\text{mm}$, les mesures ayant été réalisées en régime continu sur des lignes à topologie coplanaire.

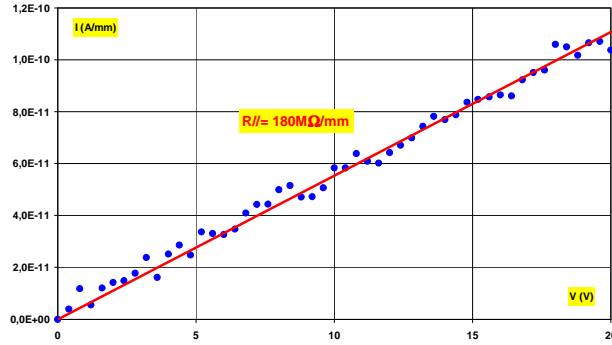


Figure IV.20 : Caractéristique I(V) mesurée en surface de la couche L888

Par ailleurs, ces informations restent à compléter par des indications concernant la propagation le long de structures longitudinales ; l'étude suivante en constitue l'axe central.

IV.8.3. Résultats relatifs aux lignes de propagation

IV.8.3.1 Détermination de l'impédance caractéristique

L'extraction de l'impédance caractéristique des lignes dimensionnées s'avère de prime importance ; elle est en effet déterminante dans la conception de circuits monolithiques. Il peut être aisé de la déterminer par la mesure d'impédance d'une ligne, cette dernière étant d'abord fermée par un court-circuit, puis par un circuit ouvert. La formule relative à cette assertion s'exprime par :

$$Z_C = \sqrt{Z_{CC} Z_{CO}}$$

Ce procédé ayant été appliqué aux géométries coplanaires, puis microrubans, les résultats observés peuvent se présenter sous la forme suivante :

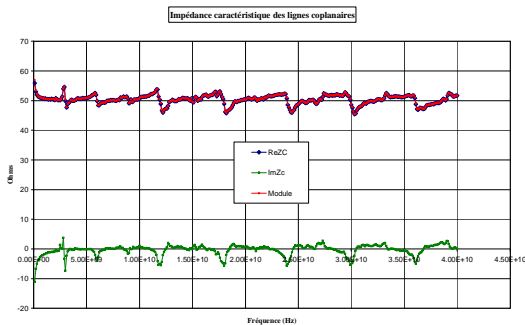


Figure IV.21.a : Impédance caractéristique de la ligne coplanaire (10mm) sur SopSiC épitaxié

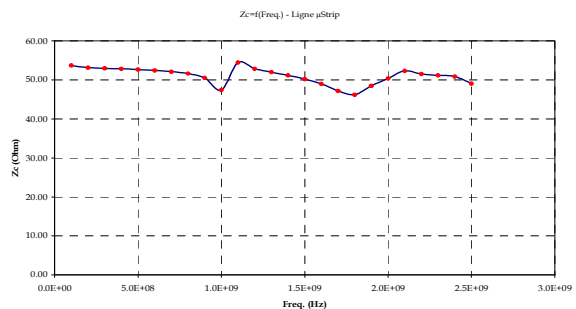


Figure IV.21.b : Impédance caractéristique de la ligne microstrip (25mm) sur SopSiC épitaxié

Notons à présent que la caractérisation des lignes microrubans s'est révélée particulièrement laborieuse du fait de l'apparition de multiples résonances parasites durant la

mesure. Ces dernières ont été imputées à l'inexistence de via-through permettant une connexion efficace des plans de masse supérieur et inférieur. Il convient d'ajouter que cet effet perturbateur se révèle ostensible dès 2GHz.

Au-delà de la mesure directe de l'impédance caractéristique des lignes électrolysées, la détermination des paramètres électriques des substrats passe par l'extraction de la constante diélectrique complexe qui lui est associée. On peut, en effet, démontrer l'existence de pertes diélectriques, représentatives de la dispersion énergétique au sein du substrat, généralement sous forme calorifique. Si l'on reprend la forme littérale reliant l'angle de pertes aux propriétés du substrat, il nous faut introduire une permittivité relative complexe :

$$\epsilon_r = \epsilon' - j\epsilon''$$

Cette expression peut être directement obtenue par l'équation de Maxwell-Faraday ; on a effectivement, pour un milieu avec pertes conductrices :

$$\vec{\nabla} \vec{H} = (j\omega\epsilon' + \sigma)\vec{E}$$

Soit encore :

$$\vec{\nabla} \vec{H} = j\omega\epsilon_e \vec{E}$$

Avec ϵ_e la permittivité complexe équivalente, égale à $\left(\epsilon' - j\frac{\sigma}{\omega}\right)$

De par son caractère mathématique se référant au corps complexe, il peut être utile d'exprimer ϵ_e sous la forme suivante :

$$\epsilon_e = \sqrt{\epsilon'^2 + (\sigma/\omega)^2} \exp(-j\delta)$$

avec : $\delta = \arctg\left(\frac{\sigma}{\omega\epsilon'}\right)$ où δ est l'angle de pertes du diélectrique

et :

$$\tan(\delta) = \frac{\sigma}{\omega\epsilon'} = \frac{\epsilon''}{\epsilon'} \quad \text{où } \tan(\delta) \text{ est le facteur de pertes du diélectrique}$$

C'est cette dernière quantité qui se révèle être la plus utilisée en vue de la caractérisation des diélectriques utilisés ; par la suite, elle fera l'objet d'une étude particulière. Comme évoqué précédemment, sont recherchés principalement des matériaux minimisant les pertes par conduction. Cela implique que dans le cas des diélectriques éprouvés, le facteur de pertes doit se révéler quasi nul.

