

Université Mohamed Khider – Biskra
Faculté des Sciences et de la technologie
Département : Génie Electrique
Ref : /2019



جامعة محمد خيضر بسكرة
كلية العلوم والتكنولوجيا
قسم: الهندسة الكهربائية
المرجع: 2019/

Thèse présentée en vue de l'obtention
Du diplôme de
Doctorat LMD en Electronique

Spécialité: Micro-électronique
Thème

**Contribution à la modélisation non linéaire et
l'optimisation des transistors à effet de champ
à hétérojonction par des méthodes intelligentes**

Présentée par :

Touati Zine-eddine

Soutenue publiquement le 19/09/2019

Devant le jury composé de :

Nom et Prénom	Grade	Qualité	Etablissement
Benakcha Abdelhamid	Professeur	Président	Université de Biskra
Hamaizia Zahra	M.C.A	Encadreur	Université de Biskra
Messai Zitouni	M.C.B	Co-encadrant	Université de B. Bou Arreridj
Tobbeche Souad	Professeur	Examinatrice	Université de Biskra
Rouabah Khaled	Professeur	Examineur	Université de B. Bou Arreridj

Dédicace

Je Dédie Ce Modeste Travail

A Mes Chers Parents

A Mes Frères Et Ma Sœurs

À ma chère femme Mouna

À mes chers enfants Djoud et Layane

A Toute Ma Famille

A Tous Mes Collègues

Et Mes Amis Partout

A Tous Ceux Qui Ont Sacrifié Leur Temps Pour La Science

Et A Tous Ceux Qui Utilisent La Science Pour Le Bien

Et La Prospérité De L'humanité.

Zine-eddine Touati

Remerciements

Avant tout, nous remercions Allah le tout-puissant qui nous a donnés la force pour réaliser cet ouvrage que nous souhaitons qu'il atteigne nos espérances.

Ce travail a été réalisé au sein de laboratoire des Matériaux Semi-conducteurs et Métalliques « LMSM » à l'université de Biskra.

*Je tiens à remercier en premier lieu, mon encadreur, Madame **Zahra Hamaizia** Maître de conférences à l'Université Mohamed Khider Biskra, et mon co-encadreur Monsieur **Zitouni Messai** Maître de conférences à l'université de Bordj Bou Arreridj. Je les remercie de m'avoir accueillie et de m'avoir très vite encouragée à participer à des échanges scientifiques. Leurs grandes disponibilités, leurs rigueurs scientifiques, leur enthousiasme, leur patience et leurs précieux conseils m'ont permis de travailler dans les meilleures conditions.*

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Mr. Benakcha Abdelhamid, Professeur à l'Université de Biskra, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je tiens également à remercier vivement les membres du jury : Mr Rouabah Khaled Professeur à l'Université de Bordj Bou Arreridj Mr Nacereddine Lakhdar maitre de conférence à l'université d'Eloued et Mme Tobbeche Souad Professeur à l'université de Biskra pour avoir accepté d'évaluer ce travail et cette thèse.

Je n'oublierai pas la contribution de mes collègues et mes amis de m'avoir encouragé et de me soutenir moralement durant toute la période de sa préparation.

ملخص

تظهر الترانزستورات MOS-HEMT كأفضل المرشحين للميكروويف والطاقة وتطبيقات درجات الحرارة العالية. في هذا العمل، ساهمنا في تطوير تقنية الترانزستور غير المتجانسة القائمة على انصاف النواقل من فئة III-N باستخدام جهاز محاكاة Atlas-Silvaco TCAD الذي مكنا من محاكاة هندسة الهيكل وتحليل العيوب والتنبؤ بها وكذلك الفخاخ الموجودة في الهيكل. تم تصميم هياكل HEMT و MOS-HEMT المستندة إلى AlGaIn / GaN وتحسينها باستخدام عمليات المحاكاة العددية لتحسين وزيادة أداء الطاقة الساكنة (DC) والديناميكية (RF) والميكروويف. بعد ذلك، تم وصف النمذجة الكهربائية غير الخطية لترانزستور MOS-HEMT مع مراعاة الآثار المادية. أخيراً، تم تنفيذ خطوة لتحسين معايير النماذج اللاخطية بالطرق الذكية لتحسينه. يتعرض التحقق من صحة النموذج العددي والكهربائي من خلال المقارنة مع القياسات الخاصة بالترانزستور MOS-HEMT.

تم في هذه المذكرة دراسة هيكلين من الترانزستورات. الهيكل الأول هو ترانزستور MOS-HEMT $\text{TiO}_2 / \text{AlGaIn} / \text{GaIn}$ يصل فيه طول البوابة إلى 60 نانومتر. أعطت محاكاة هذا الهيكل تياراً أقصى يبلغ 632 مللي أمبير، وموصلات قصوى تبلغ 200 مللي ثانية، وجهد عتبة قدره 3.6 فولت وتركيز غاز الإلكترون ثنائي الأبعاد من $3.54 \times 10^{21} \text{سم}^{-3}$. الهيكل الثاني من هو MOS-HEMT على الركيزة 4H-SiC لديه بوابة على شكل T طولها 10 نانومتر ويعمل عادة في وضع (E-mode) مع جهد عتبة يساوي 1.07 V. تم الحصول على كثافة تيار I_{DS} تبلغ حوالي 2500 مللي أمبير / مم، وموصل نقل أقصى يصل إلى 1438 مللي / مم وتيار بوابة منخفض نسبياً. تم تسجيل تردد أقصى يبلغ 758 جيجا هرتز وتردد القطع البالغ 524 جيجا هيرتز. توضح هذه التحسينات إمكانات MOS-HEMTs مع خصائص طاقة الميكروويف بكثافة طاقة تبلغ حوالي 1 واط / مم.

أخيراً، قمنا بفحص تأثير بعض المعلمات التكنولوجية التي تؤثر على أداء الترانزستور مثل طول البوابة والمسافة بين البوابة / الصرف. كما تم علاج تأثير درجة الحرارة على الخصائص الكهربائية للترانزستور.

كلمات مفتاحية: الترانزستور MOS-HEMT، نموذج خطي، نموذج غير خطي، نموذج عددي.

ميكرو وند، الجاليوم، Silvaco. ADS، الخوارزمية الجينية.

Résumé

Les transistors à hétérostructures MOS-HEMT à base de nitrure type AlGaN/GaN apparaissent comme les meilleurs candidats pour les applications hyperfréquences, de puissance, et haut température.

Dans ce travail, nous avons contribué au développement de la technologie des transistors à hétérojonction à base III-N à l'aide d'un simulateur TCAD Atlas-Silvaco qui nous permettra de simuler, prévoir la géométrie de la structure et analyser les défauts et les pièges présents dans la structure. On a conçu et optimisé grâce à des simulations numériques deux structures HEMT et MOSHEMT à base de AlGaN/GaN, dans l'objectif d'améliorer et d'accroître leurs performances statiques (DC), dynamiques (RF) et de puissance hyperfréquence. Puis, on a décrit une modélisation électrique non linéaire du transistor MOS-HEMT en tenant compte des effets physiques. Finalement on a procédé à une étape d'optimisation des paramètres du modèle non linéaire par des méthodes intelligentes pour l'améliorer. La validation du modèle numérique et électrique est exposée par une comparaison aux mesures statiques DC et RF du transistor MOS-HEMT.

La première structure est un transistor MOS-HEMT $\text{TiO}_2/\text{AlGaN}/\text{GaN}$ dont la grille est 60 nm de longueur. Il fonctionne en mode de désertion (normally on). La simulation de cette structure a donné un courant maximale de 632 mA, une transconductance maximale de 200 mS, une tension seuil de -3.6V et une concentration du gaz d'électrons bidimensionnels de $7,35 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. La deuxième structure du MOS-HEMT simulée sur le substrat 4H-SiC présente une grille en forme de T avec une longueur de grille de 10 nm et fonctionne en mode normally off (mode-E) avec une tension seuil de 1.07 V. Les performances statiques et dynamiques sont meilleures : une densité de courant I_{DS} de l'ordre de 2500 mA/mm, une transconductance maximale de 1438 mS/mm et un courant de grille relativement faible ont été obtenus. Une fréquence maximale d'oscillation de 758 GHz associée à une fréquence de coupure de 524 GHz ont été relevées. Ces améliorations démontrent les potentialités des MOS-HEMTs AlGaN/GaN. Cependant, les caractéristiques en puissance hyperfréquences présentent des densités de puissance autour de 1 W/mm.

Enfin, Nous avons examiné l'influence de certains paramètres technologiques qui impactent les performances du transistor tels que la longueur de la grille et la distance grille/drain. L'effet de la température sur les caractéristiques électriques du transistor a été aussi traité.

Mots clé : Transistor MOS-HEMT, modèle linéaire, non linéaire, modèle numérique, microondes, GaN, Silvaco, ADS, algorithme génétique (AG).

Abstract

The heterostructures MOS-HEMT transistors based on nitride-type AlGaN / GaN appear as the best candidates for microwave applications, power, and high temperature.

In this work, we have contributed to the development of transistor technology based heterojunction III-N using a TCAD Silvaco Atlas-simulator that will allow us to simulate, predict the geometry of the structure and analyze the defects and the traps present in the structure. Two AlGaN / GaN-based HEMT and MOSHEMT structures were designed and optimized using numerical simulations to improve and increase their static (DC), dynamic (RF) and microwave power performance. Then, a nonlinear electrical modeling of the MOS-HEMT transistor was described taking into account the physical effects. Finally, a step of optimization of the parameters of the nonlinear model was carried out by intelligent methods to improve it. The validation of the numerical and electrical model is exposed by a comparison with the DC and RF static measurements of the MOS-HEMT transistor.

The first structure is a MOS-HEMT TiO₂ / AlGaN / GaN transistor with a gate length of 60 nm. It works in the normally on mode. The simulation of this structure gave a maximum current of 632 mA, a maximum transconductance of 200 mS, a threshold voltage of -3.6V and a concentration of two-dimensional electron gas of $7.35 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. The second structure of the simulated MOS-HEMT on the 4H-SiC substrate has a T-shaped gate with a 10 nm gate length and operates Normally off mode (E mode) with a threshold voltage of 1.07 V. The static and dynamic performances are better: an I_{DS} current density of the order of 2500 mA / mm, a maximum transconductance of 1438 mS / mm and a relatively low gate current were obtained. A maximum oscillation frequency of 758 GHz associated with a cut-off frequency of 524 GHz has been recorded. These enhancements demonstrate the potential of AlGaN / GaN MOS-HEMTs. However, microwave power characteristics have power densities around 1 W / mm.

Finally, we examined the influence of certain technological parameters that influence on transistor performance such as gate length and gate / drain distance. The effect of the temperature on the electrical characteristics of the transistor has also been treated.

Keywords: MOS-HEMT transistor, linear model, nonlinear, numerical model; microwaves, GaN, Silvaco, ADS, genetic algorithm (AG).

Liste des abréviations

2DEG	Gaz bidimensionnel d'électrons
AC	Courant Alternatif
ADS	Advanced Design System
Al	Aluminium
Al ₂ O ₃	Oxyde d'aluminium
AlGaAs	Alliage arséniure aluminium gallium
AlGaN	Alliage nitrure gallium aluminium
AlN	Nitrure d'aluminium
CAO	Conception Assistée par Ordinateur
CW	Continuous Wave
DC	Courant continu
DD	Dérive-Diffusion
FET	Field Effect Transistor
Fint	Les champs électriques internes
GA	L'algorithme génétique
Ga	Gallium
GaAs	Arséniure de gallium
GaN	Nitrure de gallium
HEMT	High Electron Mobility Transistor
HFET	Heterojunction Field Effect Transistor
HfO ₂	Oxyde d'hafnium
InN	le nitrure d'indium
Lg	La longueur de grille
MBE	Épitaxie par jet moléculaire

MEMS	Micro-Electro-Mechanical System
MESFET	MEtal Semi-conductor Field Effect Transistor
MOCVD	Metal Organic Chemical Vapor Deposition
MOS	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
MODFET	Modulation DOPed Field Effect Transistor
MOS- HEMT	Metal Oxide Semiconductor High Electron Mobility Transistor
MOVPE	Metal Organique Vapor Phase Epitaxy
NH ₃	Ammoniac
pHEMT	Pseudomorphic High Electron Mobility Transistor
P _{PZ}	La polarisation piézoélectrique
P _{sp}	polarisation spontanée
RF	Radio Fréquences
Si	Silicium
SILVACO	Silicon Valley Corporation
SiO ₂	Dioxyde de Silicium
SRH	Shockley-Read Hall
SSEC	Small Signal Equivalent Circuit
TCAD	Technology Computer Aided Design.
TEGFET	Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor
TiO ₂	Dioxyde de titane

Liste des symboles

μ_n, μ_p	Mobilité des électrons, trous	cm^2/Vs
C_{DS}	Capacité drain-source	F
C_{GD}	Capacité grille-drain	F
C_{GS}	Capacité grille-source	F
C_{PD}	Capacité de plots du drain	F
C_{PG}	Capacité de plots de la grille	F
E_c	Niveau de conduction	e.V
E_f	Niveau de FERMI	e.V
E_g	Largeur de la bande interdite	e.V
E_i	Niveau intrinsèque	e.V
f	Fréquence	Hz
f_c	Fréquence de coupure	Hz
F_{MAX}	Fréquence maximale d'oscillation	Hz
F_T	Fréquence de transition	Hz
G_d	Conductance de sortie	S (Ω^{-1})
G_m	Transconductance	S (Ω^{-1})
G_p	Gain en puissance	dB
GT	transducteur du gain	dB
H_{21}	Paramètre d'indice 21 de la matrice hybride (H)	
I_{DS}, I_D	Courant drain-source	A
I_{Dsat}	Courant drain-source à la saturation ($V_{ds} = V_{dsat}$)	A
I_{GD}	Courant grille-drain	A
I_{GS}	Courant grille-source	A
k	Constante de BOLTZMANN ($k = 1.38 \times 10^{23} \text{ J.K}^{-1}$)	J.K^{-1}

L_d	Inductance d'accès du drain	H
L_g	Inductance d'accès de la grille	H
L_s	Inductance d'accès de la source	H
PAE	Rendement en puissance ajoutée du transistor	%
P_{in}	Puissance absorbée par le composant (d'entrée)	dBm
P_{out}	Puissance délivrée à la charge (de sortie)	dBm
q	Charge élémentaire d'électrons	C
R_d	Résistance d'accès du drain	Ω
R_g	Résistance d'accès de la grille	Ω
R_i	Résistance intrinsèque liée aux effets non quasi statiques	Ω
R_n, R_p	Taux de recombinaison des électrons , trous	$cm^{-3}s^{-1}$
R_s	Résistance d'accès de la source	Ω
S_{ij}	Paramètres de répartition (S : Scattering)	
T	Température	K°
V_{BD}	Tension de claquage	V
V_{DS}	Différence de potentiel drain-source	V
V_g	Tension de polarisation appliquée à la grille	V
V_{GD}	Différence de potentiel grille-drain	V
V_{GS}	Différence de potentiel grille-source	V
V_p	Tension de pincement	V
V_s	Tension de polarisation appliquée à la source	V
v_{sat}	Vitesse de saturation	cm/s
V_{TH}, V_T	Tension de seuil	V
Y_{ij}	Paramètres admittance	Ω^{-1}
Z_c	Impédance caractéristique	Ω
Z_{ij}	Paramètres impédance	Ω

ϵ_r	La permittivité relative	
κ	La conductivité thermique	W/K.cm
N_C	Densité effective d'états des électrons	$1/\text{cm}^3$
N_V	Densité effective d'états des trous dans la bande de valence	$1/\text{cm}^3$
n_i	Concentration intrinsèque	$1/\text{cm}^3$
N_d	Concentration des atomes donneurs	cm^3
N_a	Concentration des atomes accepteurs	cm^3
X_e	Affinité électronique	eV

Table des matières :

ملخص	I
Résumé	II
Abstract.....	III
Liste des abréviations	IV
Liste des symboles.....	VI
Table des matières.....	IX
Liste des Figures.....	XV
Liste des tableaux	XIX
Introduction générale.....	2

Chapitre I : Généralités sur les semiconducteurs III-N et le transistor HEMT

I.1. Introduction	5
I.2. Historique.....	5
I.3. Présentation des composés III-V	6
I.4. Propriétés des nitrures.....	8
I.4.1. Propriétés cristallines	8
I.4.2. Propriétés mécaniques.....	11
I.4.3. Propriétés thermiques.....	13
I.4.3.1. Dilatation thermique	13
I.4.3.2. La Chaleur spécifique	14
I.4.3.3. Température de Debye	15
I.4.3.4. Conductivité thermique	15
I.4.4. Propriétés chimiques	16
I.5. Les substrats de croissance	17
I.6. L'hétérojonction AlGa _N /Ga _N	18
I.6.1. Les polarisations spontanées et piézoélectriques.....	19
I.6.1.1. La polarisation spontanée	19
I.6.1.2. La polarisation piézoélectrique.....	19
I.6.2. Formation et caractéristiques du 2DEG	21
I.6.2.1. Expression de la densité de charges dans le gaz 2D	23

I.6.2.2. La mobilité électronique.....	26
I.7. Le transistor HEMT.....	27
I.7.1. Qu'est-ce qu'un HEMT ?.....	27
I.7.2. Principe de fonctionnement des transistors HEMTs AlGa _N /Ga _N	28
I.7.3. Structure d'un HEMT	30
I.7.4. Caractéristiques électriques des transistors HEMTs.....	31
I.7.4.1. Le courant de drain-source	31
I.7.4.2. La transconductance G_M	33
I.7.4.3. La conductance de sortie G_D	34
I.7.4.4. La capacité grille-source	34
I.7.4.5. La Capacité grille-drain (C_{GD}).....	34
I.7.4.6. La capacité drain-source.....	35
I.7.4.7. Les résistances et les éléments parasites d'accès.....	35
I.7.4.8. La fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation	35
I.8. Conclusion	37
 Chapitre II : Le transistor MOS-HEMT AlGa_N/Ga_N 	
II.1. Introduction	38
II.2. Limitations du HEMT AlGa _N /Ga _N	38
II.2.1. Effets des pièges	38
II.2.1.1. Les pièges responsables du « gate-lag ».....	39
II.2.1.2. Les pièges responsables du « drain-lag »	40
II.2.2. Les effets thermiques	40
II.2.3. Phénomènes d'avalanche	40
II.3. Les courants de fuites du HEMT.....	42
II.4. Matériaux High-k	44
II.4.1. Oxyde d'aluminium (Al ₂ O ₃)	44
II.4.2. Oxyde d'hafnium (HfO ₂)	45
II.4.3. Dioxyde de titane (TiO ₂).....	46
II.5. Le transistor MOS-HEMT	47
II.5.1. Présentation du MOS-HEMT en Ga _N	47
II.5.2. Applications du transistor MOS-HEMT	48
II.6. Étude comparative des structures Ga _N HEMT et MOS-HEMT.....	48
II.6.1. Modèles physiques.....	49
II.6.2. Topologie de la structure étudiée.....	51

II.6.3.	Caractéristiques statiques (DC) de MOS-HEMT et de HEMT	52
II.6.3.1.	Caractéristiques de sortie	52
II.6.3.2.	Caractéristiques de transfert	53
II.6.4.	Le courant de fuite de grille	54
II.6.5.	La tension de claquage	55
II.6.6.	Caractéristiques dynamiques (AC)	56
II.7.	Conclusion	57

Chapitre III: Simulation Tcad des transistors MOS-HEMTs AlGaIn/GaN

III.1.	Introduction	58
III.2.	Paramètres physiques de la simulation	59
III.3.	Simulation et caractérisation du premier type des transistors MOS-HEMT (T1)	60
III.3.1.	Description de la structure simulée	60
III.3.2.	Diagramme de bande d'énergie de T1	60
III.3.3.	Calcul de la densité d'électrons N_s dans le canal 2DEG.....	62
III.3.4.	Etude des caractéristiques électrique statiques	63
III.3.4.1.	Caractéristique de sortie $I_{DS}(V_{DS})$	63
III.3.4.2.	Caractéristique de transfert $I_{DS}(V_{GS})$	64
III.3.5.	Etude du claquage dans le transistor (La tension de claquage)	66
III.3.6.	Le courant de fuite de la grille	67
III.3.7.	Etude et analyse de différents phénomènes de pièges présents dans le transistor MOSHEMT-T1	67
III.3.7.1.	Phénomène de gate-lag.....	68
III.3.7.2.	Phénomène de drain-lag	69
III.3.8.	Etude et analyse des caractéristiques dynamiques	70
III.3.9.	Facteur de mérite pour un fonctionnement en puissance	71
III.4.	Simulation et caractérisation du deuxième type des transistors MOS-HEMT (T2)	74
III.4.1.	Grilles en T	74
III.4.2.	Description de la structure simulée	74
III.4.3.	Diagramme de bande d'énergie	76
III.4.4.	Calcul de la densité d'électrons n_s dans le canal 2DEG	77
III.4.5.	Etude des caractéristiques électriques statiques.....	77
III.4.5.1.	La caractéristique statique $I_{DS}(V_{DS})$	78
III.4.5.2.	Caractéristiques de transfert $I_{DS}(V_{GS})$	78

III.4.6.	Etude du claquage dans le transistor (La tension de claquage)	80
III.4.7.	Courant de fuite de la grille	80
III.4.8.	Etude et analyse de différents phénomènes de pièges présents dans le transistor MOSHEMT-T2	81
III.4.8.1.	Phénomène de gate-lag	81
III.4.8.1.	Phénomène de drain-lag	82
III.4.9.	Etude et analyse des caractéristiques dynamiques	83
III.4.10.	Facteur de mérite pour un fonctionnement en puissance	84
III.5.	Etude comparative entre les deux structures T1 et T2	84
III.6.1.	Effet de la Longueur de la grille	86
III.6.2.	Etude de l'effet du type de l'oxyde	91
III.6.3.	Variation de la distance grille-drain LGD	91
III.6.4.	Influence de la température sur les caractéristiques de MOS-HEMT AlGaIn/GaN.....	93
III.6.4.1.	Caractéristique électriques statiques IDS-VDS-T	93
III.6.4.2.	Caractéristique de transfert Ids-Vgs-T.....	94
III.6.4.3.	Fréquence de transition et maximale en fonction de la température	94
III.7.	Conclusion	95

Chapitre IV : Les méthodes d'optimisation

IV.1.	Introduction.....	97
IV.2.	Classification des méthodes d'optimisation	97
IV.2.1.	Méthodes déterministes	97
IV.2.2.	Méthodes stochastiques	98
IV.3.	Choix des méthodes d'optimisation [131].....	98
IV.4.	Algorithmes génétiques (GAs).....	99
IV.4.1.	Principe des algorithmes génétiques	100
IV.4.2.	Caractéristiques des algorithmes génétiques	101
IV.4.2.1.	Codage.....	101
IV.4.2.2.	Espace de recherche des solutions	103
IV.4.2.3.	Fonction d'évaluation (fitness) et le hasard	103
IV.4.2.4.	Concepts et formalismes d'opérateurs génétiques	104
IV.4.2.5.	Critères de convergence	107
IV.4.2.6.	Grandes étapes de l'algorithme génétique	107

IV.4.3.	Avantages et inconvénients des algorithmes génétiques.....	108
IV.4.3.1.	Avantages des AGs	108
IV.4.3.2.	Inconvénients des AGs.....	108
IV.5.	Le recuit simulé.....	109
IV.5.1.	Principes généraux	109
IV.5.2.	Paramètres de l'algorithme.....	109
IV.5.3.	Description de l'algorithme de recuit simulé	110
IV.5.4.	Convergence théorique de l'algorithme	111
IV.5.5.	La configuration de l'espace de recherche	112
IV.5.6.	Le schéma de recuit simulé.....	112
IV.6.	Conclusion	112
Chapitre V: Modélisation et optimisation du modèle non linéaire du transistors MOS-HEMT		
V.1.	Introduction	114
V.2.	Modélisation linéaire des transistors HEMTs	114
V.2.1.	Schéma équivalent petits signaux	114
V.2.1.1.	Eléments de la partie extrinsèque.....	115
V.2.1.2.	Eléments de la partie intrinsèque	115
V.2.2.	Extraction des éléments du schéma équivalent	115
V.2.2.1.	Extraction des éléments d'accès	115
V.2.2.2.	Extraction des inductances d'accès	116
V.2.2.3.	Extraction des capacités de plot.....	116
V.2.2.4.	Extraction des résistances d'accès	117
V.2.2.5.	Extraction des éléments intrinsèques	118
V.3.	Modélisation non-linéaire des HEMTs.....	119
V.3.1.	Les capacités intrinsèques	119
V.3.2.	La source de courant	120
V.4.	Modélisation linéaire du transistor MOS-HEMT (T2).....	123
V.4.1.	Eléments extrinsèques.....	123
V.4.2.	Eléments intrinsèques	123
V.4.3.	Validation du modèle petit signal.....	124
V.5.	Optimisation du model par des méthodes intelligentes	124
V.6.	Optimisation et Modélisation non linéaire du transistor MOS-HEMT(T2)	128
V.6.1.	Modélisation de la source de courant.....	128

V.6.2. Modèle non-linéaire des capacités	130
V.6.3. Validation du modèle grand signal	133
V.7. Conclusion	135
Conclusion Générale	136
Références bibliographiques.....	146
Publications et communications.....	159

Liste des figures :

Figure I.1. ... Cristallisation en phase wurtzite de composés III-N.....	9
Figure I.2. ..GaN face gallium et azote respectivement.....	10
Figure I.3. Evolution des paramètres de maille a et des polarisations spontanées (linéaires et non linéaires) des alliages III-N.	11
Figure I.4. ..Conductivités thermiques de GaN et d'autres composés importants [40].....	15
Figure I.5. ..Représentation schématique de la formation de l'hétérojonction AlGaN/GaN....	18
Figure I.6. Répartition des moments dipolaires dans une structure hexagonale.....	19
Figure I.7. Polarisations spontanée et piézoélectrique dans une couche d'AlGaN face (Ga) contrainte en tension sur une couche de GaN relaxée.	21
Figure I.8. .. Formation du gaz 2D d'un point de vue électrostatique.....	21
Figure I.9. Diagramme de bande schématique du modèle de donneurs en surface pour une épaisseur de barrière a) en deçà b) au-dessus de l'épaisseur critique de formation du gaz 2D [11].....	23
Figure I.10. Diagramme de bande de conduction d'une hétérojonction AlGaN/GaN.....	24
Figure I.11. Evolution de la densité d'électrons du gaz 2D d'une hétérojonction AlGaN/GaN [48].....	25
Figure I.12. Vue en coupe d'un transistor à haute mobilité électronique (à gauche) et sa schématisation lorsque la grille est polarisée (à droite).....	27
Figure I.13. Diagramme de bande de l'un des premiers HEMTs [3].....	28
Figure I.14. (a)Schéma d'une coupe verticale d'un transistor HEMT non polarisé,.....	29
(b) Caractéristiques de sortie du transistor en régime statique,	29
(c) Schéma illustrant l'évolution des charges lorsque le transistor est polarisé.....	29
Figure I.15. Structure de base d'un HEMT.....	30
Figure I.16. Représentation schématique des éléments électriques d'un transistor HEMT AlGaN/GaN.	31
Figure I.17. Représentation type de la caractéristique de sortie $I_{DS}(V_{DS})$ d'un transistor HEMT.....	32
Figure I.18. Evolution type de la caractéristique de transfert du transistor.....	33
Figure I.19. Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie.....	36
Figure II.1. Mécanisme des phénomènes d'avalanches.....	41