IV.8.3.2 Détermination des pertes par la méthode directe

Etant prise en considération une ligne de propagation de 10mm de longueur, les paramètres [S] extraits ont permis la formulation d'un certain nombre de résultats.

Le premier d'entre eux, et non le moindre, se trouve directement issu des caractéristiques en transmission de la ligne susmentionnée. Par le biais d'un VNA judicieusement calibré, il devient possible d'extraire le paramètre S_{21} (ou S_{12} car la ligne peut être considérée comme un quadripôle passif symétrique) ; celui-ci quantifie les pertes de propagations survenues entre les deux ports de mesures. C'est ainsi que l'on obtient, dans le cadre de notre étude, une estimation des pertes dans le substrat SopSiC épitaxié caractérisé. La figure IV.22 rend compte des résultats acquis.

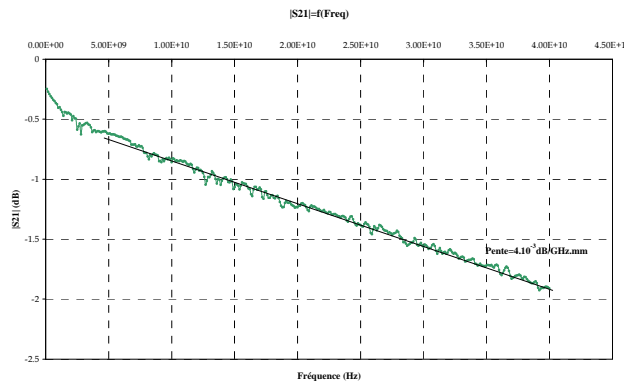


Figure IV.22 : Pertes mesurées sur une ligne coplanaire (10mm) sur SopSiC épitaxié

Cette simple considération nous amène à un résultat fort intéressant, puisqu'il annonce des pertes évaluées à 4.10^{-3} dB/GHz.mm dans la partie linéaire de la caractéristique (rappelons que les manipulations ont été effectuées sur une structure de propagation coplanaire de longueur 10 mm). Il convient de souligner que ce résultat avait été évalué, par une technique similaire à 10^{-2} dB/GHz.mm sur le substrat non épitaxié. L'objectif étant de valider ce résultat prometteur, il a été décidé de déterminer ces mêmes pertes par une seconde méthode, basée directement sur l'expression analytique des coefficients de réflexion au sein de la structure de propagation. A considérer une ligne identique à celle évoquée ci-dessus, mais débouchant sur un circuit ouvert, on en déduit le graphe de fluence présenté sur la figure IV.18.

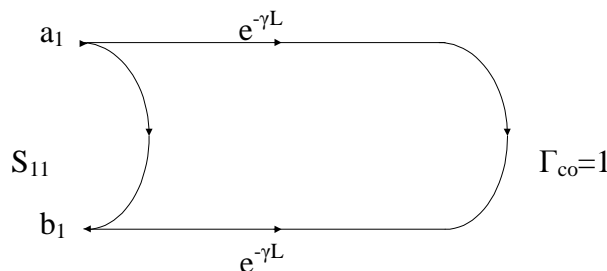


Figure IV.23 : Graphe de fluence associé à la ligne en CO

De cette considération, et par l'application de la règle de Mason [6], on exprime le paramètre de réflexion du système par la forme suivante :

$$\Gamma_{IN} = S_{11} = e^{-2\gamma L} \Gamma_{CO}$$

soit :

$$S_{11} = e^{-2\gamma L} = e^{-2\alpha L} e^{-j2\beta L}$$

donc :

$$S_{11} = e^{-2\alpha L} \cos(2\beta L) - j e^{-2\alpha L} \sin(2\beta L)$$

S'en suivent les hypothèses suivantes :

$$2\alpha L = A \times f \quad \text{et} \quad 2\beta L = B \times f$$

où f représente la fréquence de travail.

Ces hypothèses se justifient dans la mesure où, comme l'indique la mesure des paramètres de transmission, les pertes peuvent être considérées comme directement proportionnelles à la fréquence ; par ailleurs, le travail mené sur une structure de propagation du type « coplanaire » permet d'occulter les phénomènes de dispersion liés aux variations de la permittivité électrique (variations qui seront quantifiées ultérieurement).

Moyennant ces approximations, il devient possible de modéliser le comportement du coefficient de réflexion d'une ligne en CO par l'expression suivante :

$$\Re(S_{11}) = e^{-2Af} \cos(2Bf)$$

et

$$\Im(S_{11}) = -e^{-2Af} \sin(2Bf)$$

L'implémentation directe de ces formes analytiques dans un environnement adapté permet, par la suite, d'extraire les valeurs optimisées des coefficients A et B. La figure IV.19 présente les résultats obtenus quant à la modélisation de la partie réelle du coefficient de réflexion sur une ligne coplanaire.

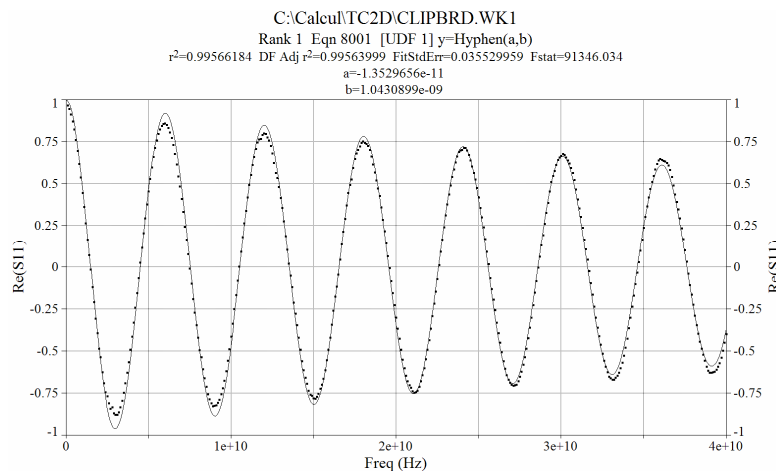


Figure IV.19 : Partie réelle du coefficient de réflexion de la ligne coplanaire en CO

La détermination des constantes de propagation est immédiate ; en effet, on a :

$$A = 1.353 \times 10^{-11}$$

$$Af = 2\alpha L$$

$$\frac{\alpha}{f} = \frac{A}{2L} = \frac{1.353 \times 10^{-11}}{20} \Rightarrow \alpha = 6.76 \times 10^{-4} \text{ Np} / \text{GHz.mm}$$

$$\text{soit : } \alpha = 5.8 \times 10^{-3} \text{ dB} / \text{GHz.mm}$$

$$\text{ou : } \alpha = 0.058 \text{ dB} / \text{mm} \text{ à } 10 \text{ GHz}$$

Un raisonnement analogue peut être mené quant au paramètre optimisé B :

$$B = 1.0431 \times 10^{-9}$$

$$Bf = 2\beta L$$

$$Bf = 2L \times \frac{2\pi}{\lambda_g} = 2L \times \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_{eff}} f}{c}$$

finalement :

$$B = 1.0431 \times 10^{-9}$$

$$Bf = 2L \times \frac{2\pi}{\lambda_g} = 2L \times \frac{2\pi \sqrt{\epsilon_{eff}} f}{c}$$

$$B = \frac{4L\pi \sqrt{\epsilon_{eff}}}{c} \Leftrightarrow \epsilon_{eff} = \left(\frac{Bc}{4\pi L} \right)^2$$

Ce qui mène à $\epsilon_{eff} = 6.16$.

Il s'agit à présent de déterminer la permittivité réelle du substrat SopSiC. Cela s'avère possible par l'application de la loi empirique formulée par Davis [6], et qui, à toute structure coplanaire représentable par la figure IV.20, associe la loi suivante :

$$\epsilon_{reff} = \frac{\epsilon_r + 1}{2} \left[\tanh\{1.785 \log(h/W) + 1.75\} + \frac{kW}{h} \{0.04 - 0.7k + 0.01(1 - 0.1\epsilon_r)(0.25 + k)\} \right]$$

$$\text{avec } k = \frac{W}{W + 2S}$$

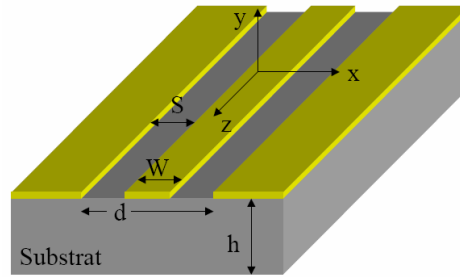


Figure IV.20 : Représentation d'une structure coplanaire

Ceci nous amène à la valeur expérimentale de la constante diélectrique réelle du substrat : $\epsilon_r = 11.34$.

Ce résultat est à comparer à la valeur déterminée par la méthode des disques métallique ($\epsilon_r = 11.8$), laquelle avait été déduite à une fréquence unique de 200MHz.

Il convient également de rappeler que si cette dernière procédure, basée sur la modélisation des paramètres de réflexion en fonction de la fréquence, apporte des résultats tout à fait cohérents, elle repose sur deux hypothèses simplificatrices. Les valeurs finalement obtenues correspondent ainsi à des valeurs moyennes observées. Notons que cette méthode a pu être appliquée à l'étude des pertes dans le cas de lignes microrubans ; néanmoins, les effets de dispersions étant nettement plus ostensibles que pour l'étude des lignes coplanaires, la correspondance entre modèle et mesure ne peut s'effectuer que sur une plage de fréquence restreinte (200MHz-3GHz). Si les pertes n'ont guère pu être estimées, l'on peut extraire une valeur de permittivité avoisinant 11.8.

Pour pallier cette insuffisance imputable au raisonnement même, la détermination de la constante diélectrique complexe s'est avérée nécessaire. Le paragraphe suivant expose la méthodologie ainsi adoptée, l'objectif à terme demeurant l'extraction des paramètres ϵ' , ϵ'' , et par là même l'angle de pertes $\tan(\delta)$.