Figure II.2. Schéma des courants de fuite en mode off [61].....	42
Figure II.3. Le transistor HEMT à double hétérojonction DH-HEMTs[69].....	43
Figure II.4. Structures simulés des transistor: (a) HEMT, (b) MOS-HEMT [76].....	51
Figure II.5. Caractéristiques de sortie de MOS-HEMT et de HEMT.....	52
Figure II.6. Caractéristique de transfert du transistor HEMT et MOS-HEMT.....	53
Figure II.7. La transconductance simulée des HEMT et MOS-HEMT.....	53
Figure II.8. Les courants de fuite de la grille pour le HEMT et le MOS-HEMT.....	54
Figure II.9. La tension de claquage des transistor HEMT et MOS-HEMT.....	55
Figure II.10. La fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} et La fréquence de transition F_T pour le HEMT et le MOS-HEMT.	56
Figure III.1. Structure du MOS-HEMT (T1) proposée.	61
Figure III.2. Bande d'énergie de T1 sous la grille.	61
Figure III.3. Caractéristiques de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ du MOSHEMT T1.	63
Figure III.4. Caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2.5V, 5V, 10V$	65
Figure III.5. La transconductance pour $V_{DS} = 2.5V, 5V, 10V$	65
Figure III.6. Tension de claquage pour $V_{GS} = -2.5 V$	66
Figure III.7. Le courant de fuite de grille du transistor T1.	67
Figure III.8. Le courant de drain en régime transitoire Gate lag.	68
Figure III.9. Le courant de drain en régime transitoire Drain lag du transistor T1.....	69
Figure III.10. Performances hyperfréquences à $V_{DS}=15V$ et $V_{GS}= -2V$	70
Figure III.11. Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 10GHz.....	73
Figure III.12. Structure du MOS-HEMT (T2) proposée.....	75
Figure III.13. Charges d'interface et pièges d'interface dans GaN MOS-HEMT.....	75
Figure III.14. Digramme de bandes d'énergie de MOS-HEMT T2.....	77
Figure III.15. Caractéristiques de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ du MOSHEMT T2.....	78
Figure III.16. (a) caractéristique de transfert, (b) transconductance à $V_{DS} = 2,5 V, 3,5 V$ et $5 V$	79
Figure III.17. Tension de claquage pour $V_{GS} = 1V$	80
Figure III.18. Le courant de fuite de grille.....	81
Figure III.19. Le courant de drain en régime transitoire Gate lag du transistor T2.....	82
Figure III.20. Le courant de drain en régime transitoire Drain lag du transistor T2.....	82
Figure III.21. Performances hyperfréquences à $V_{DS}=15V$ et $V_{GS}= -2V$	83
Figure III.22. Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 10GHz.....	84

Figure III.23. Influence de la longueur de grille « Lg » sur les caractéristiques I-V du transistor MOS-HEMT T2.	87
Figure III.24. Evolution de la transconductance en fonction de la longueur de grille.....	87
Figure III.25. Comparaison du pic extrinsèque de Gm en fonction de Lg avec les résultats rapportés aux [119-123].....	88
Figure III.26. Evolution de la fréquence en fonction de la longueur de grille.....	88
Figure III.27. Comparaison de F_T / F_{MAX} en fonction de Lg avec les résultats publiés [119-121, 124, 125].	89
Figure III.28. Réseau des caractéristiques de sortie dans MOS-HEMT avec l'empilement du TiO ₂ et Al ₂ O ₃	90
Figure III.29. Influence de la distance grille-drain sur les caractéristiques de sorties I _{DS} -V _{DS} pour V _{GS} = 1 et 2 V avec L _{GD} = 645, 545 et 445 nm.....	91
Figure III.30. Caractéristiques I _{DS} -V _{DS} en fonction de la température, à V _{GS} =0.....	92
Figure III.31. Caractéristiques de transfert I _{DS} -V _{GS} en fonction de la température à V _{DS} =8V.....	93
Figure III.32. Influence de la température sur la fréquence de transition.....	94
Figure III.33. Influence de la température sur la fréquence maximale d'oscillation.....	94
Figure IV.1. Méthodes d'optimisation stochastiques.	98
Figure IV.2. Schéma du principe des algorithmes génétiques [131].	100
Figure IV.3. Les cinq niveaux d'organisation d'un algorithme génétique.....	101
Figure IV.4. Illustration schématique du codage des variables réelles.....	102
Figure IV.5. Schéma d'un chromosome.	104
Figure IV.6. La roulette [134].	105
Figure IV.7. Le tournoi entre deux individus avec rééligibilité [132].	105
Figure IV.8. Croisement.....	106
Figure IV.9. Mutation [57].	106
Figure IV.10. Le schéma général de l'algorithme de recuit simulé.....	111
Figure V.1. Schéma équivalent en régime linéaire d'un transistor MOS-HEMT.....	114
Figure V.2. Schéma équivalent en régime linéaire d'un transistor MOS-HEMT quand V _{ds} =0V et V _{gs} <V _p	117
Figure V.3. Schéma équivalent petit signal SSEC d'un MOS-HEMT sous ADS.....	123
Figure V.4. Comparaison T _{cad} (Rouge)-Modèle(Bleu) des paramètres S.....	124
Figure V.5. Organigramme pour le processus d'optimisation itérative.....	125

Figure V.6. Schéma équivalent petit-signal SSEC introduit dans le simulateur ADS pour l'optimisation.	126
Figure V.7. Comparaison Tcad-modèle des paramètres S après l'optimisation par l'Algorithme Génétique.	126
Figure V.8. Comparaison Tcad-modèle des paramètres S après l'optimisation par l'Algorithme Recuit Simulé.	127
Figure V.9. Modèle électrique non linéaire du transistor MOS-HEMT sous ADS pour l'optimisation de la source de courant.	128
Figure V.10. Comparaison du courant de drain Tcad-modèle avec le modèle d'Angelov après l'optimisation par l'Algorithme Recuit Simulé.	129
Figure V.11. Comparaison du courant de drain Tcad-modèle avec le modèle d'Angelov après l'optimisation par l'Algorithme Génétiques.	130
Figure V.12. Modèle électrique non linéaire du transistor MOS-HEMT sous ADS pour l'optimisation des capacités C_{GS} et C_{GD}	131
Figure V.13. Comparaison Tcad-modèle des capacités C_{GS} et C_{GD} après l'optimisation par l'Algorithme Recuit Simulé.	132
Figure V.14. Comparaison Tcad-modèle des capacités C_{GS} et C_{GD} après l'optimisation par l'algorithme génétique.	133
Figure V.15. Comparaisons entre les simulations Tcad-modèle du Gain.	133
Figure V.16. Comparaisons entre les simulations Tcad-modèle de la puissance de sortie.	134
Figure V.17. Comparaisons entre les simulations Tcad-Modèle du rendement en puissance ajoutée (PAE).	134

Liste des tableaux :

Tableau I.1. Les principaux éléments des rangées III, IV et V, qui constituent les semi-conducteurs..	7
Tableau I.2. Propriétés des différents matériaux semi-conducteurs a 300 K.....	8
Tableau I.3. Principales propriétés des III-N, à température ambiante (300K).....	10
Tableau I.4. Constantes d'élasticité C_{ij} expérimentales, et module de compressibilité volumique B théorique, pour GaN de type wurtzite.....	12
Tableau I.5. Coefficients de dilatation thermique de GaN et divers substrats [34].	14
Tableau I.6. Comparaison des propriétés des substrats utilisés pour la croissance du GaN. ..	17
Tableau I.7. Constantes piézoélectriques des matériaux, AlN, GaN et du ternaire AlGaIn. ...	20
Tableau II.1. Caractéristiques diélectriques calculées (largeur de bande et permittivité relative) des trois phases cristallines de HfO ₂ [89].	46
Tableau II.2. F_T et F_{MAX} du HEME et MOS-HEMT.....	57
Tableau III.1. Paramètres électriques et thermiques de matériaux utilisés dans la simulation pour T=300 K.....	59
Tableau III.2. Paramètres de l'équation (III-1) [48].....	62
Tableau III.3. Le pourcentage de gate-lag et de drain-lag.....	69
Tableau III.4. Caractéristiques de puissance dans diverses conditions de polarisation.....	73
Tableau III.5. Le pourcentage de gate-lag et de drain-lag pour le MOS-HEMT T2.....	83
Tableau III.6. Etude comparative des deux transistors MOS-HEMTs T1 et T2 aux résultats publiés.....	85
Tableau V.1 . Paramètres extrinsèques du transistor MOS-HEMT.	123
Tableau V.2 . Paramètres intrinsèques du transistor MOS-HEMT.	123
Tableau V.3 . Les valeurs optimisées des éléments extrinsèques et intrinsèques du modèle petit signal.....	127
Tableau V.4 . Comparaison des erreurs entre paramètres S_{ij} Tcad-modèle pour les deux méthodes.....	128
Tableau V.5 . Valeurs des paramètres du modèle non linéaire utilisé pour la source de courant du transistor MOS-HEMT.	129
Tableau V.6 . Valeurs des paramètres du modèle utilisé pour des capacités C_{GS} et C_{GD} du transistor MOS-HEMT.	132

Introduction générale

Introduction générale

Cette dernière décennie a vu apparaître de grandes innovations dans le domaine des télécommunications numériques qui comprend notamment la téléphonie mobile, les communications par satellites, les applications Radars, les transmissions de données sans fils... Cet essor technologique ne cesse de progresser et de gagner du terrain. Ainsi, le développement spectaculaire notamment des communications mobiles au cours des dernières années a conduit à une recherche de technologies robustes et fiables, à des coûts relativement raisonnables dans le domaine de l'électronique. Les études développées dans le cadre de nouveaux marchés militaires et civils sont à l'origine d'une évolution importante de tous les secteurs d'activités de l'électronique hyperfréquence.

Cette évolution est essentiellement dirigée vers le choix de nouvelles technologies autorisant en particulier des densités de puissance importantes et l'optimisation des composants actifs, intégrés dans de nombreux systèmes.

Le principe physique des transistors à effet de champ FET (Field Effect Transistors) a été inventé en 1952 par W. Shockley [1]. Le transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire où seul les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement. Principalement il y a trois structures des transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille [2]:

- Grille à jonction PN pour le transistor JFET (Junction Field Effect Transistor).
- Grille métallique isolée pour les transistors MOSFET (Metal Oxyde Semi-conductor Field Effect Transistor) et MISFET (Metal Isolant Semi-conductor Field Effect Transistor).
- Grille métallique à barrière Schottky pour les transistors MESFET (MEtal Semiconductor Field Effect Transistor) et HEMT (Hight Electron Mobility Transistor).

Le MESFET fut le premier composant à être fabriqué à partir d'un composé III-V. Mead [3] proposa en premier lieu de remplacer le Silicium des premiers FETs par un semiconducteur III-V tel que l'Arséniure de Gallium (GaAs). Cette évolution au niveau matériau a permis l'utilisation des FETs aux fréquences micro-ondes. Les premiers résultats en puissance obtenus avec un MESFET 4H-SiC datent de 1994 [4]. La première apparition des transistors HEMT est au début des années quatre-vingt [5].

Au cours des quinze dernières années, de grands efforts de recherche ont été investis dans l'étude des semi-conducteurs à base de composés III-N. Ceci vient évidemment des avantages physico-chimiques que présentent le GaN et ses alliages. En particulier, sa large bande interdite, son fort champ de claquage et sa forte vitesse de saturation ont permis à ce matériau

d'être considéré comme un candidat très intéressant et très prometteur pour les applications optiques, électroniques hyperfréquence et de puissance.

Les transistors HEMT (High Electron Mobility Transistors) AlGaN/GaN ont attiré une attention considérable pour les applications haute puissance, haute vitesse et haute température. Un transistor HEMT idéalement linéaire serait un transistor pour lequel le courant de drain serait proportionnellement commandé par la tension de grille et de drain pour n'importe quelle fréquence du signal. Bien entendu, cette perspective reste utopique car un certain nombre d'effets non linéaires viennent perturber cette fonction. Le courant est limité par la vitesse de saturation que peuvent atteindre les électrons et la concentration n_s . La tension est limitée par les phénomènes de claquage. On retrouve, synthétisés ci-dessous, les principaux effets limitatifs du fonctionnement du transistor HEMT AlGaN/GaN :

- L'auto-échauffement.
- Les pièges en surface et en volume.
- Le courant de fuite de la grille.

L'augmentation du courant inverse de grille est l'un des phénomènes de dégradation observé dans la technologie HEMT, PHEMT, cette augmentation induit une consommation plus élevée, une faible impédance d'entrée et une augmentation du bruit de HEMT ou PHEMT. Ces conséquences limitent les performances du transistor pour des applications visées. Pour réduire et supprimer le courant de fuite, une fine couche d'oxyde est insérée entre la grille et la couche barrière (AlGaN) menant à une approche du transistor MOS-HEMT. Afin de minimiser ce courant de fuite, des progrès significatifs ont été réalisés sur MOS-HEMT utilisant divers matériaux d'isolation tels que le SiO_2 , Al_2O_3 , HfO_2 , TiO_2 ... Beaucoup de travaux de recherches sur la nouvelle technologie MOS-HEMT ont été publiés dans la littérature.

Le transistor MOS-HEMT à base d'hétéro structure AlGaN/GaN fait l'objet d'intenses recherches et investigations. En effet, celles-ci ont montré l'efficacité de ce composant qui est un très bon candidat pour les applications haute puissance nécessitant des tensions et des puissances élevées. De par ses mobilités électroniques élevées et un fonctionnement aux hautes températures exigé pour certains dispositifs, les transistors MOS-HEMTs laissent espérer des applications aussi diverses tels que l'émetteurs-récepteurs radar HF, télécommunications terrestres, communications par satellite. Les performances de ce composant dépendent entre autres de la bonne qualité de sa couche active constituée d'une phase hexagonale de type wurtzite qui présente un champ électrique interne important résultant des propriétés de polarisations spontanée et piézoélectrique du matériau. Aussi, le transistor MOS-HEMT est un

composant approprié pour la suppression de courant de fuite et l'augmentation de la tension de claquage.

En vue de contribuer à la modélisation des transistors MOS-HEMT notamment à l'optimisation par des méthodes intelligentes, notre étude est axée sur la mise au point des procédés de simulation physiques et électriques des transistors MOS-HEMTs AlGa_N/Ga_N dans l'objectif d'accroître leurs performances. Les travaux assignés à cette étude sont donc axés sur :

1. Modélisation numérique à l'aide d'un simulateur TCAD qui nous permettra de simuler, prévoir la géométrie du composant et analyser les défauts présents dans la structure afin de déterminer les mécanismes physiques responsables de la dégradation des performances des transistors HEMT et MOS-HEMT.
2. Simulation physique des structures optimisées des transistors MOS-HEMT et la caractérisation en régimes statique et dynamique.
3. Décrire une méthode de modélisation électrique linéaire du transistor MOS-HEMT et l'extraction des paramètres du schéma équivalent petit signal.
4. Optimisation des paramètres du modèle linéaire par des méthodes intelligentes pour l'améliorer.
5. Le développement d'un modèle grand-signal (non linéaire) rapide à extraire, facile à utiliser dans les divers environnements de CAO.

Cette thèse est divisée en cinq chapitres :

Le premier chapitre est destiné à la description générale des semi-conducteurs III-N, les transistors à effet de champ à grille Schottky et au principe de fonctionnement du transistor HEMT conventionnel. Il établit un état de l'art de la filière HEMT en termes de performances dynamique et électriques.

Le second chapitre est consacré à l'étude des courants de fuites du HEMT et les propriétés des matériaux high-k aussi une étude théorique sur le transistor à hétérostructure MOS-HEMT AlGa_N/Ga_N : son fonctionnement, ses avantages et ses applications. Ensuite, nous étudierons les caractéristiques statiques (DC) et dynamiques (AC) de MOS-HEMT et de HEMT. La comparaison entre le HEMTs et MOS-HEMTs fait partie de cette étude.

Le troisième chapitre expose les résultats de simulation numérique obtenus concernant les performances DC et AC des deux structures proposées des MOS-HEMT TiO₂/AlGa_N-Ga_N sur le substrat SiC. Cette modélisation permet une caractérisation DC et AC fournissant des informations sur le comportement statique et dynamique du MOS-HEMT TiO₂/AlGa_N-Ga_N sur le substrat SiC telles que les caractéristiques courant-tension, la concentration en électrons,

les fréquences de fonctionnement, ainsi que l'influence de certains paramètres technologiques tel que la longueur de la grille sur les fréquences (F_T , F_{MAX}) des transistors.

Le quatrième chapitre présente les méthodes d'optimisation intelligentes tel que les algorithmes génétiques et le recuit simulé.

Le cinquième chapitre abordera la modélisation phénoménologique, l'optimisation du modèle électrique du transistor MOS-HEMT GaN pour le CAO des circuits et la discussion des résultats

Enfin, une conclusion et des orientations pour des travaux futurs sont établies à la fin de cette thèse.

Chapitre I :
Généralités sur les semiconducteurs
III-N et le transistor HEMT

I.1. Introduction

Les matériaux nitrures permettent de repousser les limites des matériaux semi-conducteurs usuels pour un grand nombre d'applications, aussi bien dans les domaines de la microélectronique que celui de l'optoélectronique et de l'électronique en milieu hostile. Le fort potentiel de cette filière a stimulé un effort extraordinaire dans le monde de la recherche. Il est vrai qu'une grande majorité de composants électroniques sont réalisés à base de silicium ; le carbure de silicium a longtemps semblé être le candidat idéal malgré sa faible mobilité de porteurs et ses problèmes de pièges. Cependant, les applications dans le domaine civil ou militaire nécessitent l'utilisation de puissances de plus en plus importantes à des fréquences élevées. C'est alors que le nitrure de gallium a focalisé l'attention des recherches au niveau composant. Les composés III-N présentent un intérêt fondamental pour les applications en électronique de puissance, haute température et haute fréquence.

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les propriétés des nitrures d'éléments III-N telles que leurs propriétés cristallographiques, leurs paramètres de maille, les substrats possibles pour leur synthèse. Nous établirons ensuite les principales propriétés de l'hétérojonction AlGaIn/GaN et du gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) relativement aux paramètres physiques et structuraux. Le principe de fonctionnement du transistor HEMT sera également rapporté.

I.2. Historique

Les dispositifs à base de nitrure de gallium GaN ont connu un énorme succès au cours de ces dernières années. En revanche, le matériau lui-même a été découvert dès le début du XX^e siècle. Juza et Hahn ont été les premiers à synthétiser le GaN dans les années 1930 en faisant passer de l'ammoniac (NH₃) sur du gallium liquide (Ga) à des températures élevées [6]. Leur but était d'étudier la structure et les paramètres du réseau cristallin du GaN. A cette époque, aucune croissance épitaxiale en phase vapeur n'avait jamais été tentée en raison de l'absence d'un substrat adéquat. La fin des années 1970 a connu une forte diminution des recherches dans le domaine du GaN en raison des difficultés rencontrées avec la croissance des couches de haute qualité nécessaire pour le développement des dispositifs.

Les problèmes persistants étaient toujours le choix et la disponibilité d'un substrat approprié, le contrôle de la conductivité intrinsèque très élevée des matériaux de type *n* et les difficultés d'obtention d'un GaN de type *p*. En 1982, seule une poignée d'articles étaient publiés dans le monde entier sur ce système de matériaux.

Il a fallu attendre la persévérance d'Amano et al. Qui, en 1986, a obtenu une couche GaN avec des propriétés morphologiques, optiques et électriques fortement améliorées. Cette couche a été obtenue par une croissance MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) sur un substrat de saphir et par l'intermédiaire d'une couche de nucléation d'AlN [7]. En 1989, la même équipe était la première à élaborer une couche GaN conductrice de type p [8]. Ces découvertes ont conduit à la renaissance du GaN au début des années 1990. En 1991, Khan et al. étaient les premiers à donner la preuve d'un gaz d'électrons bidimensionnel (2DEG) formé par une hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ sur saphir [9]. Les premiers transistors GaN à effet de champ (Metal Semiconductor Field Effect Transistors MESFET) et à hétérostructure (High Electron Mobility Transistors HEMTs) produits par MOCVD sur substrats de saphir furent fabriqués respectivement en 1993 et en 1994, par Khan et al. [10, 11]. En 1993, Nakamura et al. ont donné naissance à la première LED bleu GaN [12]. Quelques années plus tard, ce même groupe a fabriqué le premier laser bleu à base de nitrure de gallium [13].

Depuis ces pas de géant, les activités de recherche et la commercialisation des dispositifs à base de GaN ont beaucoup progressé. Aujourd'hui, les technologies de production, la reproductibilité et la fiabilité du matériau épitaxie sont les questions clés qui doivent être posées pour satisfaire les grandes promesses attendues des dispositifs à base de GaN.

Paradoxalement, malgré les progrès enregistrés ces dernières années, les composants à base de GaN pour l'électronique de puissance requièrent encore de sérieuses investigations pour comprendre les nombreux phénomènes physiques non maîtrisés à ce jour, à savoir : les états de surfaces, la passivation de surface, le drain-lag. Ceci permettra également d'améliorer davantage les performances et la fiabilité des composants de la filière nitrure de gallium.

I.3. Présentation des composés III-V

Les semi-conducteurs de la famille des matériaux III-V sont constitués d'un élément de la colonne III-A et d'un autre de la colonne V-A du tableau périodique de Mendeleïev (tableau I.1) qui regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et en bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Les énergies de leurs bandes interdites sont inférieures à $100k_B T$. Ils ont prouvé leur importance dans tous les domaines de l'électronique et l'optoélectronique où ils trouvent un champ d'application très vaste. En combinant les éléments III et V, il est possible de former des composés binaires (GaN, GaAs, ...), ternaires ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, GaInAs, ...) et quaternaires (AlGaInN, GaInAsP, ...) dont les propriétés physiques, électriques et optiques sont diverses et peuvent être ajustées avec le choix des éléments et des compositions. Parmi eux, les semi-conducteurs nitrurés tels que le nitrure

de gallium (GaN), le nitrure d'aluminium (AlN), le nitrure d'indium (InN) et leurs composés ternaires et quaternaires.

Dans une même colonne ; quand la masse atomique augmente (du haut vers le bas), l'élément considéré donne un composé à bande interdite plus petite, et une masse effective d'électrons plus faible. Par exemple, les composés contenant du bore ou de l'aluminium sont moins intéressants que le gallium ou l'indium pour l'électronique rapide.

IIIA	IVA	VA
$10.81 \text{ } ^5B$	$12.01 \text{ } ^6C$	$14.01 \text{ } ^7N$
$26.98 \text{ } ^{13}Al$	$28.09 \text{ } ^{14}Si$	$30.97 \text{ } ^{15}P$
$69.74 \text{ } ^{31}Ga$	$72.59 \text{ } ^{32}Ge$	$74.92 \text{ } ^{33}As$
$114.82 \text{ } ^{49}In$	$118.69 \text{ } ^{50}Sn$	$121.75 \text{ } ^{51}Sb$

Tableau I.1. Les principaux éléments des rangées III, IV et V, qui constituent les semi-conducteurs.

Le tableau I.2 présente les propriétés fondamentales à 300°K des semi-conducteurs les plus importants pour les performances des dispositifs électroniques[14-16] .

Généralement, pour atteindre des forts courants et un fonctionnement à haute fréquence, il est souhaitable d'avoir une mobilité de porteurs de charge (μ) et une vitesse de saturation (v_{sat}) des électrons élevés. La haute mobilité des électrons dans GaAs ($8500 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$) est la principale raison qui explique que les transistors à effet de champ (FET) fabriqués avec ce matériau ont d'excellentes performances à haute fréquence. Un inconvénient majeur dans la fabrication des transistors à base de GaN et de SiC est la valeur relativement faible de la mobilité des électrons, qui est de $900 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour GaN et environ $700 \text{ cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ pour le SiC. Cependant, ces valeurs sont suffisantes pour les transistors spécifiquement conçus pour un fonctionnement à haute puissance.

Martiaux	GaN	AlN	InN	SiC	Si	GaAs	InP
Propriétés électroniques							
Bande interdite (eV)	3.4	6.2	0.7	3.2	1.1	1.4	1.3
Champ de claquage (MV/cm)	3.3	8.4	1.2	3.5	0.3	0.4	0.5
Vitesse de saturation (10^7 cm/s)	2.5	2.1	1.8	2.0	1	1	1
Mobilité électronique ($\text{cm}^2/\text{V.s}$)	990	135	3.6	650	1500	8500	5400
Permittivité relative (ϵ_r)	9.5	9.14	15.3	10	11.8	11.5	12.5
Conductivité thermique(κ) (W/cm. K)	1.3	2	0.45	4.5	1.5	0.5	0.7

Tableau I.2. Propriétés des différents matériaux semi-conducteurs a 300 K.

La conductivité thermique (κ) d'un matériau semiconducteur est un paramètre très important car il définit la capacité de dissipation de la chaleur par un composant. Une mauvaise conductivité thermique conduit à un fonctionnement dégradé du dispositif à des températures élevées. En général, les semi-conducteurs classiques sont de mauvais conducteurs thermiques, en particulier GaAs et InP. Inversement, le SiC est un excellent conducteur thermique. Le GaN et l'AlN sont comparables avec le Si, le meilleur des semi-conducteurs classiques.

La permittivité relative (ϵ_r) est une indication sur la charge capacitive d'un transistor et affecte les impédances de sortie d'un dispositif. Le tableau I.2 montre que les valeurs de ϵ_r pour les semi-conducteurs à grand gap sont inférieures à celles des semi-conducteurs classiques : -20% dans le cas du GaN, d'AlN et du SiC.