IV.8.3.3 Détermination de ϵ' et ϵ'' par la méthode itérative (dépendance fréquentielle)

A supposer qu'il faille modéliser, comme précédemment, le coefficient de réflexion relatif à la mesure d'une structure coplanaire en circuit ouvert ; celui-ci peut alors s'exprimer sous la forme :

$$S_{11MOD} = e^{-2\gamma L}$$

La prise en compte des pertes liées à l'imperfection du substrat intervient alors par l'introduction d'une partie imaginaire dans l'expression de la permittivité :

$$\varepsilon = \varepsilon' - j\varepsilon''$$

La constante de propagation γ peut s'écrire, dans ces conditions :

$$\gamma = \alpha + j\beta$$

$$\text{où : } \begin{aligned} \alpha &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{|\varepsilon| - \varepsilon'}{2}} \\ \beta &= \frac{2\pi}{\lambda_0} \sqrt{\frac{|\varepsilon| + \varepsilon'}{2}} \end{aligned}$$

Ces relations se vérifient dans l'approximation d'une propagation de type TEM, mode dominant apparaissant pour les structures coplanaires.

Il faut ainsi, en toute rigueur, satisfaire à la relation suivante :

$$S_{11MOD} = S_{11MES} \quad \text{ou} \quad S_{11MOD} - S_{11MES} = 0$$

où S_{11MES} représente le paramètre de réflexion effectivement mesuré, et donc connu en parties réelle et imaginaire.

Posons à présent : $F = S_{11MOD} - S_{11MES}$

Alors la fonction F résultante satisfait aux conditions :

$$F(S_{11MOD}, S_{11MES}) = F(\varepsilon', \varepsilon'') = \begin{cases} \Re(F(\varepsilon', \varepsilon'')) \\ \Im(F(\varepsilon', \varepsilon'')) \end{cases} \quad (\text{F fonction de } \mathbb{R}^2 \text{ vers } \mathbb{C})$$

L'objectif étant d'estimer les valeurs de ε' et ε'' qui satisfassent la condition $F=0$, il sera judicieux d'appliquer l'algorithme de recherche de racines de Newton-Raphson [6] (appliqué aux fonctions de plusieurs variables).

Cette méthode de convergente obéit à la loi suivante [7]:

$$\bar{J}(\bar{F}(\bar{\varepsilon}_i))(\bar{\varepsilon}_{i+1} - \bar{\varepsilon}_i) = -\bar{F}(\varepsilon_i)$$

avec $\bar{J}(\bar{F}(\bar{\varepsilon}_i))$ le Jacobien de la fonction $\bar{F}(\bar{\varepsilon}_i) = F(\varepsilon', \varepsilon'')$. Il s'exprime sous la forme :

$$\bar{J}(\bar{F}(\bar{\varepsilon}_i)) = \begin{bmatrix} \frac{\partial \Re(\bar{F})}{\partial \varepsilon'} & \frac{\partial \Re(\bar{F})}{\partial \varepsilon''} \\ \frac{\partial \Im(\bar{F})}{\partial \varepsilon'} & \frac{\partial \Im(\bar{F})}{\partial \varepsilon''} \end{bmatrix}$$

On a donc :

$$\begin{bmatrix} \varepsilon'_{i+1} \\ \varepsilon''_{i+1} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \varepsilon'_i \\ \varepsilon''_i \end{bmatrix} - \bar{J}^{-1}(\bar{F}(\bar{\varepsilon}_i)) \times \bar{F}(\bar{\varepsilon}_i)$$

Il demeure nécessaire, pour ce type de résolution numérique, de préciser les conditions ou valeurs initialement données aux solutions. Précisons que ces dernières, pour garantir une bonne convergence du système, doivent se révéler probables et non loin de la solution à atteindre. Autrement dit, une estimation a priori du couple (ϵ', ϵ'') se trouve être fort souhaitable.

Par son implémentation en langage C, l'algorithme précédent a permis l'extraction des paramètres recherchés. Pour chaque fréquence mesurée, sont reportées les parties réelles et imaginaires du S_{11MES} au sein du programme, lequel en a déduit les valeurs optimales propres à la permittivité complexe. Les résultats obtenus sont représentés via les figures IV.21 et IV.22.

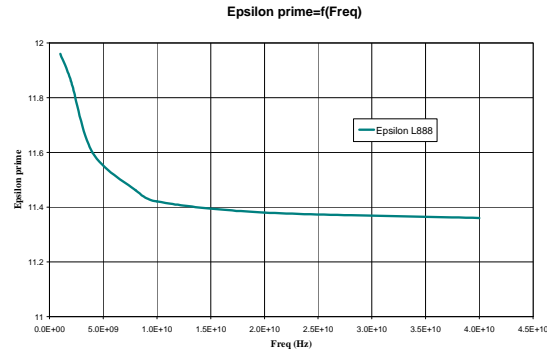


Figure IV.21 : ϵ' du SopSiC déduit de la méthode itérative

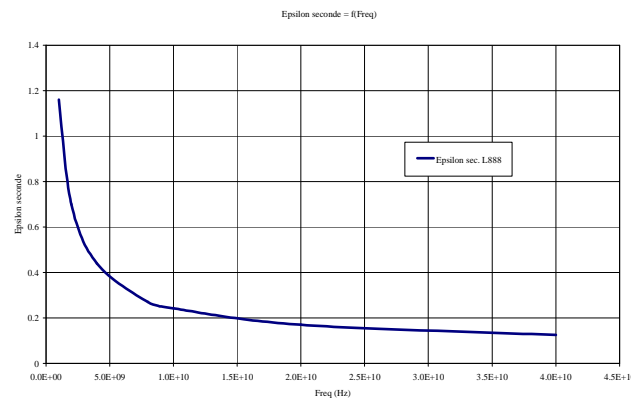


Figure IV.22 : ϵ'' du SopSiC déduit de la méthode itérative

De ces deux paramètres est déduit l'angle de perte associé (figure IV.23) ; en effet on a :