I.4. Propriétés des nitrides

I.4.1. Propriétés cristallines

Le nitrure de gallium est un composé binaire de la famille des nitrides d'éléments III, au même titre que les nitrides d'aluminium et d'indium (AlN et InN). A l'état solide, les éléments de la colonne III du tableau périodique sont reliés à l'azote par des liaisons covalentes. L'azote possède une électronégativité plus importante que les éléments de la colonne III : la liaison III-N est donc polaire. Le moment dipolaire correspondant est dirigé selon la liaison III-N, de l'élément le plus électronégatif vers le moins électronégatif (donc de l'azote vers l'élément III). Les nitrides ont un état d'hybridation sp^3 : les atomes s'agencent sous forme de tétraèdres.

Les III-N peuvent se trouver en phase cubique blende de zinc dans des conditions hors équilibre, obtenues par épitaxie sous jets moléculaires à source plasma à basse température. L'autre forme la plus communément répandue et la plus stable thermodynamiquement est la

phase wurtzite. La Figure I.1 représente la maille élémentaire d'un composé III-N wurtzite, dirigée selon l'axe c . Elle est caractérisée par deux paramètres de maille : a et c , correspondant à la distance entre deux atomes de même nature, voisins dans le plan hexagonal (a) et perpendiculaire au plan hexagonal (c). La phase wurtzite est constituée de deux sous réseaux hexagonaux, un pour chaque espèce chimique.

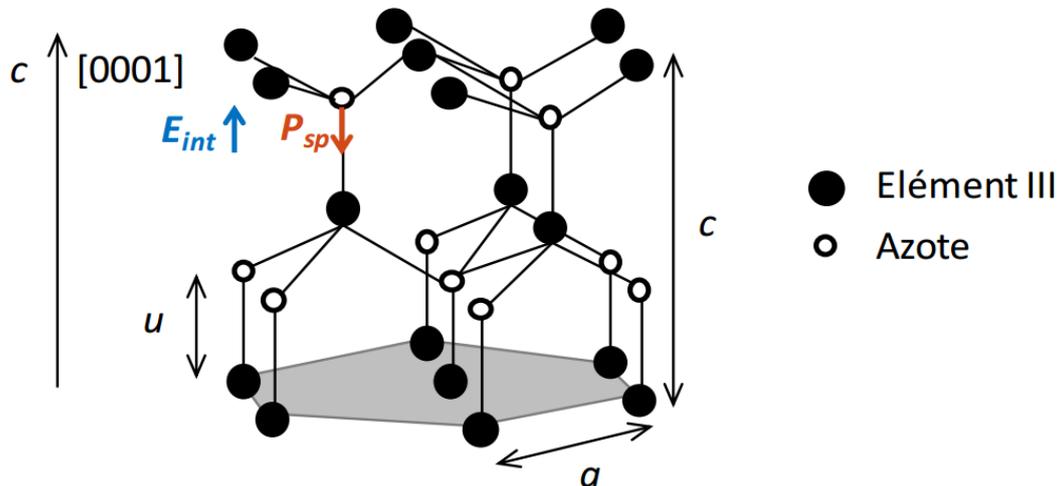


Figure I.1. Cristallisation en phase wurtzite de composés III-N.

Les tétraèdres en phase wurtzite ne sont pas symétriques mais légèrement distordus de par leur environnement. Ainsi, la somme des moments dipolaires au sein de chaque tétraèdre est non nulle, et le moment dipolaire résultant est dirigé selon l'axe c . Il en découle un champ de polarisation appelé polarisation spontanée P_{sp} . Ceci révèle également la propriété la plus importante des nitrures d'éléments III : ce sont des matériaux piézoélectriques, c'est-à-dire que la déformation du matériau par rapport à son état initial induit un champ de polarisation et donc un champ électrique. Le champ électrique interne induit est orienté de la charge la moins électronégative (ici l'élément III) vers la charge la plus électronégative (ici l'azote), soit, par convention, suivant l'orientation $[0001]$ (voir Figure I.1). La polarité gallium est associée au GaN orienté suivant l'axe cristallographique $[0001]$, la polarité azote correspondant au GaN orienté suivant l'axe $[000-1]$. On parle alors de GaN face gallium et azote respectivement (Figure I.2).

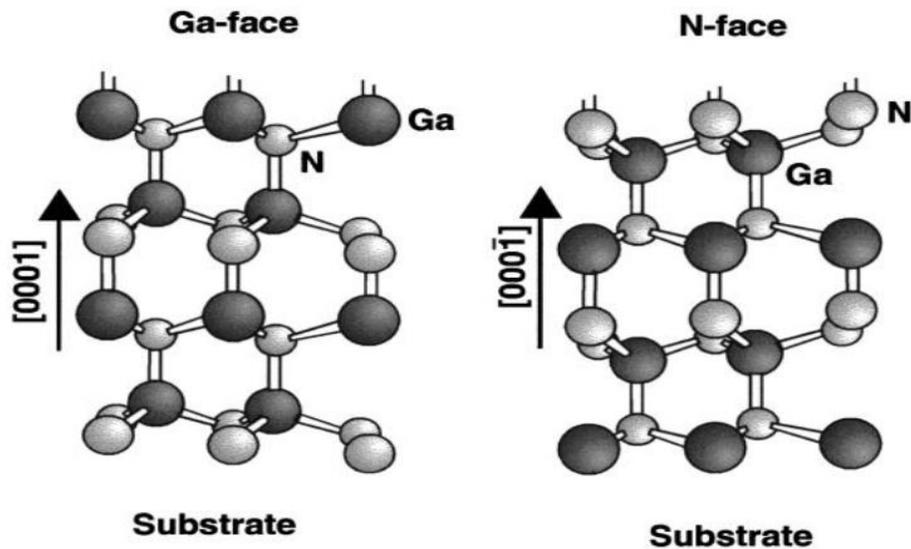


Figure I.2. GaN face gallium et azote respectivement.

Le Tableau I.3 synthétise les propriétés majeures des éléments III-N : les paramètres de mailles a et c , les polarisations spontanées et les champs électriques internes F_{int} associés. De manière à rendre compte des valeurs élevées des champs électriques internes présents dans les III-N, ils sont en mV/nm plutôt qu'en unité standard mV/cm.

Wurtzite	a (Å)	c (Å)	P_{sp} (C/m ²)	F_{int} (mV/nm)
GaN	3,189	5,185	-0,029	370
AlN	3,112	4,982	-0,081	1000
InN	3,538	5,703	-0,032	280

Tableau I.3. Principales propriétés des III-N, à température ambiante (300K).

Les nitrures d'éléments III peuvent également se présenter sous forme d'alliages ternaires : $Al_xGa_{1-x}N$, $In_xAl_{1-x}N$ ou encore $In_xGa_{1-x}N$, où x représente la fraction molaire. On trouve également des ternaires tels que l'AIBN et le GaBN, cependant la teneur en bore est limitée à quelques pourcents avant la décomposition de ces alliages [17]. Les paramètres de mailles de ces alliages ainsi que les polarisations et les champs électriques obéissent à une loi linéaire (loi de Vegard) [18]:

$$Y^{A_xB_{1-x}N} = Y^{AN}x + Y^{BN}(1 - x) \quad (I-1)$$

où Y représente les grandeurs du Tableau I.3 cependant certains auteurs comme Bernardini, Fiorentini et Ambacher [19-21] ont proposé des lois non linéaires pour la polarisation dans les alliages : un terme de « bowing » est rajouté à l'expression de la polarisation spontanée. Ce

terme dépend de la structure microscopique de l'alliage, il représente la différence de contribution entre la déformation volumique des binaires et la déformation interne de l'alliage. Ainsi, la polarisation spontanée dans l'alliage s'écrit par les équations quadratiques suivantes [21]:

$$P_{sp}Al_xGa_{1-x}N = -0.081x - 0.029(1-x) + 0.021x(1-x) \quad (I-2)$$

$$P_{sp}In_xAl_{1-x}N = -0.032x - 0.081(1-x) + 0.070x(1-x) \quad (I-3)$$

$$P_{sp}In_xGa_{1-x}N = -0.032x - 0.029(1-x) + 0.037x(1-x) \quad (I-4)$$

La Figure I.3 est un abaque : pour une certaine fraction molaire d'un alliage III-N, la polarisation spontanée et le paramètre de maille a sont directement identifiés. L'effet du bowing est d'autant plus significatif pour les alliages InAlN et InGaN.

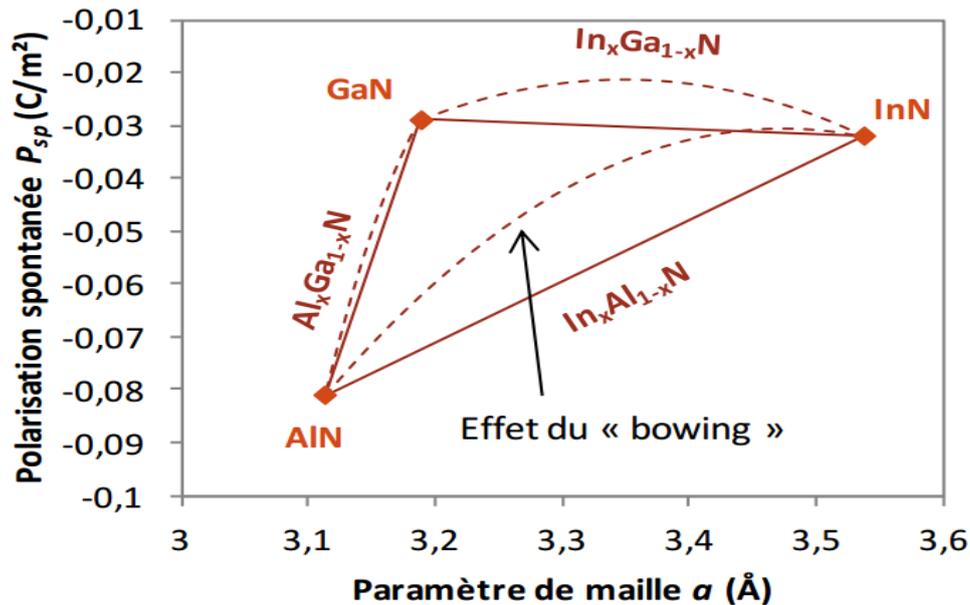


Figure I.3. Evolution des paramètres de maille a et des polarisations spontanées (linéaires et non linéaires) des alliages III-N.

Il est également possible de former des alliages quaternaires, par exemple $In_xAl_yGa_{1-x-y}N$ [22].

I.4.2. Propriétés mécaniques

Les propriétés mécaniques de GaN sont mal connues ; cependant plusieurs auteurs (Perlin et al.[23], Xia et al.[24], Ueno et al.[25], Uehara et al.[26], Savastenko et al.[27], Polian et al.[28], Tagaki et al.[29], Yamaguchi et al.[30], Schwarz et al.[31], Leszczynski et al.[32]), ont caractérisé ses propriétés élastiques par des méthodes indirectes, réalisées à pression atmosphérique (diffusion Brillouin et ultrasons), et en fonction de la pression [spectroscopie

d'absorption des rayons X (XAS), diffraction des rayons X par dispersion d'énergie (EDXD) et diffraction des rayons X (XRD)[33].

Le tableau I.4 donne les valeurs des constantes d'élasticité C_{ij} de GaN, ainsi que son module de compressibilité volumique B, obtenus par diffusion Brillouin et ultrasons. A travers de ces deux méthodes, les constantes d'élasticité sont déduites de la vitesse respectivement des phonons acoustiques et du son : $X = \rho v^2$, avec ρ la densité du matériau et X une combinaison de constantes d'élasticité C_{ij} dépendant de la direction de propagation des phonons en respectant les axes cristallographiques. Pour les phases hexagonales ; cinq constantes d'élasticité définissent le matériau : C_{11} , C_{33} , C_{13} , C_{44} et C_{12} . Les quatre premières correspondent respectivement à des modes selon les directions [100], [001], [001] et [011]. C_{12} apparaît en combinaison, par exemple $(C_{12} + C_{11}) / 2$ gouverne un mode dans la direction [100]. Le module de compressibilité volumique est alors déduit des constantes d'élasticité selon l'équation :

$$B = \frac{(C_{11} + C_{12}) \times (C_{33} - 2 \times C_{13})^2}{(C_{11} + C_{12} + 2 \times C_{33} - 4 \times C_{13})} \quad (\text{I-5})$$

Paramètres Technique		C_{11}	C_{12}	C_{44}	C_{33}	C_{13}	B	Auteurs
		(GPa)	(GPa)	(GPa)	(GPa)	(GPa)	(GPa)	
XRD		296	130	241	267	158	190	Savastenko et al.[27]
Monocristaux	Brillouin	390	145	105	398	106	210	Polian et al[28].
	Brillouin	374	106	101	379	70	180	Tagaki et al.[29]
	Brillouin	365	135	109	381	114	204	Yamaguchi et al.[30]
	Ultrasons	377	160	81.4	209	114	173	Schwarz et al.[31]

Tableau I.4. Constantes d'élasticité C_{ij} expérimentales, et module de compressibilité volumique B théorique, pour GaN de type wurtzite.

Les mesures ultrasoniques présentent un écart important pour C_{33} , certainement du fait de la trop faible épaisseur de l'échantillon étudié. D'une façon générale ; les écarts entre les valeurs obtenues, de C_{ij} et de B, proviennent d'une part de la technique de caractérisation utilisée, et

d'autre part du type de l'échantillon étudié. Plus l'échantillon analysé contiendra de défauts ou sera caractérisé par une forte concentration en électrons libres, plus ses propriétés mécaniques en seront affectées [30]. Les valeurs des C_{ij} suivent globalement la tendance suivante : C_{11} et C_{33} sont nettement plus élevées que C_{12} , C_{13} et C_{44} . Ceci montre une anisotropie des propriétés élastiques de GaN entre les deux directions, ce qui peut être directement reliée à l'anisotropie de la structure cristalline de type wurtzite selon ces directions. Savastenko et al ont calculé le module de Young (ou module d'élasticité) et le coefficient de Poisson à partir des constantes d'élasticité. Leurs valeurs sont respectivement de 150 GPa et 0.372 [27].

Les valeurs expérimentales, caractérisant les propriétés mécaniques, montrent que GaN possède des constantes élastiques et un module de compressibilité volumique assez proches de ceux du AlN et supérieurs à ceux du InN [34]. Il faut noter aussi qu'ils sont plus grands pour h-GaN que pour c-GaN. Toutes ces valeurs sont généralement nettement plus faibles que celles d'un autre matériau du type III-V tel que BN cubique, dit matériau ultra dur, qui présente des propriétés mécaniques très proches de celles du diamant [35]. Il manque cependant des données sur la résistance à la rupture pour savoir plus sur la tenue mécanique de GaN.

I.4.3. Propriétés thermiques

La dilatation thermique, la chaleur spécifique, la température de Debye et la conductivité thermique permettent de définir les propriétés thermiques du nitrure de gallium.

I.4.3.1. Dilatation thermique

Tout matériau soumis à un changement de température se déforme : c'est le phénomène de la dilatation thermique. Il convient d'en tenir compte lorsque l'on étudie les propriétés des semiconducteurs à des températures différentes mais également lors de la croissance du matériau car celle-ci se fait à haute température. Ainsi une couche hétéroépitaxie complètement relaxée à la température de croissance peut être contrainte à la température ambiante. Les coefficients de dilatation thermique permettent d'évaluer la déformation de la maille cristalline en fonction de la variation de température [36].

Matériau	GaN		Saphir	6H-SiC	3C-SiC	ZnO	GaAs
	300-700K	700-900K					
Température	300-700K	700-900K	300k	300K	300K	300K	300k
$\frac{\Delta a}{a} (10^{-6} K^{-1})$	5.59		7.5	4.2	2.7	2.9	6
$\frac{\Delta c}{c} (10^{-6} K^{-1})$	3.17	7.75	8.5	4.7	2.7	4.75	6

Tableau I.5. Coefficients de dilatation thermique de GaN et divers substrats [35].

La dilatation thermique a été mesurée en fonction de la température sur monocristaux. Selon a : le coefficient de dilatation thermique est constant sur toute la gamme de température. Selon c : la composante principale, parallèle à l'axe c, dépend de la température ; la dilatation thermique connaît une rupture de pente à 700K [35].

Le tableau I.5 donne les coefficients de dilatation thermique de GaN et ceux des substrats les plus souvent utilisés lors de l'hétéroépitaxie de GaN.

I.4.3.2. La Chaleur spécifique

Le coefficient de chaleur spécifique permet de calculer la variation de température d'un système auquel on apporte une quantité connue de chaleur. Dans les semi-conducteurs ; l'énergie apportée a pour effet d'augmenter le nombre de phonons présents. Les électrons des bandes de conduction et les trous des bandes de valence sont généralement insuffisants en nombre, pour jouer un rôle important par rapport aux phonons. La concentration en porteurs libres et la présence de défauts ponctuels ou étendus, affectent la chaleur spécifique.

La chaleur spécifique (à pression constante) a été mesurée en fonction de la température. Il en résulte l'équation suivante :

$$C_p(T) = 9.1 + 2.15 \times 10^{-3} \times T (\text{en cal. mol}^{-1} K^{-1}) \quad (\text{I-6})$$

Il y a une forte déviation par rapport à la courbe prévue par la théorie de Debye, dans laquelle la capacité calorifique suit la loi suivante :

$$C_p(T) = [12\pi^4 > R/5] \times (T/\theta_D)^3 \times C \quad (\text{I-7})$$

Avec $R = 8.3144 \text{ J. mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$ et θ_D la température de Debye. La différence observée serait due à la forte concentration en électrons libres des échantillons (allant jusqu'à $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [35].

I.4.3.3. Température de Debye

La température de Debye θ_D caractérise la valeur maximale des énergies des vibrations. Elle a été calculée par Polian et al. [28] à partir de la chaleur spécifique, et par Demidienko et al. [37] à partir des propriétés élastiques. Les valeurs obtenues sont respectivement de 650K et 700 K. Ces valeurs sont cohérentes avec les calculs de Kim et al.[38], Christensen et al.[39], et Azuhaka et al. [40], qui prédisent θ_D entre 620 et 690K [34].

I.4.3.4. Conductivité thermique

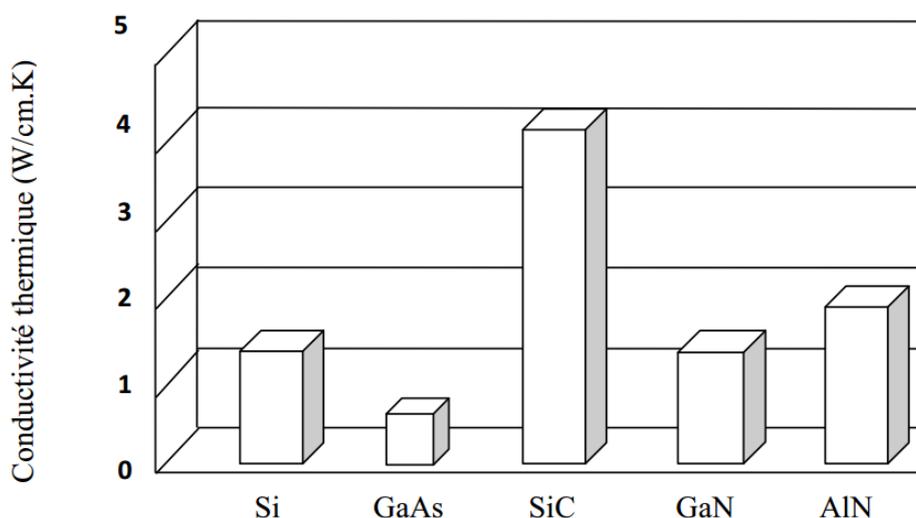


Figure I.4. Conductivités thermiques de GaN et d'autres composés importants [41].

La conductivité thermique est la propriété cinétique qui est déterminée par les contributions des degrés de liberté électronique : de rotation et de vibration. Dans les semiconducteurs, à cause des faibles densités d'électrons et de trous de conduction, la contribution principale au transport de chaleur vient des phonons. Dans un cristal pur, la conductivité thermique est déterminée uniquement par le processus de la diffusion des phonons. Dans un cristal réel, elle est déterminée aussi par les défauts ponctuels. De toutes les propriétés thermiques, la conductivité thermique est la plus affectée par les défauts de structure. Elle a été mesurée sur différents types d'échantillons : couche mince sur substrat saphir, par la méthode MVPE (Sichel et al [42]) et monocristaux de GaN (Porowski et al [43]). Les valeurs obtenues sont respectivement $1.3 \text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $1.7 \text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$.

La valeur obtenue sur couche mince est inférieure aux calculs théoriques de Slack, prédisant une valeur de $1.7 \text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ du fait de la forte concentration en impuretés de l'échantillon (10^{18}cm^{-3}) [35]. Il faudra retenir qu'elle est égale à celle du Si (figure I.4), trois fois plus grande que celle du GaAs et trois fois plus petite que celle du SiC.

I.4.4. Propriétés chimiques

GaN est un composé extrêmement stable. Cette stabilité chimique aux températures élevées, combinée avec son large gap, fait de lui un matériau attractif pour la fabrication de dispositifs opérant en hautes températures, dans les environnements caustiques. GaN est également un excellent candidat pour les couches protectrices, grâce à sa dureté. Cependant ; la majorité des chercheurs se sont intéressés à ses applications dans les semi-conducteurs. Tandis que sa stabilité thermique lui permet d'être utilisé en haute température, sa stabilité chimique présente un challenge technologique. Il y a beaucoup de rapports décrivant la résistance des films de GaN aux techniques de gravures humides conventionnelles utilisées dans le traitement des semi-conducteurs.

Seuls deux groupes ont décrit les caractéristiques de gravure chimique humide du GaN connu pour sa haute qualité. Maruska et Tietjen ont trouvé que GaN est insoluble dans l'eau, les acides, ou les bases à température ambiante ; et qu'il se dissout dans les solutions alcalines chaudes à un taux très lent. Pankove n'a pas pu graver GaN dans NaOH, à cause de la formation d'une couche de GaOH sur la surface ; ainsi une technique de gravure électrolytique a été conçue, permettant d'obtenir de bons résultats. Un matériau de moindre qualité a été observé en le gravant à des taux élevés dans NaOH, H₂SO₄ et H₃PO₄. Ces gravures, qui sont seulement efficaces pour des films de GaN de mauvaise qualité, sont utiles pour l'identification des défauts et l'estimation de leurs densités dans les films de GaN. Jusqu'à présent, il n'existe aucun processus de gravure chimique établi, malgré les efforts des chercheurs. La technologie des dispositifs exige le développement d'un certain procédé. Une possibilité qui n'a pas été encore explorée, c'est la gravure par ions actifs.

Plusieurs groupes ont étudié la chimie de surface de GaN en utilisant les techniques de spectroscopie électronique d'Auger, la spectroscopie de photoémission par rayons X et la spectroscopie des pertes d'énergie d'électrons. Il y avait également un certain nombre d'études sur la stabilité thermique et la dissociation du GaN. Cependant, le matériau étudié n'était généralement pas bien caractérisé, et les résultats des différents laboratoires diffèrent considérablement.

Des chercheurs ont étudié aussi la stabilité du GaN à haute température ; ils ont remarqué des pertes de poids à une température de 1023K (750°C), alors qu'il n'y avait pas de pertes notables à T=1273K (1000°C). Ils ont observé aussi que GaN était moins stable dans une atmosphère HCl que dans une atmosphère H₂, tandis que les meilleurs résultats étaient obtenus en N₂. Quelques controverses existent à propos de la réaction qui domine la décomposition de

GaN. La stabilité thermique de GaN sera un paramètre critique dans les applications qui exigent l'opération en haute puissance ou haute température.

I.5. Les substrats de croissance

Idéalement, le GaN est déposé sur un substrat de GaN massif. Bien que l'élaboration et la fabrication de composants sur GaN massif ait été démontrée [16], les substrats de GaN massif sont de taille très réduite avec un coût relativement important notamment pour une utilisation à l'échelle industrielle. Par conséquent, la croissance du GaN a été mise au point sur de nombreux substrats de substitution comme le saphire (Al_2O_3), le carbure de silicium (SiC), ou encore le silicium (Si) dont les caractéristiques cristallines et thermiques sont répertoriées dans le tableau I.6

	GaN	Al_2O_3	SiC	Si
Constante de maille (Å°)	3.19	4.75	3.08	5.43
Désaccord en mailles	0	14	4	17
Coefficient de dilatation Thermique(10^{-6}K^{-1})	5.6	7.5	4.46	2.6
Conductivité thermique (W/cmK)	1.7	0.5	5	1.5

Tableau I.6. Comparaison des propriétés des substrats utilisés pour la croissance du GaN.

La croissance de GaN de bonne qualité cristallographique sur les substrats de substitution cités précédemment (Saphir, SiC, Si) devient un vrai challenge en raison du désaccord de mailles qui engendre des défauts structuraux relativement importants.

Historiquement, le saphir fut le premier substrat utilisé pour la croissance du GaN grâce à son coût relativement faible et à la stabilité de ses propriétés thermiques et mécaniques. Cependant, le Saphir a été très vite concurrencé par d'autres substrats (SiC, Si) en raison de sa faible conductivité thermique qui limite la densité de puissance des dispositifs. Le SiC est distinctement le substrat de substitution par excellence pour la croissance de GaN de haute qualité sans avoir recourt à l'utilisation de couches de nucléation comme dans le cas du silicium. Avec une excellente conductivité thermique, ce substrat permet une meilleure dissipation de la chaleur. Malheureusement, la taille des substrats disponibles sur le marché est relativement réduite et son coût demeure considérablement élevée. Ces facteurs ont un impact non négligeable sur le coût des composants obtenus. Par conséquent, il devient intéressant de trouver un substrat de substitution bas coût, disponible et facile à élaborer.

Aujourd'hui, des techniques et des conditions critiques de croissance ont été mises au point ce qui permet l'élaboration de GaN de bonne qualité. Cependant, d'autres améliorations telles que la densité de pièges et les défauts structuraux sont en cours d'investigation pour repousser davantage les limitations en puissance rencontrées par le composant.

I.6. L'hétérojonction AlGaN/GaN

L'hétérojonction est obtenue par le dépôt d'une couche mince d'AlGaN ($8 < \text{épaisseur} < 30$ nm) sur un film mince de GaN d'épaisseur $e \sim 1.5 \mu\text{m}$, comme représenté sur la figure I.5

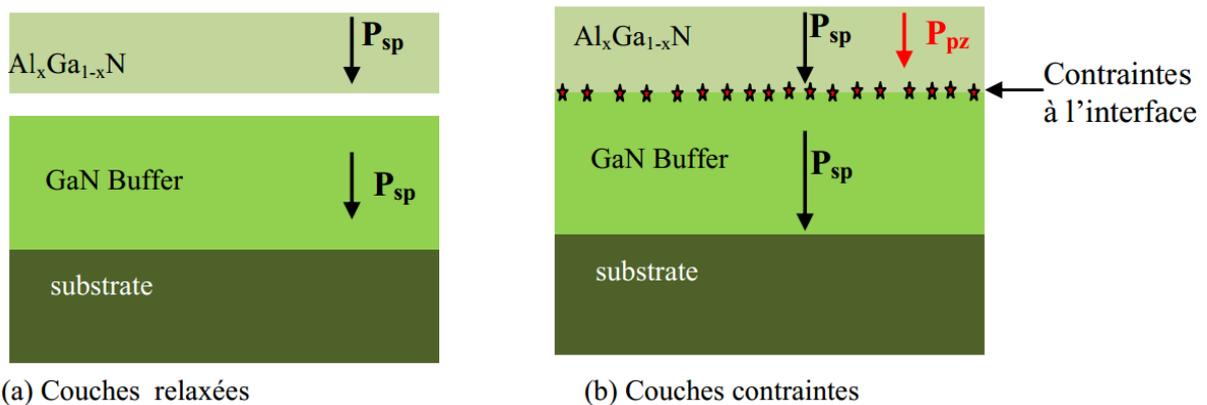


Figure I.5. Représentation schématique de la formation de l'hétérojonction AlGaN/GaN.

Lorsque l'on superpose deux fines couches de semi-conducteurs non accordées en maille, les premières mailles cristallines de la couche supérieure tendent à épouser les mailles de la couche servant de support, en l'occurrence le GaN. Cette modulation géométrique spontanée de la maille cristalline engendre des contraintes à l'interface des deux films d'AlGaN et de GaN. En fonction de la modulation paramétrique observée dans l'AlGaN, on distingue deux types de contraintes :

- Couches contraintes en tension.
- Couches contraintes en compression.

Le paramètre de maille du GaN qui est de l'ordre de 3.19 \AA est supérieur à celui de l'AlGaN ($a_{\text{AlN}} = 3.11 \text{ \AA} < a_{\text{AlGaN}} < a_{\text{GaN}} = 3.19 \text{ \AA}$). Dès lors que la première couche d'AlGaN est déposée, le paramètre de maille subit une contrainte en tension qui se traduit par l'élargissement de la maille élémentaire de l'AlGaN pour épouser celle du GaN (croissance pseudomorphique). Cette déformation microscopique, qui induit un champ électrique interne dans la couche d'AlGaN, est la polarisation piézoélectrique. La piézoélectricité est à l'origine d'une déformation

mécanique sous l'effet d'un champ électrique et inversement. Elle engendre un champ électrique sous l'effet d'une contrainte appliquée sur le matériau en question.

I.6.1. Les polarisations spontanées et piézoélectriques

I.6.1.1. La polarisation spontanée

Comme introduits précédemment, le GaN et l'AlN présentent une forte polarisation spontanée (P_{sp}) orientée selon l'axe [0001] (figure I.6). Indépendante de l'état de contrainte du matériau, cette polarisation est exclusivement due aux liaisons polaires induites entre le gallium, l'aluminium ou l'indium avec l'atome d'azote. Représentée par le vecteur P_{sp} , les valeurs pour les trois binaires GaN, AlN et InN sont respectivement de l'ordre de -0.08 C.m^{-2} , -0.029 C.m^{-2} et 0.032 C.m^{-2} [44]. Cependant, le signe négatif indique que le vecteur de polarisation est orienté dans le sens opposé à la direction de croissance [0001]. Conformément à la loi de Vegard, la polarisation spontanée d'une couche d'AlGaIn ayant une concentration (x) en aluminium peut être linéairement déduite à partir des valeurs connues de la polarisation spontanée du GaN et de l'AlN [45].

$$P(X)_{sp(Al_xGa_{1-x}N)} = -0.052x - 0.029 \text{ C/m} \quad (\text{I-8})$$

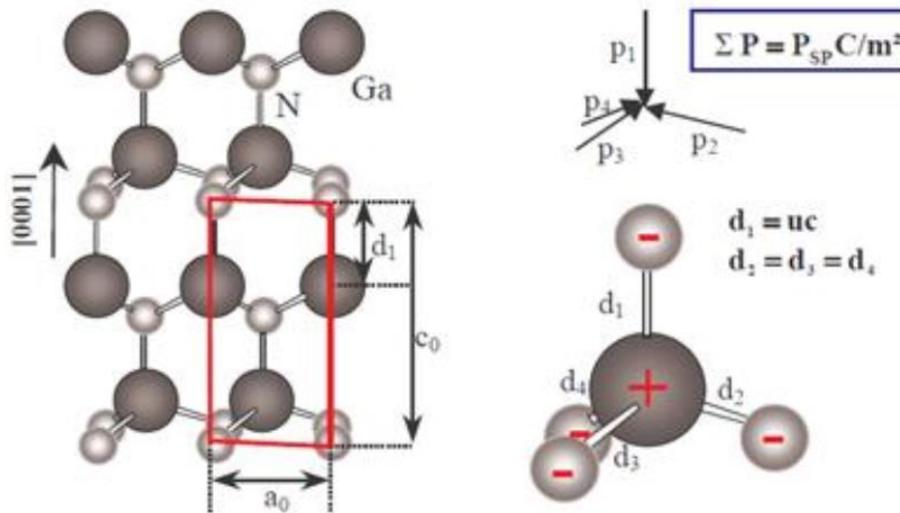


Figure I.6. Répartition des moments dipolaires dans une structure hexagonale.

I.6.1.2. La polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique (P_{PZ}) apparaît dans le GaN, AlN ou l'AlGaIn lorsque le matériau subit une contrainte. Orientée suivant l'axe [0001] dans une structure hexagonale et selon l'axe [111] dans le cas d'une structure cubique, la polarisation piézoélectrique vient

s'ajouter à la polarisation spontanée déjà existante à l'état relaxé du matériau. L'équation I.9 permet de calculer directement cette composante en utilisant les coefficients définis dans le tableau I.7.

$$P_{PZ} = 2 \frac{a - a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (\text{I-9})$$

Où le terme $\frac{a-a_0}{a_0}$ représente la contrainte interne, a_0 est le paramètre de maille intrinsèque du matériau et a est la constante de maille induite par la contrainte appliquée. Les paramètres, c_{13} , c_{33} représentent les constants élastiques du matériau et e_{31} , e_{33} représentent les coefficients piézoélectriques.

En pratique, la piézoélectricité est présente uniquement dans la couche d'AlGa_xN contrainte en tension sur une couche de GaN relaxée. Dans ce cas, où la couche d'AlGa_xN est contrainte en tension, les deux polarisations spontanée et piézoélectrique s'ajoutent.

	AlN	GaN	Al _x Ga _{1-x} N (x=Al%)
Constante de maille (Å)	3.19	4.75	-0.08x + 3.19
Constante diélectrique	9	9.5	-0.5x + 9.5
P _{sp} (C/m ²)	-0.081	-0.02	-0.052x - 0.029
e_{33} (C/m ²)	-0.081	-0.029	0.73x + 0.73
e_{31} (C/m ²)	-0.60	-0.49	-0.011x - 0.49
C_{13} (Gpa)	108	103	5x + 103
C_{33} (Gpa)	373	405	-325x + 405

Tableau I.7. Constantes piézoélectriques des matériaux, AlN, GaN et du ternaire AlGa_xN[46].

De par l'origine de la polarisation piézoélectrique liée au désaccord de maille qui induit une contrainte, il convient de remarquer que cette polarisation est d'autant plus élevée que la fraction molaire d'AlN dans la couche d'AlGa_xN augmente. Dans le cas de l'AlGa_xN contraint en tension et déposé sur un buffer de GaN relaxé, celle-ci est définie par :

$$\frac{\sigma_{AlGaN}}{\sigma_{GaN}} = \Delta(P_{AlGaN} - P_{GaN}) = (P_{SPAlGaN} + P_{pZAlGaN}) - (P_{SPGaN}) > 0 \quad (\text{I-10})$$

En raison d'un gradient de polarisation abrupt entre l'AlGa_xN contraint en tension et le buffer en GaN relaxé, une polarisation positive s'établit à l'interface de l'hétérostructure (figure I.7).

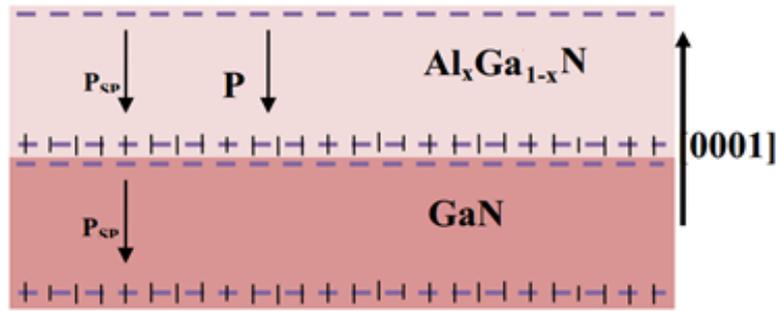


Figure I.7. Polarisations spontanée et piézoélectrique dans une couche d’AlGaN face (Ga) contrainte en tension sur une couche de GaN relaxée.

I.6.2. Formation et caractéristiques du 2DEG

Le gaz bidimensionnel d’électrons dans les nitrures d’éléments III est engendré par la différence de polarisation à l’interface barrière/canal. Prenons le cas d’une barrière AlGaN contenant une fraction molaire d’aluminium xAl de 30%, déposée sur un canal GaN, tous deux non intentionnellement dopés. La barrière et le canal possèdent une polarisation spontanée du fait qu’ils sont épitaxiaux sous forme wurtzite (P_{spbar} et P_{spcan}). Le canal de 2 à 3 nm d’épaisseur (qui accueille le gaz 2D) termine la couche de GaN, épaisse de 2 μm environ, qui constitue la couche tampon (aussi appelée buffer). L’épaisseur de la barrière est suffisamment faible (quelques 20-25 nm) pour que l’AlGaN soit contraint sur GaN. Ainsi, l’AlGaN adopte le paramètre de maille a du GaN : la couche AlGaN est pseudomorphique sur GaN. Comme $a_{Al_xGa_{1-x}N} < a_{GaN}$, la déformation bi axiale ϵ_{xx} est positive, et donc l’AlGaN est déformé en tension sur GaN. La polarisation piézoélectrique P_{pzbar} de la barrière s’ajoute à la polarisation spontanée de l’AlGaN (Figure I.8). Enfin, la couche GaN étant épaisse, la contrainte est complètement relaxée, donc nous pouvons négliger la polarisation piézoélectrique du GaN.

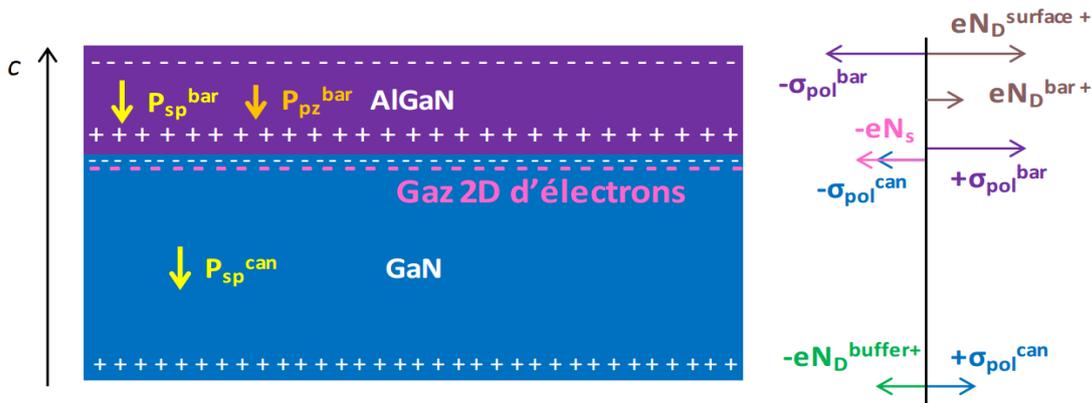


Figure I.8. Formation du gaz 2D d’un point de vue électrostatique.

D'un point de vue électrostatique, la polarisation macroscopique des couches barrière et canal se manifeste aux interfaces par une accumulation de charges surfaciques σ_{pol} exprimée en C/m² (Figure I.8). Par exemple, pour une couche mince Al_{0,3}Ga_{0,7}N déposée sur une couche épaisse GaN, la densité électronique par unité de surface induite par la polarisation s'écrit :

$$N_{pol}^{bar} = \left| \frac{\sigma_{pol}^{bar}}{e} \right| = \left| \frac{P_{sp}^{bar} + P_{pz}^{bar}}{e} \right| = 3.5 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{I-11})$$

$$N_{pol}^{can} = \left| \frac{\sigma_{pol}^{can}}{e} \right| = \left| \frac{\sigma_{sp}^{can}}{e} \right| = 1.8 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$$

$$N_{pol} = N_{pol}^{bar} - N_{pol}^{can} = 1.7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{I-12})$$

La densité électronique induite par la polarisation de la barrière est deux fois plus importante que celle induite par la polarisation du canal. Ainsi $1,7 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ charges positives à l'interface vont attirer les électrons pour créer un gaz 2D. Smorchkova propose la première fois en 1999 [47] l'idée suivante : l'origine des électrons du gaz 2D provient d'états donneurs profonds à la surface de l'AlGa_{0,3}N, d'énergie E_D , partiellement ionisés. Les états donneurs entièrement occupés sont supposés neutres. Une fois ionisés, ils représentent une charge positive. La surface de la barrière AlGa_{0,3}N présente une charge de surface négative, induite par la polarisation de la barrière $-\sigma_{pol}^{bar}$, qui est compensée par des états donneurs en surface ionisés ($N_D^{surface+}$). Les électrons libérés sont transférés dans le GaN à l'interface AlGa_{0,3}N/GaN, de manière à peupler le gaz 2D. Ainsi, $-eN_s$ (N_s est la densité d'électrons du gaz 2D par unité de surface) s'ajoute à σ_{pol}^{can} pour compenser $+\sigma_{pol}^{bar}$ à l'interface AlGa_{0,3}N/GaN (Figure I.8).

D'autres sources d'électrons peuvent contribuer à cette accumulation à l'hétéro-interface : la barrière AlGa_{0,3}N et la couche tampon GaN. Le dopage résiduel de la barrière non intentionnellement dopé est supposé de $5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ donneurs (N_D^{bar+}) et $2,5 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ accepteurs [48]. Normalisés par l'épaisseur de la barrière (30nm), cela revient à $1,5 \times 10^{11}$ donneurs par cm² et $7,5 \times 10^{10}$ accepteurs par cm². Le dopage résiduel de la barrière ne contribue que faiblement à la formation du 2DEG. La couche tampon GaN présente des dopages résiduels en donneurs trop faibles (estimés bien inférieurs à 10^{16} cm^{-3}), donc nous considérons que $N_D^{buffer+}$ est négligeable.

D'après la Figure I.8, l'équation de neutralité des charges du système AlGa_{0,3}N/GaN s'écrit :

$$-\sigma_{pol}^{bar} + eN_D^{surface+} + eN_D^{bar+} + \sigma_{pol}^{bar} - eN_s - \sigma_{pol}^{can} + \sigma_{pol}^{can} - \sigma_{buffer} = 0 \quad (\text{I-13})$$

Soit :

$$eN_s = eN_D^{surface+} + eN_D^{bar+} \quad (\text{I-14})$$

Donc les électrons du gaz 2D ont pour origine les donneurs en surfaces ionisés et les impuretés résiduelles de la barrière également ionisées.

Ce concept fut développé par la suite par Ibbetson en 2000 [11]. Il reste à l'heure actuelle le scénario le plus probable quant à l'origine et à la formation du gaz 2D. En raison du champ électrique dû à la polarisation à l'interface AlGa_N/Ga_N, deux phénomènes apparaissent quand l'épaisseur de la barrière augmente : la bande de conduction du Ga_N est dégénérée à l'interface et le niveau de Fermi s'aligne avec le niveau donneur. En deçà d'une certaine épaisseur de barrière dite critique, l'énergie du niveau donneur est supérieure à l'énergie du niveau de Fermi, les états donneurs sont entièrement occupés et le gaz 2D est inexistant (Figure I.9.a). Au-delà de cette épaisseur de barrière critique, le niveau de Fermi est bloqué sur le niveau donneur, ce dernier s'ionise et les électrons libérés forment le gaz 2D (Figure I.9.b). Cette épaisseur critique correspond à l'épaisseur de barrière à partir de laquelle le gaz 2D se forme. Lorsque l'épaisseur de barrière augmente, N_s a tendance à saturer et approche la valeur de la densité électronique induite par polarisation.

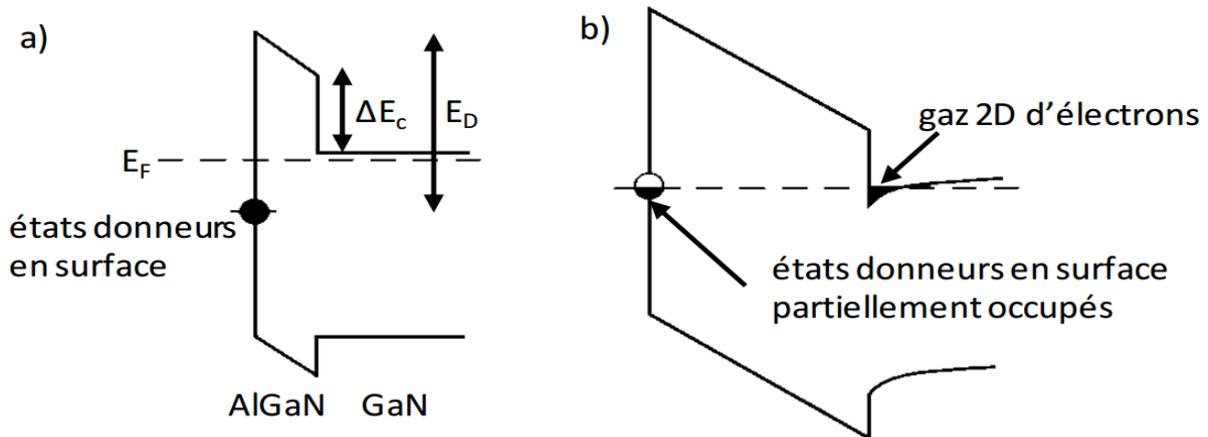


Figure I.9. Diagramme de bande schématisant le modèle de donneurs en surface pour une épaisseur de barrière a) en deçà b) au-dessus de l'épaisseur critique de formation du gaz 2D [11].

I.6.2.1. Expression de la densité de charges dans le gaz 2D

Le diagramme de bande de conduction du système AlGa_N/Ga_N est représenté sur la Figure I.10. Le minimum d'énergie de bande de conduction de l'hétérostructure AlGa_N/Ga_N est tracé le long de l'axe z (comme sur la Figure I.9), qui correspond au sens opposé à l'axe de croissance c . z_0 matérialise l'interface barrière/canal, et d_{bar} est l'épaisseur de la barrière. Φ_b correspond à la barrière de potentiel entre la surface et l'AlGa_N. ΔE_c illustre la discontinuité d'énergie de

bande de conduction entre la barrière AlGa_N et le canal Ga_N. Enfin, σ_{pol} est la différence de polarisation entre la barrière et le canal : $\sigma_{pot} = |P_{bar} - P_{can}|$.

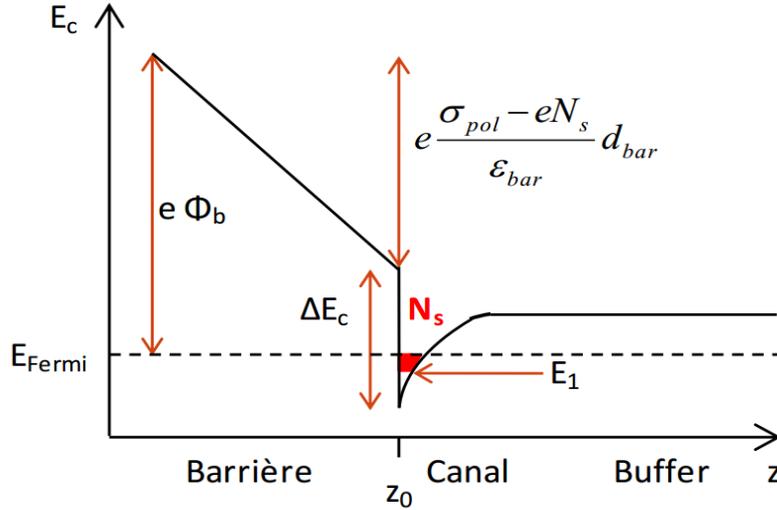


Figure I.10. Diagramme de bande de conduction d'une hétérojonction AlGa_N/Ga_N.

Supposons que le gaz 2D n'occupe qu'un seul niveau d'énergie E_1 (état fondamental) du puits quantique triangulaire, ce qui est généralement vrai à 90%. Autrement dit, seul le niveau fondamental du puits est dégénéré : $E_1 < E_F$. Il apparaît assez immédiatement l'égalité suivante :

$$e\phi_b - e \frac{\sigma_{pol} - eN_s}{\epsilon_{bar}} d_{bar} - \Delta E_c + E_1 + (E_F - E_1) = 0 \quad (I-15)$$

$\frac{\sigma_{pol} - eN_s}{\epsilon_{bar}}$ représente le champ électrique dans la barrière, déterminé en résolvant l'équation de Gauss-Poisson dans le système barrière/canal. D'après [49], E_1 s'écrit :

$$E_1 = \left(\frac{9 \pi h e^2}{8 \sqrt{8 m^*} \epsilon_{can}} N_s \right)^{2/3} = \gamma N_s^{2/3} \quad (I-16)$$

Avec

$$\gamma = \left(\frac{9 \pi h e^2}{8 \sqrt{8 m^*} \epsilon_{can}} \right)^{2/3} \quad (I-17)$$

Puisque nous supposons que seul le niveau fondamental du puits quantique est occupé, la différence $E_F - E_1$ s'écrit :

$$E_F - E_1 = \frac{\pi h^2}{m^*} N_s \quad (I-18)$$

où $\frac{\pi h^2}{m^*}$ est la densité d'état d'un puits quantique.

En réécrivant l'équation I.15, la densité d'électrons du gaz 2D a pour expression[49] :

$$N_s = \left(\frac{\pi h^2}{e^2 m^*} \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}} + 1 \right)^{-1} \left(\frac{\sigma_{pol}}{e} - \frac{1}{e^2} \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}} \left(e\phi_b - \Delta E_c + \gamma N_s^{2/3} \right) \right) \quad (I-19)$$

La grandeur $\frac{\pi h^2}{e^2 m^*} \frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}$ est sans unité. Notons que $\frac{\varepsilon_{bar}}{d_{bar}}$ représente la capacité de la barrière par unité de surface. La barrière est vue comme un isolant séparant deux électrodes, l'une due aux électrons du gaz 2D et l'autre due aux électrons occupant partiellement les états de surface.

Pour simplifier l'Equation I.19, nous supposons que le niveau fondamental du puits quantique triangulaire E_1 est confondu avec le minimum d'énergie de bande de conduction du canal. Cela permet de s'affranchir de $\gamma N_s^{2/3}$. Il apparaît immédiatement que la densité d'électrons du gaz 2D N_s est directement reliée à la densité d'électrons $N_{pol} = \frac{\sigma_{pol}}{e}$ due à la différence de polarisation barrière/canal. Ainsi, la densité d'électrons du gaz 2D ne dépend plus que de l'épaisseur de la barrière et de sa composition.

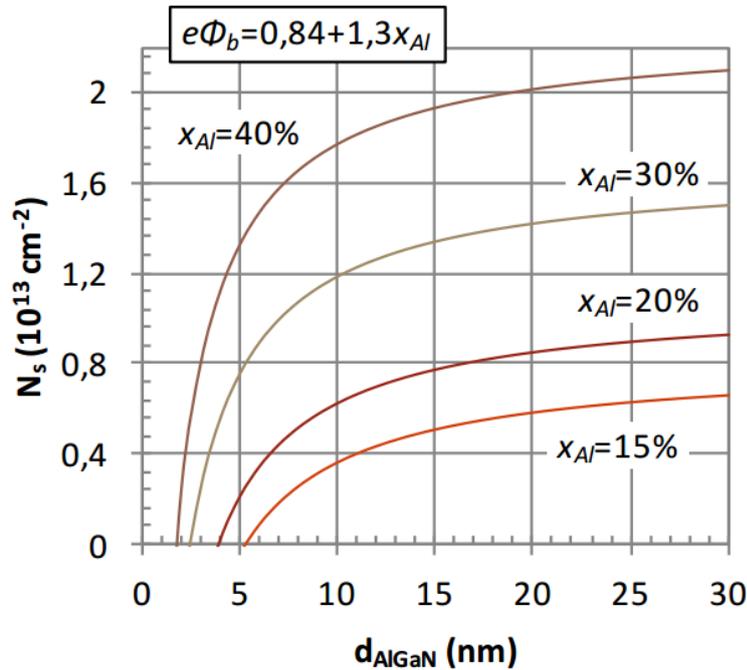


Figure I.11. Evolution de la densité d'électrons du gaz 2D d'une hétérojonction AlGaIn/GaN [50].

La Figure I.11 a montré que l'augmentation de l'épaisseur jusqu'à 30 nm et de la teneur en aluminium de la barrière AlGaIn (de 15 à 40%) permet de couvrir une gamme de densité d'électrons dans le gaz 2D de 4×10^{12} à $2 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$. L'épaisseur critique de formation du gaz 2D est observable pour $N_s = 0 \text{ cm}^{-2}$.

I.6.2.2. La mobilité électronique

La mobilité électronique μ est une grandeur qui permet de caractériser le gaz 2D. Elle est reliée au temps moyen de relaxation d'un électron entre deux chocs (diffusion) et ce temps de relaxation est calculé suivant la règle de Mathiessen :

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_1} + \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_3} + \dots + \frac{1}{\tau_n} \quad (\text{I-20})$$

Les mécanismes de diffusion sont en partie reliés aux défauts présents dans l'hétérostructure barrière/canal. On distingue les mécanismes de diffusion élastiques (diffusion par les impuretés, par la rugosité d'interface, par le désordre d'alliage, par les dislocations chargées) des mécanismes de diffusion inélastiques (opérés par les phonons acoustiques et optiques). La mobilité totale peut aussi s'écrire :

$$\mu = \frac{1}{\mu_{\text{impuretés}}} + \frac{1}{\mu_{\text{rugosité}}} + \frac{1}{\mu_{\text{alliage}}} + \frac{1}{\mu_{\text{disto}}} + \frac{1}{\mu_{\text{phonons}}} \quad (\text{I-21})$$

Ainsi, au plus une des contributions produit une mobilité faible, au plus elle affecte la mobilité totale. Bien que N_s ne dépende que des paramètres de barrière (épaisseur et composition), la densité d'électrons du gaz 2D conditionne la mobilité des électrons. Des calculs rendant compte de l'évolution de la mobilité électronique dans le cas des nitrures d'éléments III ont été développés au CRHEA [51].