$$\tan(\delta) = \frac{\epsilon''}{\epsilon'}$$

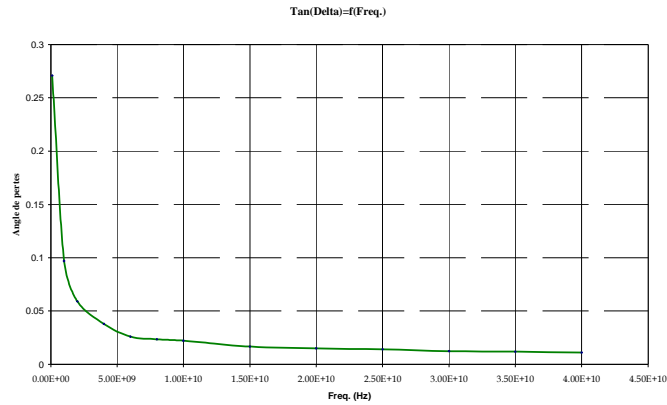


Figure IV.23 : Angle de pertes du substrat SopSiC

De ce graphique, nous pouvons déduire la valeur moyenne, ou quasi stable, de l'angle de perte associé à une épitaxie AlGaIn/GaN sur substrat SopSiC. En effet, par simple examen de la caractéristique $\tan(\delta)=f(\text{Freq})$, il vient :

$$\tan(\delta) \approx 0.012$$

Afin de valider ces résultats, les valeurs ici obtenues, qu'il s'agisse de la permittivité ou de l'angle de pertes du substrat, ont pu être réintroduites dans un environnement de simulation électromagnétique (Momentum). La superposition des paramètres de transmission ainsi simulés à ceux mesurés (figure IV.24) démontre la parfaite cohérence des valeurs exposées.

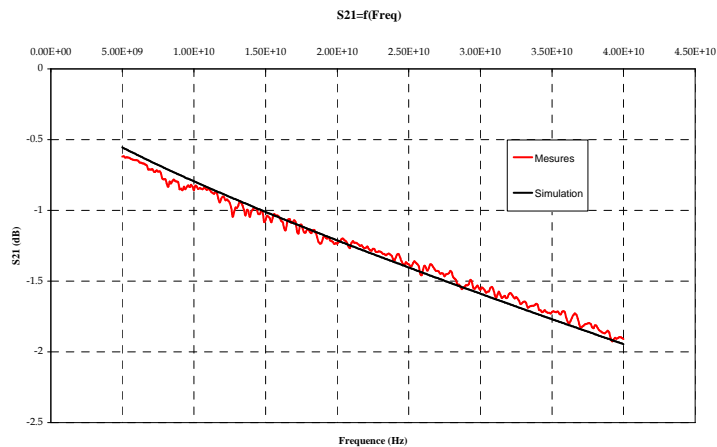


Figure IV.24 : Paramètres S_{21} simulés et mesurés sur une ligne coplanaire de 10mm

Les résultats relatifs aux propriétés électriques de ce substrat étant validés, il peut s'avérer utile de rappeler l'ensemble des données consécutives aux travaux menés (tableau IV.2). A titre indicatif, figurent plusieurs quantités connues concernant les substrats éprouvés.

<i>Substrat</i>	<i>pSiC</i>	<i>SopSiC</i>	<i>SopSiC épitaxié</i>	<i>AsGa</i>	<i>Si HR*</i>
<i>Constante diélectrique</i>	11.8	11.4	11.35	12.85	11.7
<i>Résistivité</i>	$2,5 \times 10^4$	$1,4 \times 10^4$	$3,5 \times 10^4$	10^6	1×10^5
<i>Angle de pertes</i>	X	1.415	0.012	0.0004	0.01
<i>Pertes à 10GHz</i>	X	0.11	0.06	0.04	0.06

Tableau IV.3 : Récapitulatif des propriétés électriques mesurées

* plaque en cours de caractérisation

Cette table permet d'obtenir quelques éléments de comparaison concernant les qualités de ces nouveaux substrats reportés. En l'occurrence, il peut être établi que les performances constatées sur la couche SopSiC épitaxiée sont comparables à celles admises sur substrats de silicium hautement résistif. Cette constatation se révèle être de très bonne augure dans l'optique de réaliser des circuits MMICs sur des substrats composites. Notons qu'actuellement une campagne de mesures semblable à celle décrite dans ce chapitre vise à extraire les propriétés inhérentes aux structures SiCopSiC.

Comme évoqué précédemment, ces substrats novateurs demeurent le socle de fabrication de composants HEMTs sur épitaxies AlGaIn/GaN. Réalisés au sein même du laboratoire, ces transistors présentent des premières caractéristiques particulièrement intéressantes, lesquelles seront exposées dans le paragraphe suivant.