Finalement, au plus l'hétérostructure barrière/canal est parfaite, sans défauts, au plus la mobilité est importante [52]. Donc la mobilité est un critère de qualité du gaz 2D et reflète la qualité cristalline de l'hétérostructure. Les hétérostructure AlGaIn/GaN sur substrat silicium présentent une mobilité électronique avoisinant 2000 cm²/V.s [53].

I.7. Le transistor HEMT

I.7.1. Qu'est-ce qu'un HEMT ?

Apparu pour la première fois en 1979 [54], le transistor à haute mobilité électronique (HEMT) appelé également MODFET (Modulation DOPed Field Effect Transistor), TEGFET (Two-dimensional Electron Gaz Field Effect Transistor) ou encore HFET (Heterojunction Field Effect Transistor), est un transistor à effet de champ. Il s'agit de commander le courant circulant dans un semiconducteur nommé canal, entre deux contacts ohmiques (source et drain). Ce contrôle s'effectue via une troisième électrode : la grille. La polarisation de la grille induit un champ électrique qui crée une zone de désertion, modifiant ainsi la section conductrice du canal (voir Figure I.12). La modulation de la tension de grille entraîne la modulation du courant entre la source et le drain I_{DS} : c'est l'effet transistor à effet de champ.

La spécificité du transistor à haute mobilité électronique réside dans le fait que le canal est constitué d'un gaz bidimensionnel de porteurs (gaz 2D). Un gaz 2D d'électrons (ou de trous) apparaît lorsque le semiconducteur (dans lequel se forme le gaz 2D) est dégénéré : le minimum de la bande de conduction (ou maximum de la bande de valence) possède alors une énergie inférieure (ou supérieure) à l'énergie du niveau de Fermi.

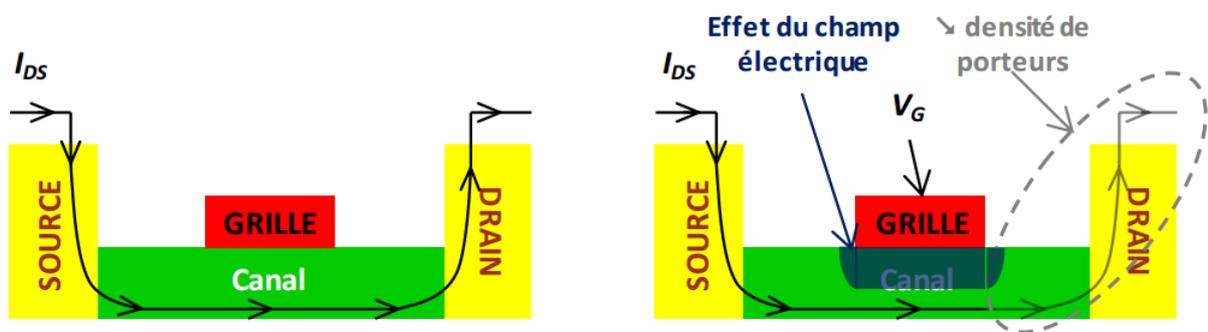


Figure I.12. Vue en coupe d'un transistor à haute mobilité électronique (à gauche) et sa schématisation lorsque la grille est polarisée (à droite).

Le transistor à haute mobilité électronique est issu de la jonction entre deux matériaux semiconducteurs : l'un à plus grande largeur de bande interdite (gap), appelé barrière, et l'autre, canal, à plus petit gap. L'interface barrière/canal présente généralement une discontinuité des bandes de conduction et de valence. A l'équilibre thermodynamique, le semiconducteur qui constitue le canal est dégénéré au niveau de l'interface barrière/canal (voir Figure I.13). Il se forme un gaz bidimensionnel de porteurs dans le puits quantique créé. Les porteurs de charge proviennent de donneurs ionisés dans la barrière (si elle est dopée) [54], et/ou à sa surface (si

la barrière est non dopée) [11]. Les porteurs du gaz 2D sont ainsi séparés spatialement de leurs donneurs, ce qui leur confère une haute mobilité, bien plus importante que celle du semiconducteur massif. C'est la raison pour laquelle on parle de transistor à haute mobilité électronique.

Il est possible de former un gaz bidimensionnel de trous, cependant nous n'entrerons pas dans les détails puisque ne font l'objet de ce manuscrit que les gaz 2D d'électrons. De plus, parmi les semiconducteurs utilisés, bien souvent, la mobilité des trous est moins élevée que celle des électrons, ce qui rend le transistor à base de trous moins attractif que son homologue à base d'électrons.

A la différence d'un transistor à effet de champ classique, c'est-à-dire un MESFET (METal Semiconductor Field Effect Transistor), le HEMT présente donc l'avantage d'une mobilité supérieure, mais aussi d'une distance quasi constante entre la grille et le canal (donc la capacité grille-source C_{GS} est réduite) et également de fuites de grille plus faible grâce à la plus grande largeur de bande interdite de la barrière.

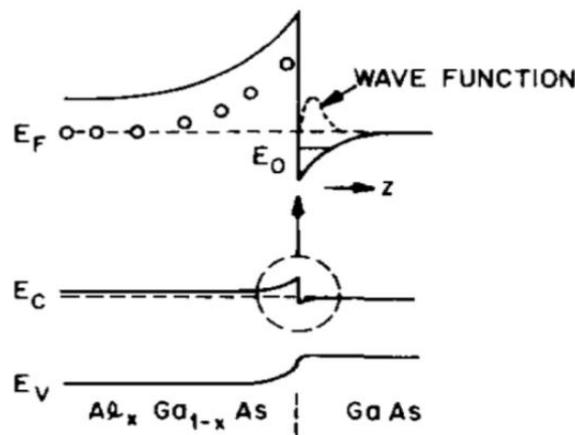


Figure I.13. Diagramme de bande de l'un des premiers HEMTs [3].

I.7.2. Principe de fonctionnement des transistors HEMTs AlGaN/GaN

L'effet transistor est obtenu grâce à la modulation de la densité d'électrons dans le canal par l'application d'une tension de grille (V_{GS}) entre la grille et la source. La figure I.14 illustre le comportement du transistor lorsqu'il est polarisé. En l'absence de polarisation (à $V_{DS}=0V$ et $V_{GS}=0V$), une zone de charges d'espace apparaît sous la grille et ce dès le dépôt de la métallisation de grille, conséquence directe de la formation du contact de type Schottky (figure I.14.a).

- L'ajout d'une tension $V_{DS} > 0$ va engendrer le déplacement des électrons dans le canal et l'établissement d'un courant de drain ($I_{DS} > 0$). Lorsque la tension de grille est nulle, la densité de porteurs dans le canal est élevée. On parle alors de canal ouvert.
- Pour de faibles tensions drain-source ($V_{DS} < V_{seuil}$), le courant de drain est proportionnel à la tension V_{DS} . On parle à ce stade de régime de fonctionnement linéaire. En revanche, lorsque la tension V_{DS} est supérieure à V_{seuil} , on observe une phase de saturation du courant de drain malgré l'augmentation de la tension drain-source. La caractéristique de sortie d'un transistor HEMT est schématisée sur la figure I.14.b. Il convient également de souligner la baisse du courant I_{DS} à mesure que la tension V_{GS} devient négative jusqu'à ce que le courant de drain s'annule à $V_{GS} = V_P$. Cette dernière représente la tension de pincement, pour laquelle le transistor passe de l'état passant à l'état fermé suite à l'étalement de la zone de charge d'espace sous l'effet de la tension négative de grille comme illustré sur la figure I.14.c.

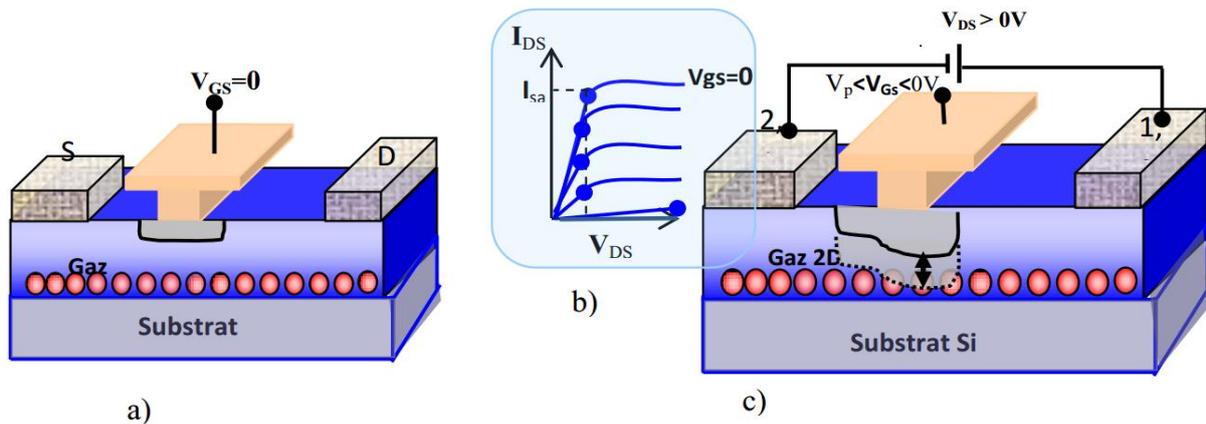


Figure I.14. (a) Schéma d'une coupe verticale d'un transistor HEMT non polarisé,
 (b) Caractéristiques de sortie du transistor en régime statique,
 (c) Schéma illustrant l'évolution des charges lorsque le transistor est polarisé.

En l'absence de fuites de buffer et de substrat, la qualité du pincement traduit la qualité de la commande de grille. Toutefois, la concentration des porteurs dans le canal et la qualité du pincement du composant dépendent sensiblement de nombreux paramètres à savoir :

- La qualité du matériau : présence d'impuretés ou d'un taux de dislocations potentiellement élevé.
- L'isolation du buffer.
- La longueur de grille (L_g) et l'épaisseur de barrière (e) qui doivent satisfaire le rapport d'aspect pour la filière GaN [54] où $L_g/e > 15$.

I.7.3. Structure d'un HEMT

La structure d'un HEMT est présentée sur la figure I.15. Elle est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap et un matériau à petit gap. On retrouve les électrodes de source, grille et drain.

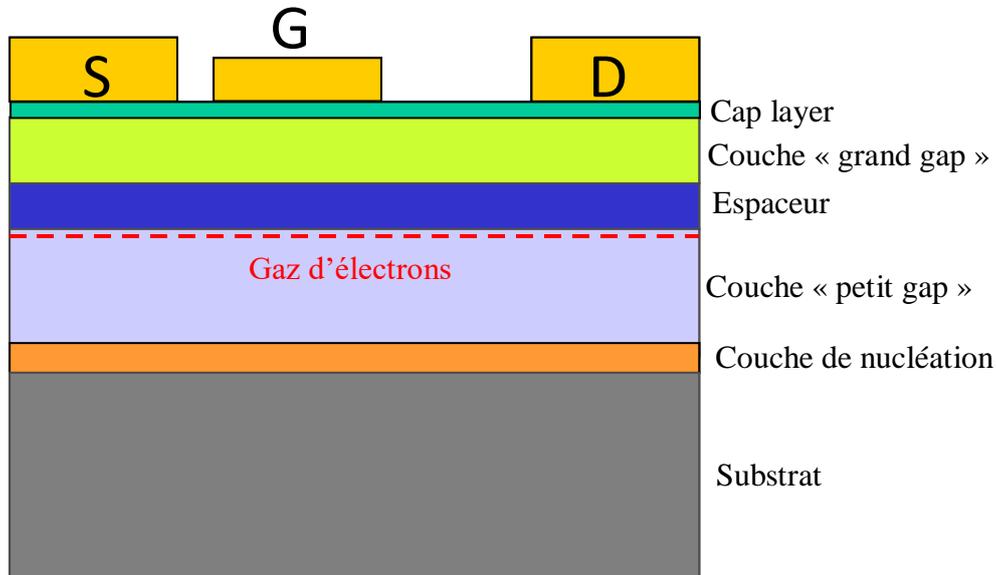


Figure I.15. Structure de base d'un HEMT.

- **Couche de nucléation** : Une couche de nucléation à très faible épaisseur (quelques centaines d'Å, AlN par exemple) est déposée sur le substrat, pour absorber la majorité des contraintes liées à la désadaptation de maille entre le substrat et GaN.
- **Couche « petit gap »** : elle est également appelée buffer. Cette couche est constituée du matériau de plus faible largeur de bande interdite (le nitrure de gallium par exemple). C'est dans la partie supérieure de cette couche, que va se former le gaz bidimensionnel d'électrons.
- **L'espaceur** : cette couche, appelée aussi « spacer », est réalisée à partir du matériau de plus grand gap. Ce film non intentionnellement dopé affiche une épaisseur de quelques nanomètres et permet de réduire les interactions électrons-donneurs entre le gaz d'électrons et la couche AlGa_N lorsque celle-ci, est dopée. Cette zone est soumise à un compromis ; en effet, plus elle est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal augmente mais elle est associée à une plus faible densité de charges. Au contraire, plus le « spacer » est fin et plus la densité de charges disponibles dans le canal augmente induisant, une transconductance et une densité de courant plus grandes.
- **Couche « grand gap »** : elle présente une épaisseur de quelques nanomètres de matériau grand gap AlGa_N dopé ou non. La concentration d'aluminium peut varier de 15% à 30%

environ. Une zone déplétée se forme dans cette couche sous la jonction Schottky de grille et une autre aux abords de l'hétérojonction.

- **La couche Cap** : la couche superficielle, appelée cap layer, a pour rôle l'optimisation de la résistance des contacts ohmiques de drain et de source. Cette fine couche de nitrure de gallium permet également de réduire les résistances d'accès.

I.7.4. Caractéristiques électriques des transistors HEMTs

Après avoir exposé la composition du composant HEMT, nous décrivons dans ce paragraphe les paramètres électriques qui permettent de quantifier les performances du composant. Les différents éléments passifs et actifs du schéma équivalent sont représentés sur la figure I.16.

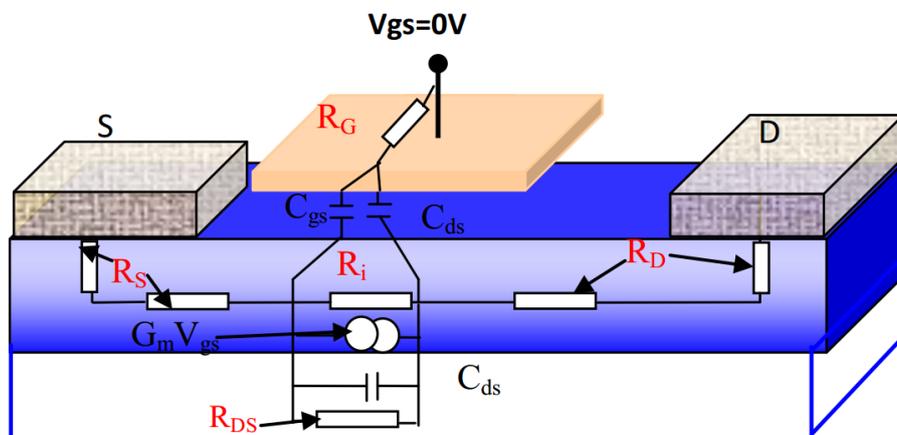


Figure I.16. Représentation schématique des éléments électriques d'un transistor HEMT AlGaN/GaN.

L'analyse du transistor consiste à déterminer d'une part, les caractéristiques électriques au travers des mesures statiques et dynamiques, et d'autre part, de déterminer les éléments parasites tels que les résistances induites par les plots métalliques, les inductances et les différents effets capacitifs, représentés sur la figure I.16. La quantification de ces paramètres est effectuée en s'appuyant sur le schéma équivalent en régime petit signal basé sur un modèle théorique associé à des formules mathématiques.

I.7.4.1. Le courant de drain-source

Le réseau de caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ représente le courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour des tensions de grille différentes (Figure I.17). Ce réseau permet de vérifier les potentialités du composant ainsi que l'effet transistor qui consiste en la modulation de la densité des porteurs dans le canal grâce à la modulation de la tension de grille. La variation

de la tension de grille de -3 V à 0V permet de désertier entièrement le canal à la tension de pincement du transistor.

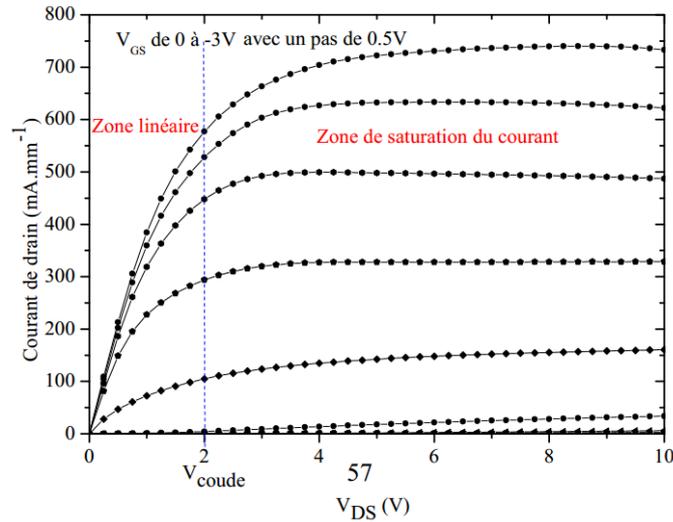


Figure I.17. Représentation type de la caractéristique de sortie $I_{DS}(V_{DS})$ d'un transistor HEMT [55].

A travers ce réseau $I_{DS}(V_{DS})$, on peut distinguer deux zones de comportements différents : une zone ohmique pour laquelle le courant de drain est proportionnel à la tension drain-source et une zone de saturation pour laquelle le courant I_{DS} reste quasi-indépendant de la tension V_{DS} . La tension de coude (V_c) est la tension V_{DS} pour laquelle le courant subit une rupture entre la zone linéaire et la zone de saturation. Toutefois, une légère diminution du courant, souvent due à l'effet thermique, peut apparaître dans la zone de saturation pour des tensions de drain-source élevées. Par ailleurs, ce réseau $I_{DS}(V_{DS})$ permet de relever la densité maximale du courant de drain ($I_{DS\ max}$) et approximativement la tension de pincement qui sont respectivement de l'ordre de 850 mA/mm et -3.2V pour le transistor représenté sur la figure I.17. En régime statique, la densité de courant de drain, en fonction de la tension V_{DS} peut être déterminée analytiquement à partir de l'équation I.22 [55]

$$I = W \cdot q \cdot \beta (-V_p - V_{Dsat}) v_s \quad (a V_{GS} = 0V) \quad (I-22)$$

Où W représente le développement géométrique total du dispositif, β est un paramètre lié aux caractéristiques de l'épitaxie, q est la charge électronique élémentaire, v_s est la vitesse de saturation moyenne des porteurs, V_p la tension de pincement et V_{Dsat} la tension définissant le régime de saturation.

I.7.4.2. La transconductance G_M

La transconductance (G_M), traduit la variation du courant de drain en fonction de la modulation de la tension de grille (équation I.23). Cette caractéristique permet d'évaluer la qualité de la commande de grille et de déterminer la tension de pincement du transistor. Deux méthodes sont envisageables. La première consiste en la projection de la pente de la fonction de transfert sur l'axe des abscisses (tension V_{GS}) et relever la valeur de la tension à l'origine, alors que la seconde consiste à relever la tension $V_{GS}=V_P$ lorsque la densité du courant de drain est équivalente à 1mA/mm. Cette dernière semble être la plus efficace étant donné qu'elle garantit une valeur précise du courant résiduel dans le canal lorsque le transistor est pincé, tandis que la première laisse apparaître une légère incertitude sur le courant résiduel.

$$G_M = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right)_{V_{DS}=cste} \quad (I-19)$$

Par ailleurs, le tracé de la fonction de transfert du composant en fonction de la tension V_{GS} pour une valeur $V_{DS}=cte$ (Figure I.18) fait apparaître trois zones de fonctionnement :

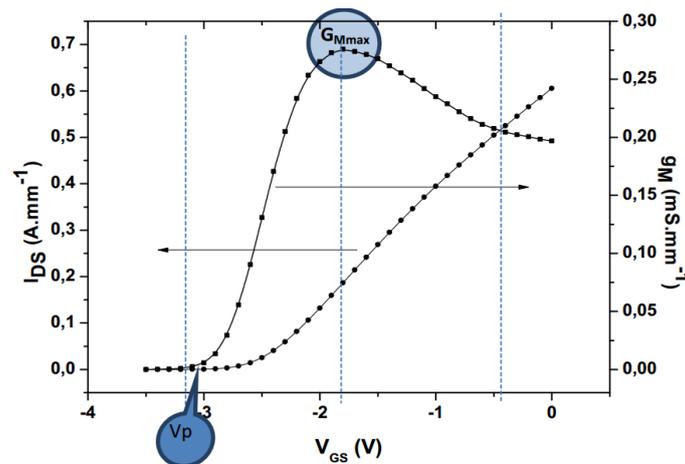


Figure I.18. Evolution type de la caractéristique de transfert du transistor.

- Pour $V_{GS} < V_P$, la densité de porteurs dans le canal est nulle (canal déserté) et le composant est bloqué ;
- Lorsque $V_{GS} > V_P$, la densité des porteurs dans le canal s'accroît et le courant de drain augmente avec la tension de grille (évolution au premier ordre), jusqu'au point de fonctionnement optimum. Ce dernier correspond à la valeur de V_{GS} pour laquelle la transconductance est maximale, comme illustré sur la figure I.18;
- Dans le cas idéal, au-delà de la tension de grille correspondant à G_{Mmax} , la fonction de transfert présente une zone de saturation. Cependant, l'effet thermique ainsi que la présence de défauts, semblent être à l'origine d'une chute de G_M lorsque V_{GS} se rapproche de 0V.

A partir de cette caractéristique, on peut déterminer le point de polarisation pour lequel la transconductance est maximale (G_{Mmax}) ainsi que les fréquences de coupure F_T et la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} .

I.7.4.3. La conductance de sortie G_D

La conductance de sortie reproduit la variation du courant de drain en fonction de la tension de polarisation drain-source. Cet indicateur de la saturation du courant de drain s'exprime en fonction de l'inverse de la résistance drain-source :

$$G_D = \frac{1}{R_{DS}} = \left(\frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right)_{V_{GS}=cste} \quad (I-20)$$

Une conductance de sortie élevée atteint fortement les performances des transistors. C'est en effet la signature de la présence de phénomènes physiques non désirables tels que l'effet de l'ionisation par impact en présence d'un fort champ électrique, les fuites de substrat, les fuites dans le buffer ou alors l'effet de canal court. Ainsi, un bon rapport d'aspect, une faible densité de pièges dans le buffer et une couche barrière arrière sont autant d'éléments à satisfaire pour réduire G_D .

I.7.4.4. La capacité grille-source

La capacité grille-source décrit l'interaction capacitive entre la grille et la source à l'entrée du composant (équation I.25).

$$C_{GS} = \left(\frac{\partial Q}{\partial V_{GS}} \right) \quad (I-21)$$

Avec Q , la charge de la zone dépeuplée sous la grille. La fréquence de coupure du transistor est inversement proportionnelle à la capacité C_{GS} . De ce fait, la réduction de la capacité grille-source va permettre une amélioration des performances du transistor en termes de fréquences de coupure.

I.7.4.5. La Capacité grille-drain (C_{GD})

Elle traduit l'interaction capacitive entre les deux électrodes de grille et drain. Son influence, sur le fonctionnement du composant est d'autant plus importante que la fréquence de travail augmente. En haute fréquence, une partie de la capacité C_{GD} se trouve reportée sur l'impédance d'entrée et s'ajoute à la capacité C_{GS} engendrant ainsi une diminution de la bande passante dans

les amplificateurs, conséquence de l'effet Miller. De plus, cette capacité parasite court-circuite la source en hautes fréquences par effet de couplage direct. La capacité C_{GD} est définie par :

$$C_{GD} = \frac{\partial Q}{\partial V_{GD}} \quad (\text{I-22})$$

I.7.4.6. La capacité drain-source

Comme représentée sur la figure I.16, la capacité drain-source représente l'interaction capacitive entre les deux régions du canal, en l'occurrence, les régions de drain et de source. Elle prend en compte les effets parasites de couplage électrostatique entre l'électrode de drain et celle de source.

I.7.4.7. Les résistances et les éléments parasites d'accès

Les résistances parasites constituent l'ensemble des résistances d'accès de grille, de drain et de source. La résistance R_G est directement liée à la section du contact de grille et au développement du transistor tandis que les résistances R_D et R_S résultent des contacts ohmiques et des résistances du canal situé respectivement entre la grille et les contacts de drain et de source. Les autres éléments parasites d'accès à savoir : L_G , L_S , L_D , C_{pg} , C_{ps} , C_{pd} , associés respectivement, aux inductances et capacités parasites d'accès de grille, source et drain, dépendent des dimensions du transistor.

I.7.4.8. La fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation

La fréquence de transition et la fréquence maximale d'oscillation sont deux caractéristiques importantes des transistors HEMTs que l'on détermine grâce à la mesure des paramètres S . La fréquence de transition F_T représente la fréquence pour laquelle le module du gain en courant ($|H_{21}|$) est égal à 1. Pour un transistor intrinsèque, (sans tenir compte des éléments d'accès) celle-ci est donnée au premier ordre par :

$$F_T = \frac{G_M}{2 \cdot \pi (C_{gs} + C_{gd})} \quad (\text{I-27})$$

D'autre part, la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} , nous renseigne sur la fréquence maximale de fonctionnement du transistor pour laquelle le gain en puissance vaut l'unité. Cette fréquence est donnée par la formule suivante :

$$F_{Max} = \frac{F_T}{2 \sqrt{4 \frac{(R_S + R_g + R_{GS})}{R_{DS}} + 2 \cdot \frac{C_{GD}}{C_{GS}} \left(\frac{C_{GD}}{C_{GS}} + G_M (R_S + R_{GS}) \right)}} \quad (I-28)$$

A travers de ces équations, l'amélioration des performances des composants exige entre autres la réduction des éléments parasites à savoir : les résistances parasites d'accès, la conductance de sortie $1/R_{DS}$ susceptibles de contribuer à la chute drastique des performances en fréquences ainsi que les capacités parasites C_{GS} et C_{GD} . L'obtention du gain maximum disponible (MAG) nécessite une bonne adaptation des impédances en entrée et en sortie du composant sous test. La caractéristique $I(V)$ d'un transistor HEMT ainsi que la droite de charge sont illustrés sur la figure I.19.

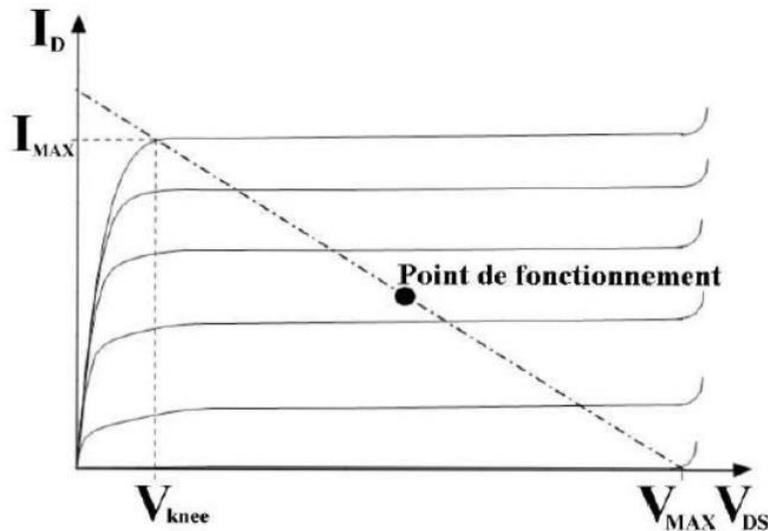


Figure I.19. Droite de charge optimale pour l'obtention du maximum de puissance de sortie.

Ayant la plus grande exploration de la caractéristique courant-tension, cette droite de charge idéale, permet de prédire la puissance maximale atteignable en classe A. Ainsi, l'estimation théorique de la densité de puissance du composant en l'absence de gate-lag et surtout du drain-lag peut être obtenue à partir des paramètres électriques obtenus en régime statique en s'appuyant sur l'équation I.29.

$$P_{out} = \frac{I_{MAX} \times (V_{MAX} - V_{Knee})}{8} \quad (I-29)$$

Où I_{MAX} est le courant de saturation du composant, V_{MAX} la tension maximale qui peut être assimilée à la tension de claquage, V_{Knee} est la tension de coude pour laquelle le transistor rentre en régime de saturation. Cependant, il convient de noter que cette équation ne tient pas compte des défauts éventuels présents dans les matériaux et des défaillances technologiques. Ceci

explique la dispersion qui peut être observée entre la valeur de la puissance théorique ainsi obtenue et la valeur réelle mesurée à partir de la caractérisation du composant. Le rendement en puissance ajouté PAE (Power Added Efficiency), doit être le plus élevé possible afin de garantir de faibles pertes énergétiques et éviter l'auto-échauffement. Ainsi, le rendement en puissance ajoutée s'écrit :

$$P.A.E = \frac{P_{out}(ac) - P_{in}(ac)}{P_{dc}} \quad (I-30)$$

Où $P_{in}(ac)$ est la puissance d'entrée, $P_{out}(ac)$ la puissance en sortie du signal et P_{dc} la puissance d'alimentation en continu.

I.8. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons présenté les principaux critères technologiques concernant les matériaux semi-conducteurs III-V et les potentialités du nitrure de gallium. Cette étude a permis de montrer le net avantage du GaN pour des applications de puissance haute fréquence. Cela est dû pour beaucoup à sa grande largeur de bande interdite, qui permet de polariser les composants à des tensions élevées et qui implique dans le cas des HEMTs, de fortes densités de porteurs et donc de courant.

Le fonctionnement spécifique du transistor HEMT au travers de sa structure physique et du principe d'hétérojonction a été illustré pour la technologie AlGaIn/GaN.

Dans le cas des applications micro-ondes de puissance, les transistors grand gap et tout particulièrement les transistors HEMTs GaN semblent être les meilleurs candidats, car ils combinent à la fois des performances remarquables de puissance et de fréquence.

Cependant, ces transistors issus d'une technologie récente possèdent encore quelques défauts limitant leurs performances. Le chapitre suivant se consacre à l'étude de ces effets parasites limitatifs, ainsi qu'à l'examen de leurs répercussions sur les performances en puissance des transistors à effet de champ.

Chapitre II :
Le transistor MOS-HEMT
AlGa_N/Ga_N

II.1. Introduction

Les performances du transistor HEMT AlGaIn/GaN pour les applications hautes puissance, RF et haute température sont fortement limitées par le courant de fuite de la grille. Les progrès technologiques accomplis récemment permettent de supprimer cet effet indésirable par l'utilisation de l'approche du transistor MOSFET. Autrement dit, ils ont conçu un transistor HEMT à grille Métal Oxyde Semiconducteur.

Ces transistors sont conçus à partir des matériaux semiconducteurs possédants de bonnes propriétés de transport de charge comme la mobilité et la vitesse de saturation, ainsi pour le transistor MOS-HEMT, les matériaux high-k sont largement employés pour réaliser le contact de la grille [56]. A titre d'exemple, le oxyde d'aluminium (Al_2O_3) [57] s'avère être un candidat potentiel pour la filière MOS-HEMT notamment grâce à la constante diélectrique élevée de sa phase cristalline rutile.

Ce chapitre présente : les limitations du transistor HEMT, les courants de fuites du HEMT et les propriétés des matériaux high-k. puis une étude théorique sur le transistor à hétérostructure MOS-HEMT AlGaIn/GaN : fonctionnement, avantages, applications.

Ensuite, nous étudierons les caractéristiques statiques (DC) et dynamiques (AC) de MOS-HEMT et de HEMT. La comparaison entre le HEMTs et MOS-HEMTs fait partie de cette étude.

II.2. Limitations du HEMT AlGaIn/GaN

Un transistor HEMT idéalement linéaire serait un transistor pour lequel le courant de drain serait proportionnellement commandé par la tension de grille et de drain pour n'importe quelle fréquence du signal. Bien entendu, cette perspective reste utopique car un certain nombre d'effets non linéaires viennent perturber cette fonction. On retrouve, synthétisés ci-dessous, les principaux effets limitatifs du fonctionnement du transistor HEMT AlGaIn/GaN :

- Les pièges en surface et en volume.
- Les effets thermiques.
- L'effet d'avalanche.

II.2.1. Effets des pièges

Les niveaux profonds usuellement appelés pièges, sont une cause de détérioration des performances d'un transistor. 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 découverte 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 [58]. En effet, ces derniers ont pour propriété de capturer ou d'émettre des charges. N'ayant pas des temps de réponse aussi rapides que les fréquences imposées, leurs processus de charge-décharge ne sont pas en phase avec la fréquence de fonctionnement.

Ainsi en régime de polarisation instantané, le transistor peut délivrer un courant inférieur à celui obtenu en régime continu. Ces processus de charge-décharge nuisent aux performances du transistor en modifiant le nombre de porteurs impliqués dans le bon fonctionnement du composant. Les dégradations observées sont alors des chutes de courant et une augmentation de V_{knee} (tension de coude), tension à laquelle le transistor parvient à saturation.

Les pièges peuvent intervenir à différents endroits dans la profondeur de la couche épitaxiée. Des pièges actifs proches du substrat peuvent créer une grille « virtuelle » en face arrière (back-gate) et faire chuter le courant de drain. Des pièges peuvent aussi être associés aux dislocations mais cette origine reste controversée.

De nombreuses publications tendent à démontrer que la principale source de pièges pénalisant les composants serait la surface libre de la couche AlGaIn : des liaisons pendantes ou des défauts de surface pourraient être à l'origine de niveaux situés dans la bande interdite du AlGaIn. Le concept de grille « virtuelle » a été proposé pour décrire l'accumulation d'électrons ou l'émission de trous, causée par des pièges de surface à proximité de la grille métallique. Dans ces cas, la polarisation de surface est négative et joue le même rôle que la grille en créant une extension de la zone de déplétion diminuant encore plus le nombre de porteurs du gaz 2D d'électrons[59].

II.2.1.1. Les pièges responsables du « gate-lag »

Les pièges responsables du « gate-lag » sont généralement situés en dessous de la grille. L'interface entre le semiconducteur et le contact métallique doit être de très bonne qualité. Cette zone est très sensible aux effets de surface qui sont liés à la fois à la nature du cristal et à la technologie utilisée pour le dépôt métallique du contact Schottky. Ces effets de pièges de surface sont causés par les effets de surface, eux même créés par des défauts et dislocations dans le cristal, proches de la surface. Des électrons sont alors piégés à la surface de la couche AlGaIn ; ce phénomène affecte les caractéristiques du composant et dégrade les performances en puissance.

II.2.1.2. Les pièges responsables du « drain-lag »

Ce phénomène est lié à la présence de pièges dans le substrat semi-isolant et en surface dans l'espace grille-drain lors d'une variation rapide du champ électrique entre le drain et la source, les électrons provenant du canal peuvent alors être piégés. Ces électrons peuvent être ensuite réémis avec des constantes de temps plus longues. Au niveau du substrat, l'équilibrage des charges implique alors l'apparition d'une zone chargée positivement à l'interface buffer substrat dans le buffer GaN. Le gaz 2D est alors momentanément pincé par une deuxième grille au niveau de cette interface. Ce phénomène est appelé « self-backgating ». Ce phénomène dépend de la qualité résistive du substrat et de la qualité cristallographique du buffer.

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).

II.2.2. Les effets thermiques

L'état thermique d'un composant résulte de la température ambiante et de l'auto-échauffement du transistor. Cet auto-échauffement se traduit par une puissance dissipée dépendant de la classe de fonctionnement du transistor et des performances RF de celui-ci vis-à-vis du signal injecté. L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la mobilité des porteurs. Il en résulte une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance de sortie. En clair, une forte élévation de température altère de façon importante les performances des transistors [60, 61].

Les nitrures étant généralement dédiés à des applications de fortes puissances, il est nécessaire de gérer la thermique. L'utilisation du substrat SiC permet une meilleure dissipation de la chaleur due à une conductivité thermique importante en comparaison par exemple au saphir.

II.2.3. Phénomènes d'avalanche

Le fonctionnement de puissance des transistors à effet de champ est essentiellement limité d'une part en courant par la conduction de la diode de grille et d'autre part en tension par les phénomènes d'avalanches. Dans les dispositifs à effet de champ, deux types d'avalanches

peuvent être mis en évidence : avalanche par effet KINK et avalanche par ionisation par impact [2, 62, 63].

L'avalanche par effet KINK se produit pour une tension de grille supérieure à la tension de pincement et une tension de drain importante (courant de drain saturé). L'effet KINK est lié à la présence de pièges de surface dans le semiconducteur [la figure (II.1-a)].

L'avalanche par ionisation par impact se produit pour une tension de drain élevée et une tension de grille proche du pincement du canal [figure (II.1-b)]. Les électrons circulant dans le canal sont accélérés par le champ électrique. Si celui-ci est suffisamment très élevé, les électrons en percutant les atomes du cristal libèrent des paires électron trous. Les trous sont collectés par l'électrode de grille et les électrons par l'électrode de drain. Ce type d'avalanche peut provoquer une émission de lumière.

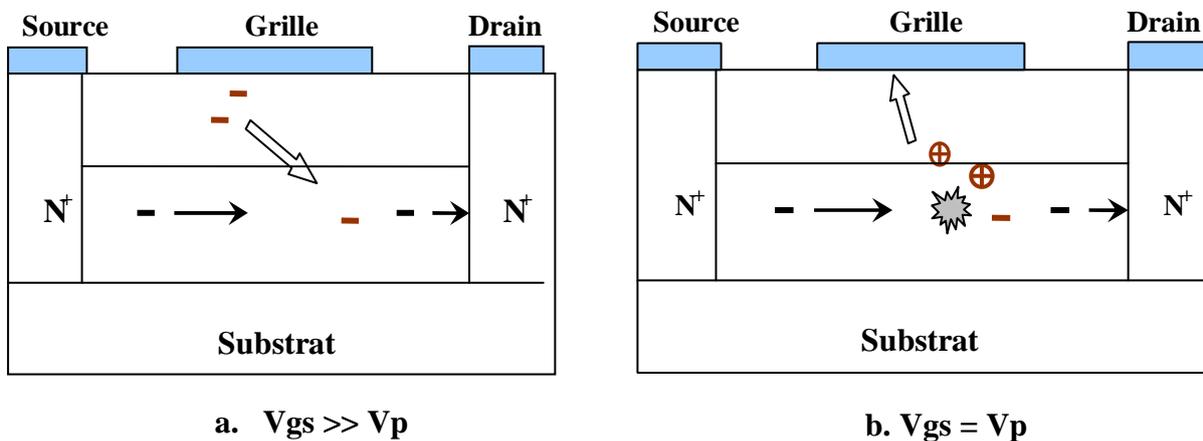


Figure II.1. Mécanisme des phénomènes d'avalanches.

II.3. Les courants de fuites du HEMT

Les transistors HEMTs sont limitées par plusieurs courants de fuites (Figure II.2). Ces limitations et les solutions correspondantes sont détaillées dans les paragraphes suivants.

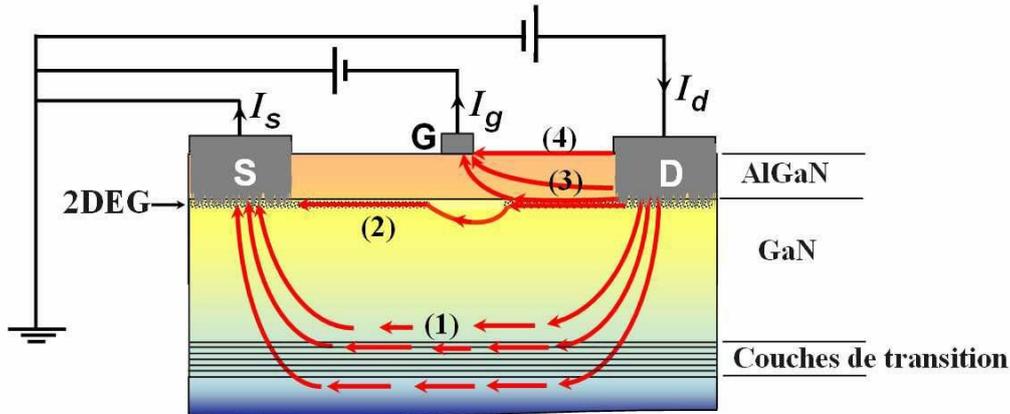


Figure II.2. Schéma des courants de fuite en mode off [64].

Commençons par les courants de fuite de type (1) illustrés dans la figure II.2. Ces courants de fuite passent dans la partie basse du tampon. Elle est due à la faible qualité cristalline dans cette zone et au petit gap du substrat. Pour réduire les courants de fuite de type (1), l'augmentation du pouvoir isolant de la couche tampon est nécessaire. De nombreuses solutions sont présentées dans la littérature : augmenter l'épaisseur de la couche tampon [65], doper le tampon GaN au carbone [66, 67], au fer [68], réduire la profondeur des épines des contacts ohmiques dans le tampon (recuit sous NH_3 au lieu d'azote) [69], réaliser les contacts ohmiques sans recuit en dopant fortement la région du contact [69].

La fuite de type (2) illustrée dans la figure II.2 passe autour du canal dans la couche tampon, par manque de contrôle électrostatique et par un confinement plus faible des électrons du côté tampon. En effet, dans la structure HEMT AlGaIn/GaN standard, le gaz 2D d'électrons se localise dans la couche canal GaN qui est en haut de la couche tampon GaN. A cause des caractéristiques identiques des couches canal et tampon, la bande de conduction est continue avec seulement une légère barrière de potentiel en direction du substrat.

Dans la direction de la couche de tampon, le gaz 2D d'électrons est nettement moins confiné qu'il ne l'est par la barrière en AlGaIn. Pour résoudre ce problème, deux solutions sont proposées dans la littérature. La première est de remplacer la couche canal GaN par un matériau de même paramètre de maille et présentant un offset de bande de conduction positif avec le GaN, par exemple InGaIn [70, 71]. Dans cette configuration, le gaz 2D d'électrons est bien confiné tant côté barrière que côté substrat. Cependant, cette solution est limitée par la difficulté

à épitaxie une couche InGaIn de bonne qualité sur GaN. La densité et/ou la mobilité du gaz 2D d'électrons peuvent en être affectées [71].

HEMTs		DH-HEMT	
GaN	0.5-5nm	GaN	0.5nm
$\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{N}$	10-21nm	$\text{Al}_{0.29}\text{Ga}_{0.71}\text{N}$	14nm
AlN	1nm	AlN	1nm
GaN ud	1.73 μm	GaN	10nm
AlN	130nm	$\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$	1.5 μm
$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$	250nm	AlN	130nm
AlN	43nm	$\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$	250nm
AlN	43nm	AlN	43nm
Si(111)	$\rho > 3\text{k}\Omega.\text{cm}$	Si(111)	$\rho > 3\text{k}\Omega.\text{cm}$

Figure II.3. Le transistor HEMT à double hétérojonction DH-HEMTs[72].

La deuxième solution est une structure nommée HEMT à double hétérojonction ou DH-HEMTs. Il s'agit de remplacer le GaN de la couche tampon par de l'AlGaIn [73, 74] ou d'insérer une couche mince (3nm) InGaIn entre le GaN canal et le GaN tampon [71].

Les courants de fuites de type (3) et (4) illustrés dans la figure II-2 ont les mêmes sources de porteurs : les électrons issus directement de la grille et/ou du gaz 2D d'électrons. Ces électrons traversent la barrière via les dislocations, les défauts cristallins et les états de surface pour former les courants de fuite de type (3) et (4) [64, 75, 76]. Pour réduire ces courants de fuite, il faut augmenter le confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière, augmenter l'isolation du contact Schottky et passiver la surface libre.

Les solutions pour augmenter le confinement du gaz 2D d'électrons du côté barrière peuvent être : l'ajout d'une couche très mince AlN (1nm) entre le canal et la barrière [77]; l'ajout d'une couche GaN de 2 à 5 nm, nommée "cap", à la surface AlGaIn (le cap GaN augmente à la fois le confinement et la hauteur effective de la barrière Schottky grâce à ses effets de polarisation piézoélectrique et spontanée).

L'isolation du contact Schottky est couramment réalisée par l'insertion d'une couche oxyde (métal/oxyde/semi-conducteur ou MOS-HEMT) comme TiO_2 [78], ZrO_2 [64], Al_2O_3 [79], SiO_2 [80] ou isolante (métal/isolant/semi-conducteur ou MIS-HEMT) comme AlN [81], Si_3N_4 [82], entre le métal et le semi-conducteur. Ces couches peuvent être limitées à la surface de la grille

[83] ou étendues entre la source et le drain [64, 82]. Dans le deuxième cas, elles jouent à la fois le rôle d'isolation pour le contact Schottky et le rôle de passivation de la surface. Les diélectriques dont la constante diélectrique est élevée comme TiO_2 ($\epsilon_{\text{TiO}_2} = 80$ [83]), ZrO_2 ($\epsilon_{\text{ZrO}_2}=23$ [64]) sont préférables pour l'isolation du contact Schottky car ils n'exigent pas une grande épaisseur pour réduire significativement les courants de fuite et ils ne dégradent pas le contrôle de la grille comme c'est le cas des diélectriques à faible constante diélectrique Si_3N_4 et SiO_2 [20] ($\epsilon_{\text{Si}_3\text{N}_4} = 7,5$ [84], $\epsilon_{\text{SiO}_2}=4$ [83]).

L'avantage des MOS-HEMTs dont les oxydes sont NiO [85, 86], IrO_2 [87], NiO/TiO_2 [88] obtenus par le recuit oxygéné autour de 500°C est d'éviter les dommages que peut produire le plasma lors du dépôt d'oxyde [86]. Un autre d'avantage de ces MOS-HEMTs est le décalage de la tension de pincement vers le positifs [85, 87]. Ce décalage allège le problème "*normally on*" des HEMTs AlGaIn/GaN. Les MOS-HEMTs et MIS-HEMTs réduisent significativement les courants de fuite de grille (2 à 5 ordres de grandeur) et améliorent significativement la tension de claquage (plus de 5 fois [84, 88]). Grâce à l'isolation, la grille peut être polarisée plus fortement dans le sens passant ce qui permet d'augmenter le courant de drain en mode ON (I_d^{on}) et de concevoir un dispositif de type "*normally off*".

II.4. Matériaux High-k

Le développement de matériaux à forte permittivité, largement dénommés dans la littérature comme « *high-k* » pour des structures avancées métal-isolant-métal (MIM) ou encore métal-isolant-semiconducteur (M-I-S) est un point clef pour les futurs dispositifs de télécommunications. Une grande variété de matériaux à fortes permittivités a été étudiés en tant que remplaçants possibles de SiO_2 . Comparée à il y a 7-9 ans, la liste des matériaux candidats en cours d'étude a été nettement restreinte, en raison des spécifications beaucoup plus strictes imposées à ces matériaux [89]. Parmi les matériaux candidats les plus prometteurs, Al_2O_3 ("modeste-k"), HfO_2 ("high-k") et TiO_2 ("very high-k"), représentent des solutions potentielles à respectivement court, moyen et long terme.

II.4.1. Oxyde d'aluminium (Al_2O_3)

Parmi les différents diélectriques existants aujourd'hui, l'alumine (ou oxyde d'aluminium) est le diélectrique le plus répandu, qui offre un large éventail de propriétés et un très bon compromis cout/performance.

L'alumine se distingue des autres diélectriques par des propriétés offrant un bon compromis mécanique-thermique et isolation électrique :

- Bonne résistance mécanique en compression.
- Bonne dureté et résistance à l'usure.
- Bonne résistance à la corrosion (flux liquides et gazeux).
- Bonne stabilité dimensionnelle à hautes et basses températures.
- Excellentes propriétés diélectriques (dans la gamme des courants continus jusqu'aux hyperfréquences).
- Constante diélectrique et tangente d'angle de pertes peu élevées.

L'alumine est largement ré pondue dans les applications suivantes :

- Isolant électrique et/ou composant de résistance à la corrosion pour lasers à états gazeux, et pour équipements de procédés des semi-conducteurs (chuck, bras de manipulation et bague d'étanchéité).
- Isolant électrique pour les tubes électroniques, les spectromètres de masse, les détecteurs ioniques.
- Substrat insolant pour les diodes lasers.
- Réflecteur / cavité diffusante pour les lasers à état solide (YAG) et équipements de photothérapie (lumière pulsée).

II.4.2. Oxyde d'hafnium (HfO_2)

Actuellement, les premiers transistors à base d'oxyde d'hafnium (HfO_2) sortent des lignes de productions des industries du semi-conducteur (Intel, IBM, ST) pour les technologies « 45 nm ». Les films diélectriques à base de HfO_2 sont amorphes ; ce sont en fait des empilements de deux oxydes :

- Une couche d'interface de SiO_2 d'environ 0.5 nm.
- Une couche de diélectrique high-k (HfO_2 ou plutôt HfO_2 et SiN) d'une épaisseur de quelques nanomètres [62].

Le HfO_2 possède des caractéristiques intrinsèques intéressantes : sa constante diélectrique se situe aux alentours de 24 [90], sa bande interdite est de l'ordre de 6 eV et enfin les discontinuités de bandes de conduction et de valence entre cet oxyde et le silicium sont respectivement égales à 1,5 eV et 3.4 eV [91]. Cet oxyde a été étudié depuis la fin des années 90 [91]. C'est sous sa forme amorphe que l'oxyde d'hafnium est utilisé.

Le tableau II-1 rapporte les valeurs calculées par la théorie de la fonctionnelle de la densité (DFT), de permittivité relative et de largeur de bande interdite pour les différentes phases de l'oxyde d'hafnium [92].

Phase	ϵ_r	E_g (eV)
Cubique	29	3,15
Tétragonale	70	3,84
Monoclinique	16 - 18	3,45

Tableau II.1. Caractéristiques diélectriques calculées (largeur de bande et permittivité relative) des trois phases cristallines de HfO_2 [92].

II.4.3. Dioxyde de titane (TiO_2)

Le dioxyde de titane (TiO_2) s'avère être un candidat potentiel pour les futures générations de mémoires DRAM ainsi que la filière MOS-HEMT notamment grâce à la constante diélectrique élevée de sa phase cristalline rutile. En effet, la phase rutile présente une constante diélectrique qui est la plus élevée parmi les oxydes binaires (ϵ_r variant de 90 à 170 selon l'orientation de la maille cristalline tétragonale). Cependant, malgré ses propriétés diélectriques intéressantes, sa faible largeur de bande interdite (≈ 3 eV) et les défauts intrinsèques du matériau lui conférant un dopage type N sont à l'origine d'un courant de fuite important lorsqu'il est intégré en tant qu'isolant dans les structures MIM.

Les valeurs de champ de claquage pour ce matériau s'échelonnent de 3 à 5 $\text{MV}\cdot\text{cm}^{-1}$. Etant donné que toutes les structures cristallines présentent des défauts, le défaut ponctuel le plus souvent rencontré dans les organisations cristallines de TiO_2 est la lacune d'oxygène ou la présence d'atomes de Ti interstitiels. Ces défauts ponctuels contribuent à la conductivité électrique du matériau selon deux phénomènes. Ils peuvent soit fournir des porteurs de charges mobiles (transport électronique par saut ou « hopping ») soit se déplacer en réponse à un champ électrique appliqué et ainsi produire un courant ionique [93].

Les phases cristallines les plus connues du dioxyde de titane sont l'anatase, le rutile et la brookite. Le rutile et l'anatase cristallisent dans un système de maille tétragonal. L'anatase présente des valeurs de permittivité théoriques plus faible de 31 pour une maille orientée perpendiculairement à l'axe c à 48 pour une maille orientée parallèlement à l'axe c. Les valeurs moyennes de permittivité obtenues pour l'anatase sont en général de l'ordre de 35 – 40 [94, 95].

En ce qui concerne le rutile, les valeurs moyennes de permittivité peuvent sensiblement varier selon la texturation du film déposé puisque les permittivités théoriques s'échelonnent de 89 pour une maille perpendiculaire à l'axe c à 173 pour une orientation parallèle à l'axe c [96].

La brookite constitue une autre phase cristalline présentant une maille à structure orthorhombique. La valeur moyenne de permittivité de la brookite est de 80. La phase cristalline la plus souvent rencontrée en microélectronique pour des dépôts à faible température ($< 400^\circ\text{C}$)

est l'anatase. L'obtention de la phase rutile est généralement observée pour des températures supérieures à 700° C [97].

Toutefois, le TiO₂ est un matériau que l'on peut appeler isolant faible gap ou semi-conducteur grand gap étant donné sa faible largeur de bande interdite d'une valeur de 3 eV pour le rutile et de 3.45 pour l'anatase [98].