IV.9. HEMTs AlGaIn/GaN SUR SUBSTRATS REPORTEES

IV.9.1. Premiers résultats

Si les premiers résultats obtenus, et publiés par Anderson *et al* [8], démontraient les besoins d'amélioration de la qualité des buffers sur les structures SopSiC, des travaux plus récents, et effectués au sein même du laboratoire, ont conclu à la même assertion quant aux épitaxies sur substrats SiCopSiC.

Quantifiables par des mesures du type DC-pulsé en régimes de transistor froid, ces effets parasites de pièges ont pu être observés sur des composants de développements $2 \times 150 \times 1 \mu\text{m}^2$, et provenant des deux substrats hybrides disponibles [9][10]. Les figures IV.25 et IV.26 proposent les représentations des réseaux de caractéristiques I(V) ainsi obtenues.

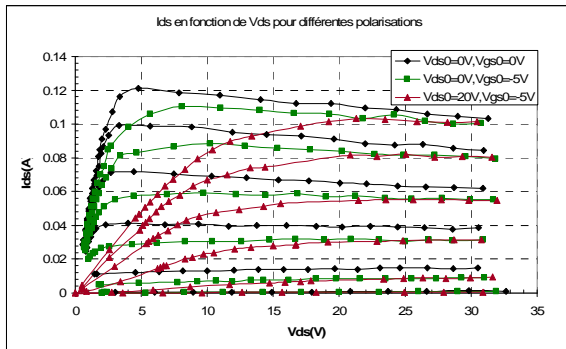


Figure IV.25 : Réseaux I(V) pour un composant $2 \times 150 \times 1 \mu\text{m}^2$ sur SopSiC (croissance MBE)

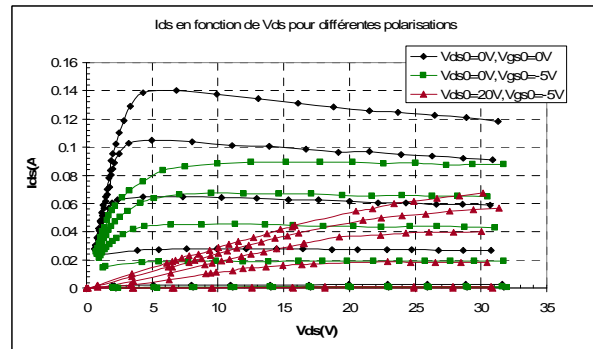


Figure IV.26 : Réseaux I(V) pour un composant $2 \times 150 \times 1 \mu\text{m}^2$ sur SiCopSiC (croissance MOCVD)

L'exploitation de ces graphiques conduit à la démonstration d'importants effets de Gate Lag et Drain Lag, notamment sur les composants reposant sur substrat SiCopSiC.

Cependant, si ces phénomènes s'amoinissent en considérant la structure SopSiC, ils s'associent à une détérioration notable du contact Schottky. Il semble donc que le procédé de fabrication de tels dispositifs reste à optimiser, et sa reproductibilité à prouver.

Des mesures de paramètres $[S_{ij}]$, ainsi qu'en banc « load-pull » permettent de fournir des indications complémentaires quant au comportement de ces structures novatrices :

- A des transistors (SiCopSiC) réalisés par lithographie optique ($L_g=1\mu\text{m}$) sont associés une fréquence de transition de 12GHz, une transconductance maximale de $160\text{mS}\cdot\text{mm}^{-1}$ et un courant de saturation de $570\text{mA}\cdot\text{mm}^{-1}$.
- A 1GHz, une puissance de $1.1\text{ W}\cdot\text{mm}^{-1}$ a pu être recueillie en sortie d'un composant de développement $2 \times 200 \times 2 \mu\text{m}^2$ sur substrat SiCopSiC. En régime de fonctionnement « classe A », le gain linéaire et le rendement en puissance ajoutée mesurés étaient respectivement de 11dB et 28%.

Enfin, en terme de fiabilité, notons qu'une étude relative à la tenue des composants à un stress thermique a été menée au sein du laboratoire. Ils démontrent l'excellent comportement des grilles et des détériorations quasi inexistantes pour des paliers de températures atteignant 300°C [11]. L'ensemble de ces résultats se révèle particulièrement prometteur en vue des objectifs fixés a priori dans le cadre du contrat européen HYPHEN.

IV.9.2. Objectifs

L'objectif principal du contrat HYPHEN réside en deux points fondamentaux [12]:

- Démontrer la faisabilité et la reproductibilité de dispositifs sur substrats hybrides

- Evaluer les performances qui leurs sont associées

Pour de telles applications, il est spécifié de développer des matériaux présentant de faibles pertes statiques et dynamiques jusqu'à 20GHz. Cet aspect du contrat semble à présent démontré, puisque les substrats disponibles disposent d'excellentes caractéristiques en terme de propagation.

Les procédés technologiques sont proches de ceux utilisés pour des épitaxies sur substrat SiC ; cependant, une amélioration du matériau et une optimisation du procédé technologique doit pouvoir permettre, à terme, d'améliorer les performances en puissance des transistors conçus. Notons qu'actuellement, au sein du laboratoire, des transistors à grilles submicroniques sont en cours de fabrication ; ces dispositifs devraient présenter des performances intéressantes en termes de fréquence de transition et d'oscillation.

Insistons finalement sur l'importance croissante de cette filière pour les applications en bande S (2.45 GHz) ; pour laquelle la demande en composants de puissance faible coût s'accroît sans cesse. A titre indicatif, rappelons que le prix d'un substrat reportés se révèle être dix fois moindre que celui du substrat SiC.