II.5. Le transistor MOS-HEMT

Les performances du transistor HEMT AlGaIn/GaN pour les applications haute puissance, radiofréquence (RF) est haute température sont fortement limitées par le courant de fuite de la grille. D'où un fort courant de grille, induit une consommation plus élevée, une plus faible impédance d'entrée et une augmentation du bruit du HEMT. Ces conséquences limitent les performances du transistor pour les applications visées telles que les chaînes d'émissions RF.

Le transistor HEMT présente un courant de grille élevée à température élevée, Il est donc nécessaire de déterminer les mécanismes de transport qui sont responsable de cette augmentation du courant de grille. Dans cette optique, des progrès significatifs ont été réalisés sur GaN/AlGaIn metal-oxide-semiconductor high electronmobility transistors (MOS-HEMTs) en utilisant SiO₂, Si₃N₄, Ga₂O₃, Al₂O₃ and Sc₂O₃.

II.5.1. Présentation du MOS-HEMT en GaN

Le transistor MOS-HEMT Al_xGa_{1-x}N /GaN, est un dispositif à effet de champ de la filière nitrures. Les principaux avantages du MOS-HEMT Al_xGa_{1-x}N /GaN par rapport à ses concurrents sont :

- Un gap élevé.
- Tension de claquage élevé.
- Une conductivité thermique conséquente.
- Meilleure mobilité électrique.
- Meilleure vitesse de saturation.

Le but de la structure d'un MOS-HEMT est double, dans un premier temps de séparer les électrons libres de la couche de semi-conducteur contenant des impuretés afin d'augmenter la mobilité des électrons. Pour cela un matériau GaN à gap relativement faible est mis en contact avec le ternaire Al_xGa_{1-x}N à grand gap. Dans un second temps d'insérer une couche mince d'oxyde permet de réduire le courant de fuite de la grille.

II.5.2. Applications du transistor MOS-HEMT

Le transistor MOS-HEMT est largement pour des applications :

- Commutation de puissance.
- Les applications radio fréquence RF.
- Communication par satellite.
- Télécommunication terrestre.
- Les radars HF

II.6. Étude comparative des structures GaN HEMT et MOS-HEMT

Nous avons réalisé des simulations numériques des transistors HEMT et MOS-HEMT en 2D sous l'outil Atlas. Notre simulation numérique est consistée tout d'abord à concevoir les structures, puis à faire des résolutions numériques. La conception des structures comprend la définition du maillage, la définition des différentes régions du dispositif, des électrodes et des dopages (niveau et profil). Les résolutions numériques comprennent la détermination des choix des modèles physiques et des méthodes mathématiques utilisés par le simulateur pour trouver la solution.

Le logiciel de simulation ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnelle des composants à semiconducteurs, il permet la résolution des équations différentielles issues de la physique du composant comme celles de la diffusion ou du transport pour des géométries discrètes, il est donc capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants à semiconducteurs en régime continu, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique "externe", il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les concentrations des porteurs, les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel, etc. Autant de données importantes pour la conception et l'optimisation des procédés technologiques. Ceci est réalisé en résolvant numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et des trous en deux dimensions en un nombre fini de points formant le maillage de la structure défini par l'utilisateur ou par le programme.

Ce simulateur est composé de deux parties :

- Une partie de traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...),
- Une partie physique formée des modèles physiques des composants à semiconducteurs les plus récents : modèles de recombinaisons, d'ionisation par impact, de mobilités, en température et statistiques de Fermi-Dirac et de Boltzmann notamment.

II.6.1. Modèles physiques

La théorie de transport de Boltzmann a montré que les densités de courant dans les équations de continuité peuvent être approchées par un modèle de dérive-diffusion (DD). Ce modèle est l'un des modèles de transport les plus basiques de la physique des semi-conducteurs. Dans ce cas, les densités de courant pour les électrons et les trous sous le modèle DD sont exprimées par les équations suivantes :

$$\vec{J}_n = -nq\mu_n\nabla\phi_n \quad (\text{II-1})$$

$$\vec{J}_p = -nq\mu_p\nabla\phi_p \quad (\text{II-2})$$

Où n et p sont respectivement des concentrations d'électrons et de trous, μ_n et μ_p sont respectivement la mobilité des électrons et des trous, ϕ_n et ϕ_p sont les potentiels d'électrons et de trous quasi-fermi, respectivement.

L'équation de Poisson (II-3), l'équation de continuité des électrons (II-4) et l'équation de continuité des trous (II-5), basées sur le modèle DD, sont résolues numériquement [99]. Un modèle de dérive-diffusion est utilisé pour résoudre l'équation de transport.

$$\text{div}(\varepsilon\nabla\Psi) = -\rho \quad (\text{II-3})$$

Où ε est la permittivité, Ψ est le potentiel électrostatique et ρ est la densité de charge d'espace.

$$\frac{dn}{dx} = \frac{1}{q}\nabla\vec{J}_n + G_n - R_n \quad (\text{II-4})$$

$$\frac{dp}{dx} = \frac{1}{q}\nabla\vec{J}_p + G_p - R_p \quad (\text{II-5})$$

\vec{J}_n et \vec{J}_p sont les densités de courant pour les électrons et les trous, G_n et G_p sont les taux de génération d'électrons et de trous, R_n et R_p sont les taux de recombinaison des électrons et des trous, respectivement, q est la grandeur de la charge d'électrons [100].

Les paramètres de bande de base pour définir les hétérojonctions dans Blaze (l'un des modules TCAD) sont la bande interdite, l'affinité électronique, la permittivité et la densité de conduction et de la bande de valence[100].

Généralement, la bande interdite pour les nitrures est calculée en deux étapes: D'abord, la bande interdite des composés binaires pertinents est calculée en fonction de la température (T) en utilisant les équations (II-6) et (II-7) :

$$E_g(\text{GaN}) = 3.507 - \frac{0.909 \times 10^{-3} T^2}{T+830} \quad (\text{II-6})$$

$$E_g(\text{AlN}) = 6.23 - \frac{1.799 \times 10^{-3} T^2}{T+1462} \quad (\text{II-7})$$

Ensuite, la dépendance de la largeur de la bande interdite du ternaire Al_xGa_{1-x}N en fraction de composition x en utilisant la loi de Vegard est décrite par :

$$E_g(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = xE_g(\text{AlN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) - bx(1-x) \quad (\text{II-8})$$

où b est le paramètre de courbure (bowing) , $E_g(\text{AlN}) = 6.13\text{eV}$, $E_g(\text{GaN}) = 3.43\text{eV}$, $b = 1.3\text{ eV}$ at 300K.

L'affinité électronique est calculée de sorte que le rapport de décalage du bord de bande soit donné par [101]:

$$\frac{\Delta E_c}{\Delta E_v} = \frac{0.7}{0.3} \quad (\text{II-9})$$

L'affinité électronique en fonction de la fraction de composition x est exprimée comme:

$$\chi(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = \chi(\text{GaN}) - 1.89x + 0.91x(1-x) \quad (\text{II-10})$$

La permittivité des nitrures en fonction de la fraction de composition x est donnée par [50] :

$$\varepsilon(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 8.5x + 8.9(1-x) \quad (\text{II-11})$$

La densité de nitrures des états des masses en fonction de la fraction de composition, x, est donnée par des interpolations linéaires des valeurs des composés binaires [23]:

$$m_e(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 0.314x + 0.2(1-x) \quad (\text{II-12})$$

$$m_h(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) = 0.417x + 1.0(1-x) \quad (\text{II-13})$$

Le taux de recombinaison est donné par l'expression suivante [102, 103]:

$$U_{SRH} = \frac{n.p - n_i^2}{\tau_p \left(n + n_i \exp\left[\frac{E_{trap}}{kT_L}\right] \right) + \tau_n \left(p + n_i \exp\left[\frac{-E_{trap}}{kT_L}\right] \right)} \quad (\text{II-14})$$

Où E_{trap} est la différence entre le niveau d'énergie du piège et le niveau intrinsèque de Fermi, T_L est la température du réseau et τ_n , τ_p sont les durées de vie des électrons et des trous.

La mobilité à faible champ est modélisée par une expression similaire à celle proposée par Caughey Thomas [104]:

$$\mu_0(T, N) = \mu_{min} \left(\frac{T}{300}\right)^{\beta_1} + \frac{(\mu_{max} - \mu_{min}) \left(\frac{T}{300}\right)^{\beta_2}}{1 + [N_{ref} \left(\frac{T}{300}\right)^{\beta_3}]^{\alpha} \left(\frac{T}{300}\right)^{\beta_4}} \quad (\text{II-15})$$

Où T est la température, N_{ref} est la densité de dopage totale, et α , β_1 , β_2 , β_3 , β_4 , μ_{max} et μ_{min} sont des paramètres déterminés à partir de la simulation de Monte Carlo [104].

Autre modèle utilisé pour la mobilité en champ élevé, il est basé sur un ajustement des données de Monte Carlo pour le nitrure en vrac, décrit par l'équation suivante [104]:

$$\mu_n(E) = \frac{\mu_0(T, N) + v_n^{sat} \frac{E^{n_1-1}}{E_c^{n_1}}}{1 + \alpha \left(\frac{E}{E_c}\right)^{n_2} + \left(\frac{E}{E_c}\right)^{n_1}} \quad (\text{II-16})$$

II.6.2. Topologie de la structure étudiée

La topologie de la structure étudiée est celle d'un HEMT AlGaIn/GaN épitaxie sur un substrat de Si. La figure II.4 illustre les structures du HEMT et MOS-HEMT étudiée et simulée par le logiciel Atlas-Silvaco. Les longueurs des contacts de source, grille et drain sont de $0.5\mu\text{m}/2\mu\text{m}/0.5\mu\text{m}$ respectivement.

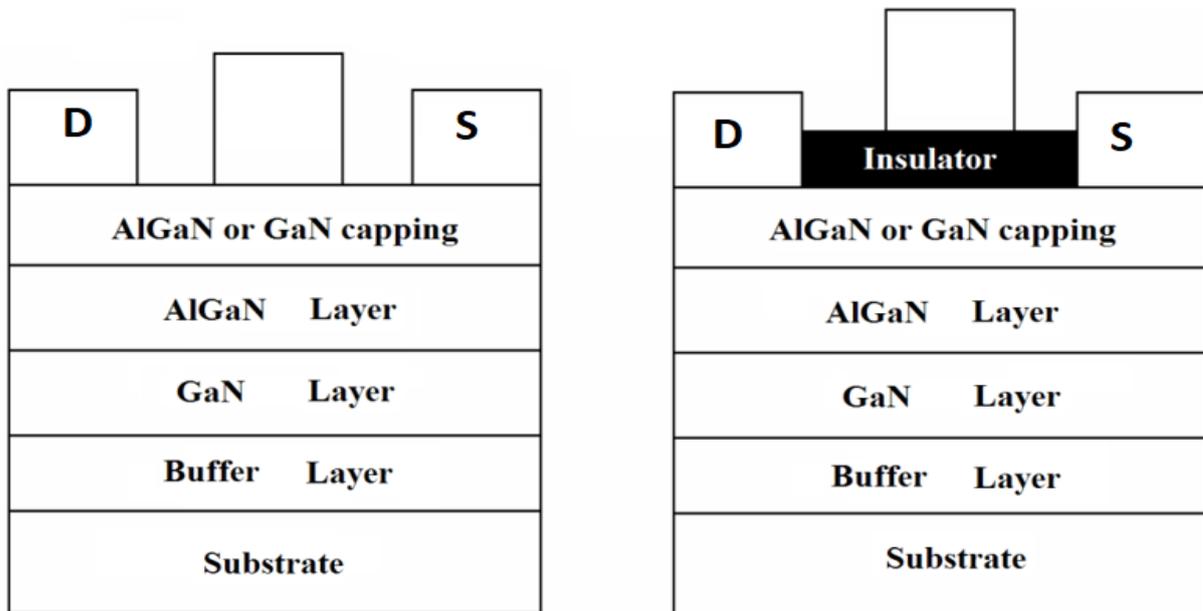


Figure II.4. Structures simulées des transistors: (a) HEMT, (b) MOS-HEMT [79].

La distance source-grille et grille-drain sont de $2.5\mu\text{m}$. La densité de charge à l'interface AlGaIn/GaN est fixée à $0.99 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$. L'alignement est posé à la valeur de 0.8 sur la couche AlGaIn qui permet 80% de différence de largeur de bande interdite à apparaître comme la discontinuité de bande de conduction.

La structure du transistor MOS-HEMT en Nitrure de Gallium est très semblable à celle d'un transistor HEMT (la figure II.4). Ce transistor est constitué de trois électrodes : la grille, la source et le drain. Le contact lié au dépôt de l'électrode de grille est un contact de type MOS. Al_2O_3 (10nm) est introduit dans cette étude en raison de sa largeur de bande relativement élevée

(environ 8,7 eV) en outre, Al_2O_3 possède également un champ de claquage élevé (5~20 MV/cm), une stabilité thermique élevée et une forte adhérence avec des matériaux dissemblables. Avec une épaisseur bien contrôlée.

II.6.3. Caractéristiques statiques (DC) de MOS-HEMT et de HEMT

II.6.3.1. Caractéristiques de sortie

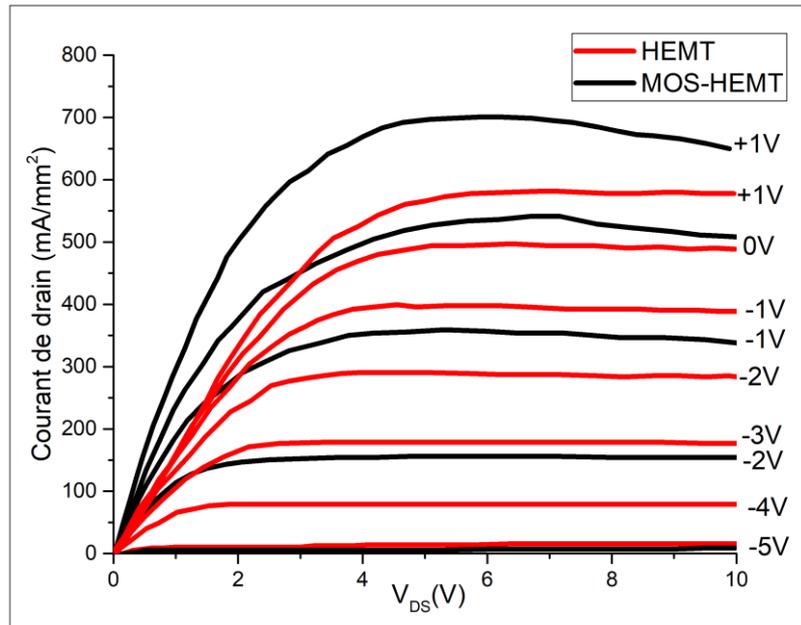


Figure II.5. Caractéristiques de sortie de MOS-HEMT et de HEMT

La figure II.5 illustre l'évolution de courant drain-source (I_{DS}) en fonction de la tension drain-source (V_{DS}) paramétrées par la tension grille-source V_{GS} , cette dernière est balayée de -5 à 1 V avec un pas de 1 V pour le HEMT et le MOS-HEMT. La polarisation de la grille V_{GS} maximal du MOS-HEMT est plus grande que celle de HEMT car le MOS-HEMT a une barrière de potentiel plus élevée entre la grille métallique et la couche Schottky d'AlGaIn. Le courant maximal est environ 423 mA/mm à $V_{GS} = 0$ V pour HEMT. Cependant, le courant maximal est environ 539 mA / mm à $V_{GS} = 0$ V pour le MOS-HEMT. Le courant de saturation du MOS-HEMT est supérieur à celui du HEMT à la même polarisation de V_{GS} , ceci peut être expliqué par la barrière d'énergie de la structure MOS-HEMT qui est plus élevée à l'interface de la grille.

II.6.3.2. Caractéristiques de transfert

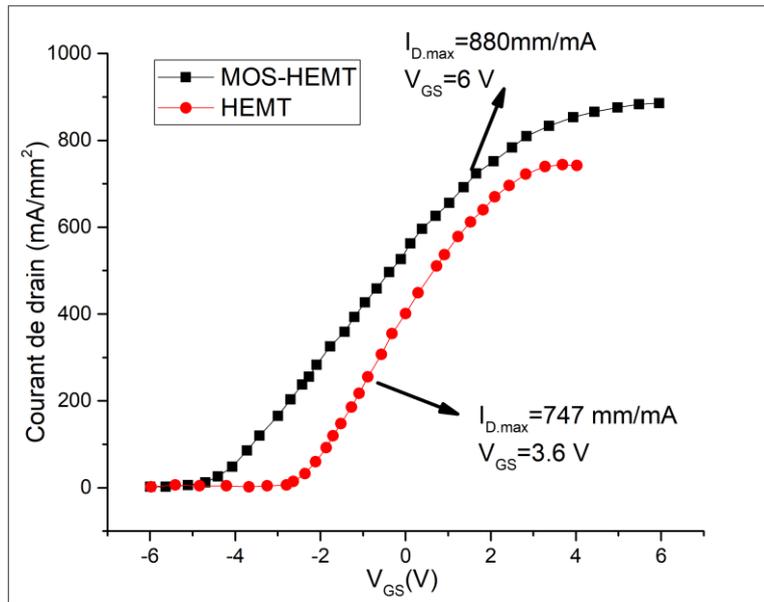


Figure II.6. Caractéristique de transfert du transistor HEMT et MOS-HEMT.

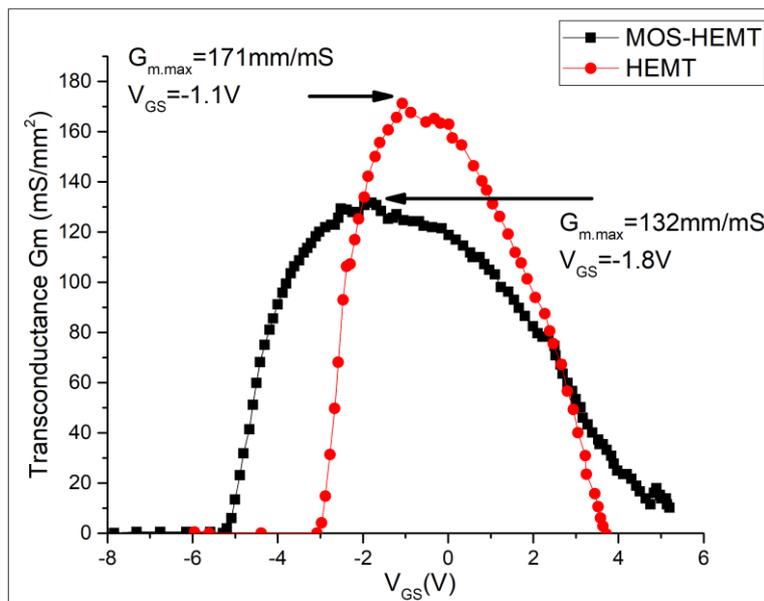


Figure II.7. La transconductance simulée des HEMT et MOS-HEMT.

Les caractéristiques de transfert dépendent de la qualité du film d'oxyde et de la structure du dispositif. Ils ont des effets sur la dissipation de la puissance. La figure II.6 représente les caractéristiques de transferts et la transconductance simulés des HEMT et MOS-HEMT. Ces caractéristiques sont obtenues pour V_{GS} variant de -6 à 6 V et V_{DS} est fixée à 7 V pour les deux transistors. On note que la densité du courant de MOS-HEMT est plus élevée celle du transistor

HEMT. Par exemple pour $V_{GS} = 3.8$ V, la densité du courant égale à 878 mA/mm dans le MOS-HEMT est plus élevé que dans le HEMT qu'il t'égale à 752 mA/mm.

Dans la figure II.7, une légère diminution de la transconductance de MOS-HEMT par rapport aux HEMT de 171 à 132 mS / mm a été observée, ce qui est cohérent avec une séparation supplémentaire entre la barrière de contrôle et le canal 2-DEG avec la présence supplémentaire d' Al_2O_3 dans le MOS-HEMTs. Cependant, en raison de la constante diélectrique élevée de Al_2O_3 , la dégradation en $G_{m_{max}}$ de MOS-HEMT est seulement de 22,8% par rapport à celle de HEMT.

II.6.4. Le courant de fuite de grille

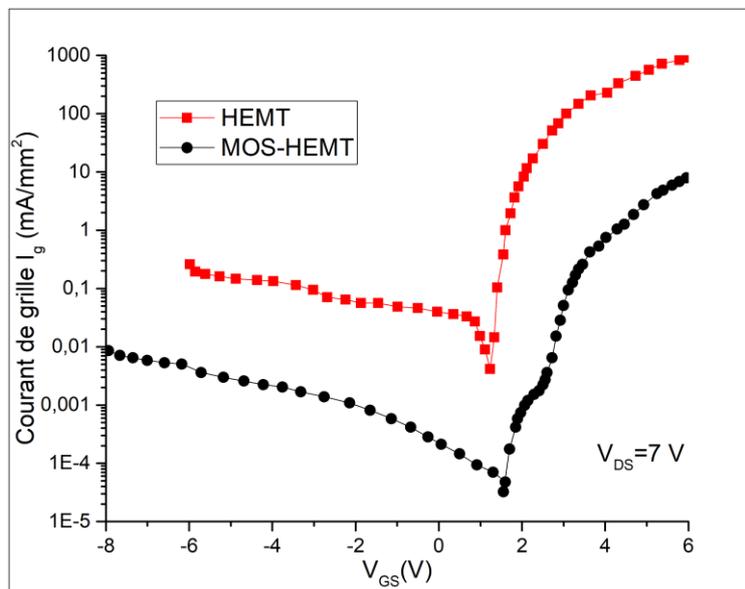


Figure II.8. Les courants de fuite de la grille pour le HEMT et le MOS-HEMT.

Le courant de fuite de MOS-HEMT est nettement inférieur à celui des HEMT à grille Schottky. La densité de courant de fuite de grille du MOS-HEMT est trois fois plus faible que celle des HEMTs. La figure II.8 représentant le courant de fuite de grille à $V_{DS} = 7$ V pour le HEMT et le MOS-HEMT, montre qu'en effet, un courant de fuite qui augmente rapidement quand la tension de grille devient plus négative, avec un plateau de fuite élevé, à plus de 1 mA/mm. Cela permet de conclure sur l'effective importance du courant de fuite sur la grille pour les transistor HEMT. En outre, Les MOS-HEMTs réduisent significativement les courants de fuite de grille (2 à 5 ordres de grandeur).

II.6.5. La tension de claquage

L'isolation du contact Schottky par l'insertion d'une couche oxyde Al_2O_3 (métal/oxyde/semi-conducteur ou MOS-HEMT) améliore considérablement la tension de claquage. Les caractéristiques de claquages à l'état off du HEMT et MOS-HEMT ont été simulées. Les deux composants MOS-HEMT et HEMT ont été simulés à une tension de grille V_{GS} de -8 V. Les résultats sont montrés sur la Figure II.9. Le MOS-HEMT présente une tension de claquage élevée par rapport au transistor HEMT conventionnel, La couche d'oxyde Al_2O_3 offre une amélioration de la tension de claquage en fonction du courant de fuite de la grille de la structure MOS-HEMT.

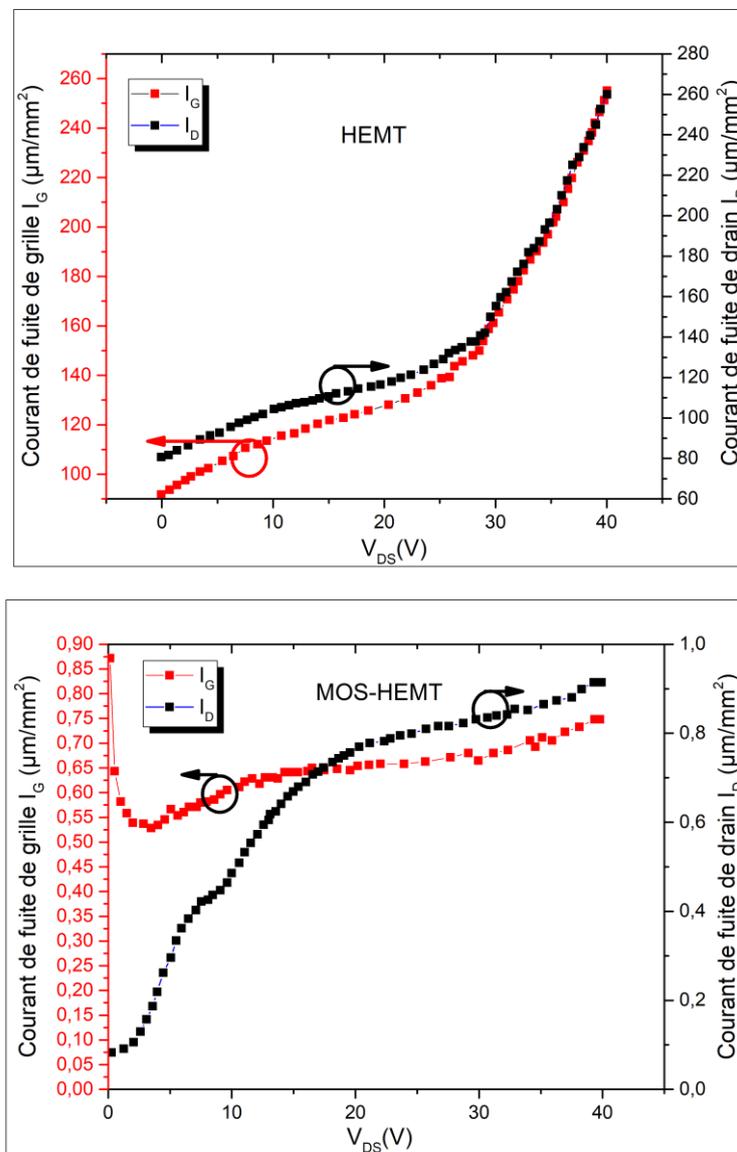


Figure II.9. La tension de claquage des transistor HEMT et MOS-HEMT.