IV.10. CONCLUSION

Une nouvelle approche de détermination des paramètres électriques d'un substrat a, par cette étude, été mis en exergue. Les différents motifs géométriques conçus, dessinés, puis réalisés ont effectivement permis de quantifier les caractéristiques à la fois propres aux substrats et aux lignes métalliques, aidant ainsi à la compréhension des comportements de ces nouveaux matériaux. Les informations recueillies s'avèrent nécessaires à tout travail de conception de circuits monolithiques. Dans le cas présent, les mesures ont démontré un excellent comportement du matériau SopSiC épitaxié, et ce malgré les résultats médiocres obtenus sur une structure SopSiC seule, sans croissance épitaxiale.

Ceci nous amène à considérer ce dernier substrat comme un cas singulier, dont les propriétés de surface se trouvaient fortement altérées. De même, les bons résultats obtenus sur la couche L888 (SopSiC épitaxié) demandent à être confirmé dan le futur.

Nonobstant, les résultats finaux permettent d'exprimer l'angle de perte, en fonction de la fréquence, associé à des guides de propagation du type coplanaire ; la valeur obtenue (0.012) traduit un comportement proche de celui du silicium hautement résistif, et est d'excellente augure pour la montée en fréquence des dispositifs.

Néanmoins, il apparaît que les performances des composants réalisés restent limitées par l'influence des effets parasites de pièges. La technologie de croissance des couches, ainsi que celle propre à la fabrication de composants restent donc à optimiser.

Des transistors à grilles sub-microniques actuellement en phase de réalisation devraient démontrer de bonnes performances fréquentielles. Notons finalement qu'une étude déterminante de la résistance thermique de composants sur puces est envisagée, l'objectif étant que quantifier l'incidence de la couche de SiO_2 sur la dissipation calorifique, depuis le cœur du composant jusqu'à l'ambiance.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] M. Bruel, "Silicon on insulator material technology" *Electronics Letters*, Juil. 1995, Vol. 31 No. 14
- [2] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", Dunod, ISBN 2-10-005654-9
- [3] R. Langer et al., "Recent Achievement in SopSiC substrates for High Power and High Frequency Applications", CS Mantech Conference, Avril 2006, Vancouver, Canada
- [4] M. D. Janezic, "Permittivity Characterization of Low-k Thin Films From Transmission-Line Measurements" *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, Vol. 51, No. 1, Janv. 2003
- [5] M. D. Janezic, "Dielectric Measurement Methods at Millimeter-Wave Frequencies", Communication of Electromagnetics Division, National Institute of Standards and Technology
- [6] Gupta, "Microstrip lines and slot lines", Artech House Inc.
- [7] J. Baker-Jarvis, "Transmission/Reflection and Short-circuit Line Permittivity Measurements", Communication of National Institute of Standards and Technology
- [8] T. J. Anderson et al., "AlGaIn/GaN high electron mobility transistors on Si/SiO₂/poly-SiC substrates", *J. Vac. Sci. Technol. B*, Vol. 24, Oct. 2006, pp 2302-2305
- [9] V. Hoel et al., "AlGaIn/GaN HEMTs on Epitaxies Grown on Composite Substrate", European Microwave Integrated Circuits Conference 2007, Munich, Allemagne
- [10] V. Hoel et al., "Fabrication of AlGaIn/GaN HEMTs developed on new composites substrates", 31th workshop on Compound Semiconductor Devices and Integrated Circuits, WOCS-DICE, Venise, Italie, Mai 2007
- [11] J.C. Dejaeger et al., "Advanced Results on Nitride-Based HEMTs for Microwave Power Amplification", 11th International Symposium on Microwave and Optical Technology (ISMOT-2007), Italie, Dec 2007
- [12] <http://www.hyphen-eu.com/>

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Le présent mémoire retrace l'ensemble des études menées sur des composants et dispositifs de la filière nitrure. Il est désormais clairement établi que l'amélioration des performances des transistors HEMTs AlGa_N/Ga_N s'avère étroitement liée aux traitements de surface et passivations des dispositifs élaborés. Aussi, si les états de pièges s'en trouvent notablement modifiés, l'on peut obtenir, à terme, des composants présentant de faibles taux de drain-lag ou de gate-lag tout en minimisant l'effondrement de la fréquence de transition consécutive à ces traitements.

Par ailleurs, les propriétés du nitrure de gallium en phase hexagonale impliquent la possibilité de développer d'importantes densités de puissance au sein même des composants réalisés. Naturellement, il s'en suit une évolution manifeste de la température interne des transistors, laquelle représente une limitation fondamentale au développement de dispositifs de puissance hyperfréquence. Si cet effet peut s'avérer maîtrisé par le biais d'un management thermique approprié (packaging, flip-chip), il ne peut être occulté dans le processus de modélisation des briques de bases. Le travail ici mené aura permis de prendre en compte ces phénomènes thermiques dans les modèles non linéaires élaborés.

Pour l'intégration de composant HEMTs AlGa_N/Ga_N dans un marché ouvert aux applications civiles, la notion de coût impose une réduction systématique du prix des matériaux constitutifs. Il apparaît cependant que le carbure de silicium, substrat privilégié en vue de telles applications, ne subira aucune réduction de son prix durant les années à suivre. S'il demeure le substrat de choix pour les applications hyperfréquences de puissance dans le domaine militaire, l'étude de nouveaux matériaux de substitution, analysés dans le cadre de ce travail, constitue une voie innovante pour les applications faible coût dans le domaine des télécommunications.

Notre travail a donc commencé par une étude générale des composants à base de Ga_N. Après avoir rappelé les propriétés essentielles du matériau, ainsi que les procédés de croissance, l'étude s'est davantage orientée vers les caractéristiques des transistors HEMT AlGa_N/Ga_N, autant du point de vue de son hétérojonction que de son principe de fonctionnement. Cette première étude aura permis de quantifier les performances en puissance

et en fréquence de ce type de composant, mais également d'en déterminer les limites fondamentales et technologiques.

La seconde partie de ce document s'argumente autour de la notion de caractérisation des composants HEMTs AlGaIn/GaN, appliquée à l'étude des traitements de passivation et des effets thermiques inhérents aux transistors de cette filière. Des considérations concernant l'évolution des grandeurs statiques permettent d'établir un jugement de valeur relatif à chaque passivation étudiée. Si les mesures obtenues en régime continu ne permettent guère de distinguer les réels apports de ces traitements, il apparaît que l'étude en régimes dynamique et DC-pulsé permet d'émettre une préférence pour les passivations bi-couches du type SiO₂/SiN.

L'influence des phénomènes d'autoéchauffement semble aujourd'hui clairement établie ; leur quantification pouvant s'effectuer suivant diverses techniques de caractérisation, le développement d'un banc de mesures DC-pulsé permet de mettre en oeuvre, à cette fin, la méthode dite « de coïncidence ». Par comparaison entre réseaux de caractéristiques en régime continu et réseaux étalonnés en température(s), il devient possible d'extraire une valeur de la résistance thermique associée au composant sous tests. Dans l'objectif de concevoir des modules d'amplification de puissance, cette étude aura privilégié le cas de composants à grands développements géométriques.

La troisième partie de ce mémoire relate le processus de modélisation adapté au cas de composants HEMTs AlGaIn/GaN de puissance hyperfréquences. La technique d'extraction du schéma équivalent petit signal ayant été exposée, l'élaboration du modèle global non linéaire a pu être précisément décrite. Les principales difficultés résidant en la modélisation des capacités et du générateur de courant en régime grand signal, une attention prioritaire aura été portée sur ces éléments en particulier. Les expressions analytiques ainsi proposées répondent à des critères prépondérants en terme d'extrapolation ; le modèle décrit en effet des évolutions physiques et cohérentes, y compris pour des taux de compression élevés. Son implémentation sous l'environnement de CAO ADS, ainsi que les comparaisons entre simulation et mesures constituent le point d'orgue de ce chapitre. Si les allures générales des courbes tracées demeurent physiquement saines, elles confirment parfaitement les résultats en puissances (33dBm), gains (17dB) et rendements (35%) recueillis en sortie d'un composant HEMT AlGaIn/GaN de 8x75x0.25µm² de développement géométrique.

L'ultime partie traitée se réfère à l'étude des propriétés des substrats dit « reportés », fort intéressants par leurs faibles coûts relatifs. Après avoir brièvement exposé le procédé de réalisation de tels substrats par la technique brevetée de Smart-Cut™, une nouvelle méthodologie visant à extraire résistivité et permittivité du matériau est ainsi présentée. Basée sur un procédé de croissance électrolytique de motifs circulaires et de guides de propagation, elle se trouve particulièrement efficace dans l'évaluation des propriétés physiques des substrats. A terme, l'étude aura permis de décrire les évolutions des paramètres ϵ' , ϵ'' et $\tan(\delta)$ en fonction de la fréquence, et ce par une méthode numérique itérative basée sur l'algorithme de Newton-Raphson. Il s'avère que les valeurs finalement recueillies sur le substrat SopSiC épitaxié présentent d'excellentes caractéristiques en terme de pertes de propagation (0.06 dB/mm à 10GHz pour $\tan(\delta)=0.016$); la possibilité d'intégrer ces substrats à des dispositifs hyperfréquences de bas coût s'en trouve ainsi fortement renforcée.

Les perspectives de ce travail de thèse sont multiples et diverses ; par intégration du modèle non linéaire en environnement de CAO, il sera envisagé la conception d'un amplificateur de puissance en bandes S, L ou X. Des topologies du type « push-pull » ou avec rétroaction actives pourraient faire l'objet d'études approfondies.

Par ailleurs, l'apport de nouvelles sondes différentielles actives au banc de mesures DC-pulsé va permettre de déterminer le courant de grille pour des transistors à grands développements géométriques, ouvrant les voies de l'étude de la cloche d'ionisation dans les dispositifs HEMTs AlGaIn/GaN ; sa modélisation serait ainsi envisageable et constituerait un préambule fondamental à l'étude généralisée des phénomènes de claquage propres à cette filière de composants.

Enfin, après avoir démontré les qualités des substrats reportés en terme de propagation, l'incidence de la couche de report de SiO₂ sur la dissipation thermique au sein du composant pourra être auscultée. Par la technique de coïncidence déjà évoquée, une évaluation de la résistance thermique de ces nouveaux dispositifs pourrait fournir de précieuses indications sur les éventuelles limitations et le devenir réel de cette filière de composants pour des applications de puissance hyperfréquences.