II.6.6. Caractéristiques dynamiques (AC)

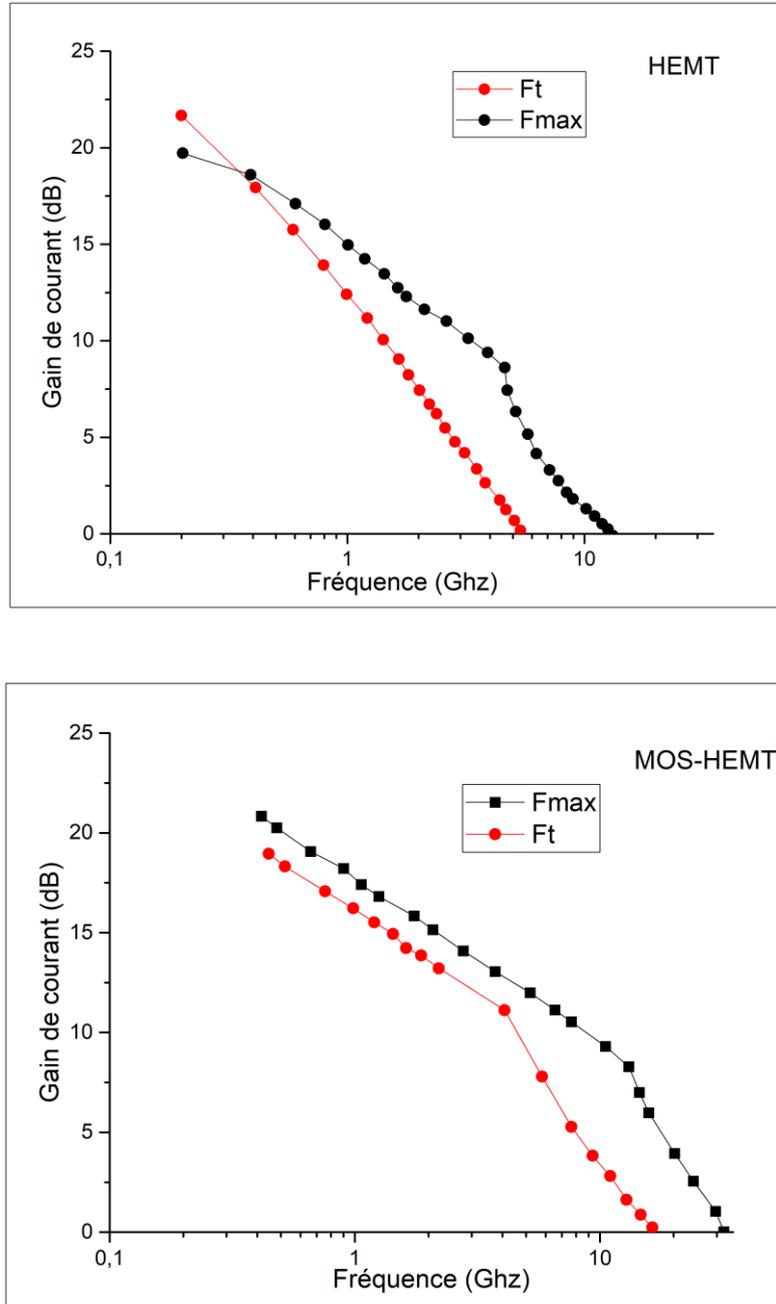


Figure II.10. La fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} et La fréquence de transition F_T pour le HEMT et le MOS-HEMT.

Grâce au gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) de forte densité et à la mobilité élevée les HEMT AlGaIn/GaN sont très prometteurs pour les applications de forte puissance et de haute fréquence. Les HEMTs destinés aux applications haut débit doivent avoir de bonnes performances en fréquences. Aux hautes fréquences, les HEMTs sont caractérisés par deux

paramètres importants : la fréquence de transition F_T et la fréquence d'oscillation maximale F_{MAX} . La fréquence de transition est un facteur clé pour les applications hyperfréquences en général. La figure II.10 représente la variation des gains H_{21} et U en fonction de la fréquence sur une échelle logarithmique à température ambiante. Les Résultats de ces deux fréquences pour le HEMT et MOS-HEMT sont donnés dans le tableau II.2.

	HEMT	MOS-HEMT
La fréquence de transition F_T (GHz)	8.38	13.59
La fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} (GHz)	13.52	28.07

Tableau II.2. F_T et F_{MAX} du HEME et MOS-HEMT.

II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté brièvement le principe de fonctionnement de transistor MOS-HEMT. Puis, nous avons exposé les résultats de simulation obtenus en régime statique et dynamique pour le MOS-HEMT et le HEMT sous l'environnement Atlas du Silvaco, on a fait une étude comparative entre ces deux transistors en termes de performances statiques et dynamiques, Le modèle validé nous a permis d'étudier le comportement DC et AC du transistor HEMT et MOS-HEMT, en particulier la distribution de différents grandeurs électriques comme par exemple le potentiel, la densité du courant, et champ électrique,... . Comparé au HEMT, le MOS-HEMT a une oscillation de tension de grille plus grande.

Enfin, notre étude montre que la technologie MOS-HEMT avec l'empilement de (Al_2O_3) permet de présenter une meilleure tenue en tension et donc en puissance.

Chapitre III:
Simulation Tcad des transistors
MOS-HEMTs AlGa_N/Ga_N

III.1. Introduction

Les propriétés physiques du nitrure de gallium permettent de réaliser des transistors MOS-HEMTs présentant des densités de courant de drain supérieures à 1,4 (A/mm), des fréquences de coupure élevées autour de 100 GHz et des tensions drain-source de claquage de l'ordre de 100V [105]. La miniaturisation est une des voies principales de l'évolution, car elle permet d'un côté d'augmenter la densité des composants sur un même substrat, donc de réaliser des puces plus performantes. D'un autre coté d'augmenter la fréquence de fonctionnement. La vitesse maximale des électrons dépend du matériau utilisé, ce qui veut dire que pour augmenter la fréquence de fonctionnement et donc diminuer le temps de passage d'un électron sous la grille, il faut utiliser un matériau à forte mobilité. C'est ce qui a été entrepris dans le cadre de développement des filières III-N (AlGaIn/GaN). Un autre élément pour diminuer le temps de transit est de diminuer la longueur de la grille.

Durant ces dernières années, et à cause des coûts élevés de l'expérimentation, les chercheurs se sont orientés vers la simulation. La simulation est donc largement utilisée dans le domaine électronique et permet en effet de déterminer les paramètres les plus importants pour le fonctionnement des dispositifs, de minimiser les pertes et d'optimiser les paramètres physiques et géométriques de ces dispositifs.

Dans ce chapitre, les simulations ont été effectuées sur deux types de transistors MOS-HEMTs à base AlGaIn/GaN en régime quasi-statique avec des longueurs de grilles et structures différentes.

Notre travail consiste à concevoir des structures MOS-HEMT et d'y extraire ses propriétés, en effectuant les simulations et les caractéristiques suivantes :

- **En régime statique**, à travers lesquelles on obtient la caractéristique de sortie du transistor $I_{DS}(V_{DS})$, $I_{DS}(V_{GS})$ et la transconductance G_M .
- **Les caractérisations en hautes fréquences** : cette campagne permet l'évaluation des performances en fréquence des composants par l'extraction de la fréquence de transition (F_T) et de la fréquence d'oscillation maximum (F_{MAX}).
- **Simulation pulsées** dans différentes conditions qui permettent notamment de déduire la densité de pièges et les phénomènes de drain-lag et de gate-lag.
- **Les simulations de puissance hyperfréquences** : ces simulations permettent de quantifier les performances en puissance du composant que sont : la densité de puissance, le gain en puissance et le rendement en puissance ajoutée du transistor (PAE).

On se propose dans ce qui suit de présenter les résultats de simulation que nous avons obtenus et ceci par le biais du simulateur SILVACO.

III.2. Paramètres physiques de la simulation

Nous allons réaliser des simulations numériques du transistor MOS-HEMT en 2D sous l'outil Atlas. Notre simulation numérique est consistée tout d'abord à concevoir la structure, puis à faire une résolution numérique. La conception de la structure comprend la définition du maillage, la définition des différentes régions du dispositif, des électrodes et des dopages (niveau et profil). La résolution numérique comprend la détermination des choix des modèles physiques et des méthodes mathématiques utilisés par le simulateur pour trouver la solution.

Pour la fiabilité et la précision des résultats, il est nécessaire d'indiquer dans le simulateur les paramètres des matériaux constituant la structure du MOS-HEMT (tableaux III.1).

Materials	GaN	AlGaIn	AlN	InGaIn	SiC-4H
	Paramètres de bande				
Epsilon	9.5	9.55	8.5	11	9.7
E_g (eV)	3.42	3.87	5.96	2.3	3.23
χ (eV)	3.05	2.69	1.01	4.87	3.2
N_c(per cc)	1.07e ¹⁸	2.07e ¹⁸	2.07e ¹⁸	1.62e ¹⁸	1.66e ¹⁹
N_v(percc)	1.16e ¹⁹	1.16e ¹⁹	1.16e ¹⁹	8.18e ¹⁸	3.3e ¹⁹
	Constantes de Richardson				
A_n**	14.7	22.8	22.8	19.3	91.3
A_p**	71.8	71.8	71.8	56.9	144
	Vélocités Thermiques				
v_n (cm/s)	3.34e ⁷	2.68e ⁷	2.68e ⁷	2.91e ⁷	1.34e ⁷
v_p (cm/s)	1.51e ⁷	1.51e ⁷	1.51e ⁷	1.68e ⁷	1.07e ⁷
	Vitesses de saturation				
v_{satn}(cm/s)	1.9e ⁷	1.1e7	1.4e ⁷	1.04e ⁷	2.2e ⁷
v_{satp}(cm/s)	6.44e ⁶	6.01e ⁶	6.01e ⁶	1.7e ⁷	1e ⁷
	Paramètres de mobilité				
μ_e(cm²/V.s)	1350	985.5	1280	1130	460
μ_h(cm²/V.s)	13	13.3	14	12	124

Tableau III.1. Paramètres électriques et thermiques de matériaux utilisés dans la simulation pour T=300 K.

III.3. Simulation et caractérisation du premier type des transistors MOS-HEMT (T1)

III.3.1. Description de la structure simulée

La figure III-1 montre une coupe transversale du transistor MOS-HEMT $\text{TiO}_2/\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}/\text{GaN}$ avec une longueur de grille de 60 nm et une source et un drain formée par recroissance (regrown source/drain en anglais). L'espacement de la source-grille et de la grille-drain est égale à 0,33 μm . Pour minimiser les courants de fuite, une couche d'oxyde TiO_2 d'épaisseur 5 nm est insérée entre la grille et la barrière. Le tampon GaN de 0,8 μm d'épaisseur a été dopée avec des atomes donneurs de concentration $N_D = 2,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ sur un substrat semi-isolant SiC. Une couche de nucléation AlN est insérée pour réduire les contraintes et l'asymétrie de réseau, une couche GaN non dopé de 20 nm d'épaisseur nommé le canal est ajoutée. Une couche barrière de 7 nm d' $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}$ formant l'hétérojonction, présentant moins désaccord avec la couche buffer GaN qui améliore les performances de la structure fournit un fort confinement d'électrons dans le puits quantique à l'hétéro-interface et minimise les contraintes et les fuites dans la structure. La couche superficielle (appelée Cap Layer) est formée par le matériau $\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{N}$ (10 nm) de faible bande interdite pour créer les contacts ohmiques de drain et de source, Cette couche est fortement dopée type N avec une concentration des donneurs $N_D = 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ afin de diminuer les résistances d'accès [106].

La couche de passivation de SiO_2 sur la surface est utilisée pour réduire la densité de piège de surface, supprimer certains défauts et l'amélioration des caractéristiques et des performances du transistor

III.3.2. Diagramme de bande d'énergie de T1

La figure III.2 montre la bande d'énergie du MOS-HEMT-T1, le dispositif est polarisé à $V_{GS} = 1 \text{ V}$ et $V_{DS} = 0,5 \text{ V}$. Lorsque V_{GS} est commuté de -10 V à 1 V, les électrons capturés commencent à être émis thermiquement dans la bande de conduction d'AlGaIn. Les flèches bleues montrent un chemin possible de l'émission thermique.

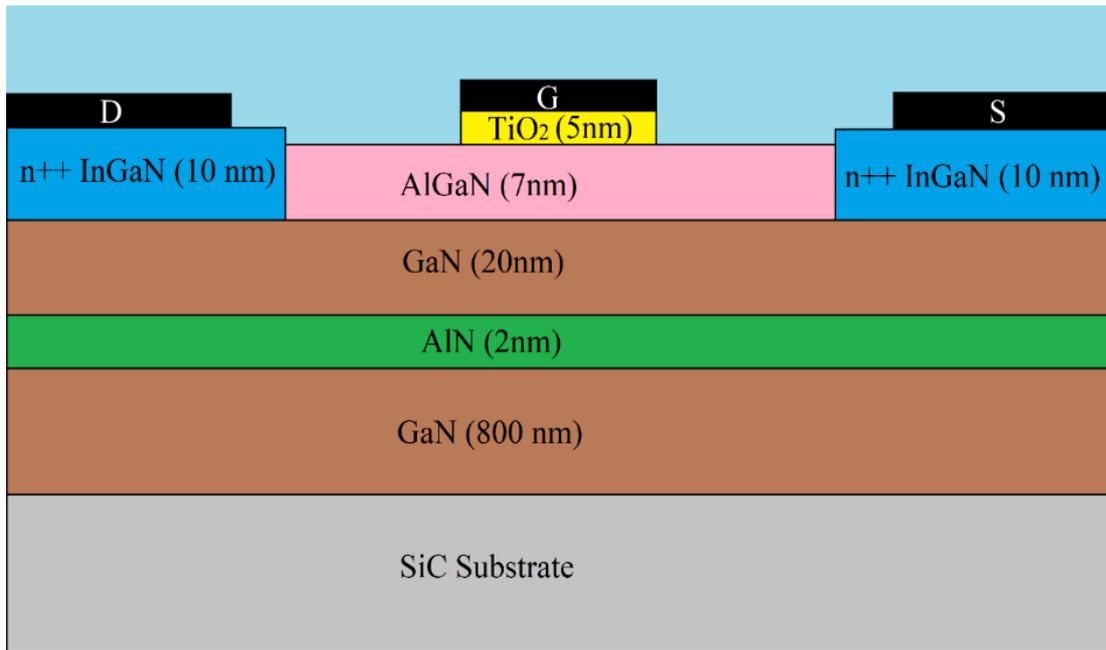


Figure III.1. Structure du MOS-HEMT (T1) proposée.

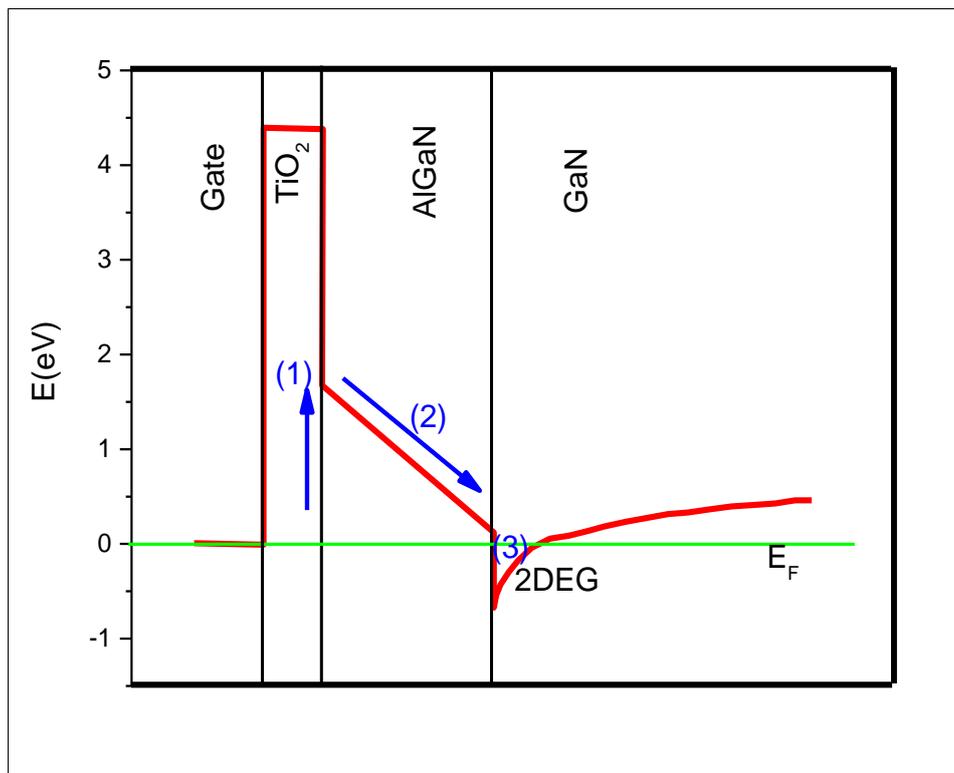


Figure III.2. Bande d'énergie de T1 sous la grille.

- (1) Les électrons émis par les états de capture vers la bande de conduction de la couche d'AlGaIn, à l'interface TiO₂/AlGaIn.

- (2) les électrons de la bande de conduction d'AlGaIn descendent vers le puits quantique triangulaire à l'interface AlGaIn/GaN en raison de la différence de potentiel à travers l'épaisseur de la couche d'AlGaIn. Cela provoque l'apparition de 2DEG à l'interface AlGaIn/GaN.
- (3) les électrons sont balayés latéralement en raison de V_{DS} .

III.3.3. Calcul de la densité d'électrons N_s dans le canal 2DEG

la densité d'électrons n_s dans le canal 2DEG peut être calculée en utilisant l'équation III-1 [107] :

$$n_s(x) = \frac{\sigma(x)}{e} - \left(\frac{\epsilon_0 \epsilon(x)}{d_{AlGaIn} e^2} \right) [e\varphi_b(x) + E_F(x) - \Delta E_C(x)] \quad (III-1)$$

Il est entendu que la concentration de porteur est principalement contrôlée par la polarisation totale de la charge, qui peut être contrôlée en faisant varier la composition d'alliage dans la couche AlGaIn. L'équation (III-1) montre également que la concentration de porteurs peut être augmentée si l'épaisseur de la couche AlGaIn est réduite et / ou la hauteur de la barrière Schottky augmentée [48]. Les approximations suivantes peuvent être utilisées dans (III-1) pour calculer la concentration du 2DEG à l'interface AlGaIn / GaN avec une variation de la composition en moles Al dans la couche $Al_xGa_{1-x}N$ [44].

Paramètres	Définition
$\epsilon(x)$	Constante diélectrique relative d' $Al_xGa_{1-x}N$
d_{AlGaIn}	Épaisseur de la couche d'AlGaIn
$\varphi_b(x)$	Hauteur de Barrière de Schottky (grille sur le dessus de AlGaIn)
$E_F(x)$	Niveau de Fermi
$\Delta E_C(x)$	Décalage de la bande de conduction à l'interface AlGaIn / GaN
e	Charge d'électron

Tableau III.2. Paramètres de l'équation (III-1) [50].

Constante diélectrique :

$$\epsilon(x) = -0.5x + 9.5 \quad (III-2)$$

Barrière Schottky :

$$e\varphi_b = (1.3x + 0.84) \quad (III-3)$$

Energie Fermi :

$$E_F(x) = E_0(x) + \frac{\pi h^2}{m(x)} n_s(x) \quad (\text{III-4})$$

Où $E_0(x)$ est l'état fondamental du niveau de sous-bande du 2DEG qui est donnée par :

$$E_0(x) = \left\{ \frac{9\pi h e^2 n_s(x)}{8\epsilon_0 \sqrt{8m(x)\epsilon(x)}} \right\}^{\frac{2}{3}} \quad (\text{III-5})$$

Où la masse effective des électrons, $m(x) \simeq 0.22m_e$.

Le décalage de la bande de conduction à l'interface AlGaN / GaN est donné par:

$$\Delta E_C = 0.7[E_g(x) - E_g(0)] \quad (\text{III-6})$$

La valeur de la densité d'électrons n_s du gaz 2D de notre transistor MOS-HEMT T1 est de l'ordre de $7.35 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$.

III.3.4. Etude des caractéristiques électrique statiques

III.3.4.1. Caractéristique de sortie I_{DS} (V_{DS})

Nous avons représenté sur la figure III.3 les caractéristiques de sortie donnant l'évolution du courant I_{DS} circulant entre le drain et la source lorsque l'on fait croître la tension V_{DS} en maintenant la tension V_{GS} à des valeurs constantes. Trois régimes de fonctionnement peuvent être distingués :

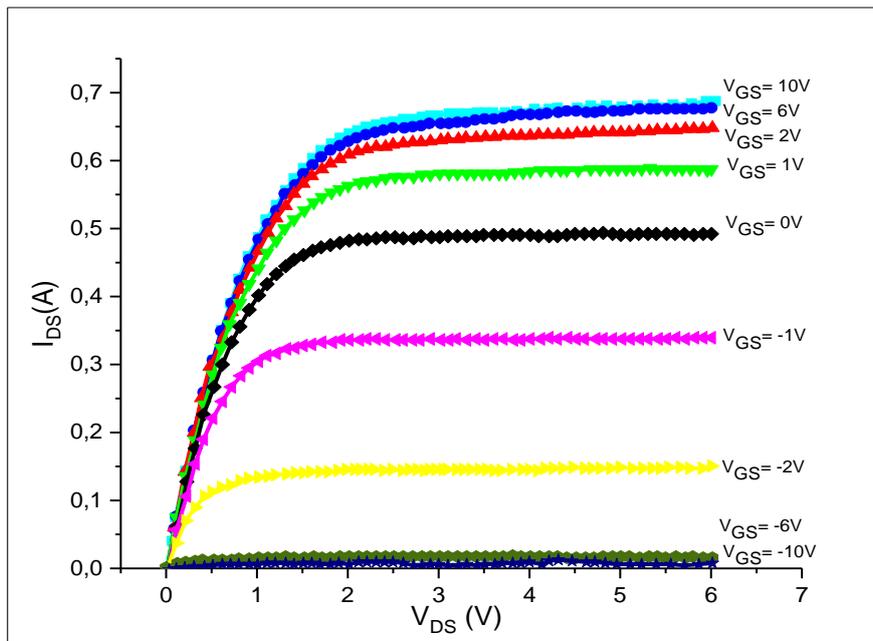


Figure III.3. Caractéristiques de sortie I_{DS} - V_{DS} du MOSHEMT T1.

- Régime linéaire (le courant I_{DS} croît avec la tension V_{DS}) : Si $V_{DS} \ll V_{DSat}$.
- Régime saturé (I_{DS} est sensiblement indépendant de V_{DS}) : Si $V_{DS} \gg V_{DSat}$.
- Régime non-linéaire : zone de fonctionnement intermédiaire entre les deux régimes cités ci-dessus.

Le transistor passe en régime de saturation lorsque la vitesse des électrons atteint leur vitesse de saturation. Lorsque la tension V_{GS} augmente en valeur absolue, la diminution de la profondeur du puits de potentiel à l'hétérojonction entraîne celle de la densité surfacique des électrons, et donc du courant I_{DS} . Pour une tension de grille V_{GS} suffisamment négative, le canal est pincé. Cette tension de seuil est définie comme une tension de pincement. La concentration des porteurs dans le canal dépendant fortement de l'épaisseur et du dopage de la zone de grand gap (la couche barrière). Ce transistor présente un courant de drain maximum I_{DS} plus au moins important de l'ordre de 638 mA/mm pour une tension de drain V_{DSS} ou tension de déchet d'ordre de 3 V.

III.3.4.2. Caractéristique de transfert I_{DS} (V_{GS})

Nous avons représenté sur la figure III.4 les caractéristiques de transfert simulées qui consiste à tracer l'évolution du courant drain-source I_{DS} , en fonction de tension grille-source V_{GS} pour une tension drain-source V_{DS} , donnée (2.5, 5 et 10 V).

La caractéristique de transfert est définie par deux grandeurs :

- La tension de seuil V_{TH}
- La transconductance G_m

➤ La tension de seuil V_{TH}

La tension de seuil V_{TH} du transistor est généralement définie comme la valeur de la tension V_{GS} nécessaire pour obtenir un courant drain-source inférieur ou égal à 5% de I_{DS} [108]. Pour plus de précision, l'extraction de la tension de seuil V_{TH} est obtenue par extrapolation de la caractéristique de transfert $I_{DS}(V_{GS})$ à $I_{DS} = 0$, mesurée pour une faible valeur de V_{DS} [109], comme l'illustre la figure III.4, la tension de seuil est de l'ordre de -3.6 V. En fonctionnement, c'est-à-dire à transistor polarisé, la tension de seuil est la grandeur la plus pertinente, entre autres pour la conception de circuits. C'est elle qui va déterminer le mode de fonctionnement du transistor :

- À désertion pour une tension de seuil négative.
- À enrichissement pour une tension de seuil positive.

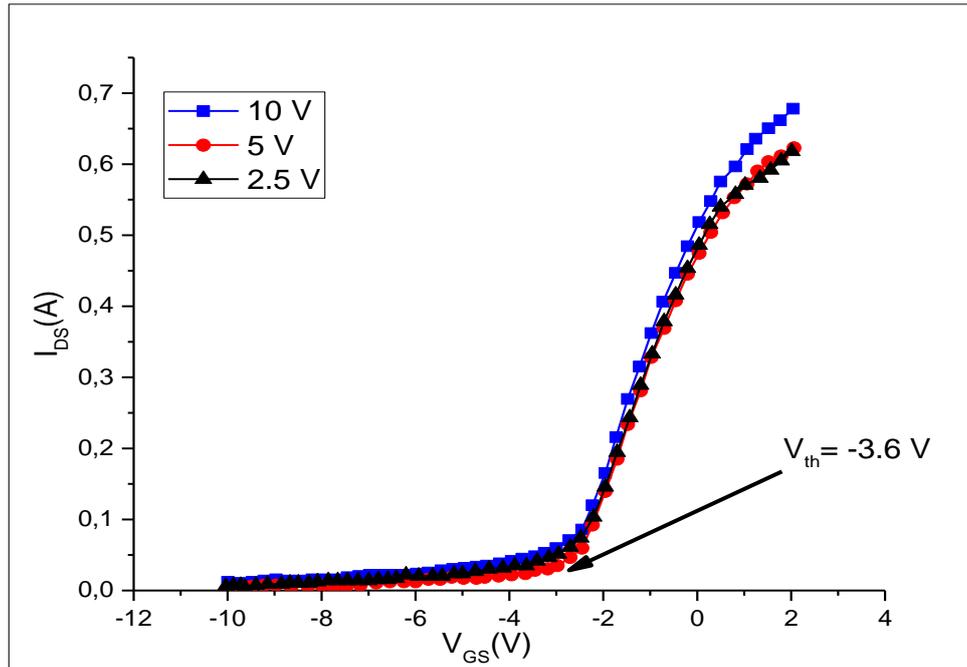


Figure III.4. Caractéristique de transfert I_{DS} - V_{GS} pour $V_{DS} = 2.5$ V, 5 V, 10 V.

➤ **La transconductance G_m**

La transconductance est un élément principal du transistor, qui traduit le contrôle du courant de drain par la tension de grille pour une tension de drain constante.

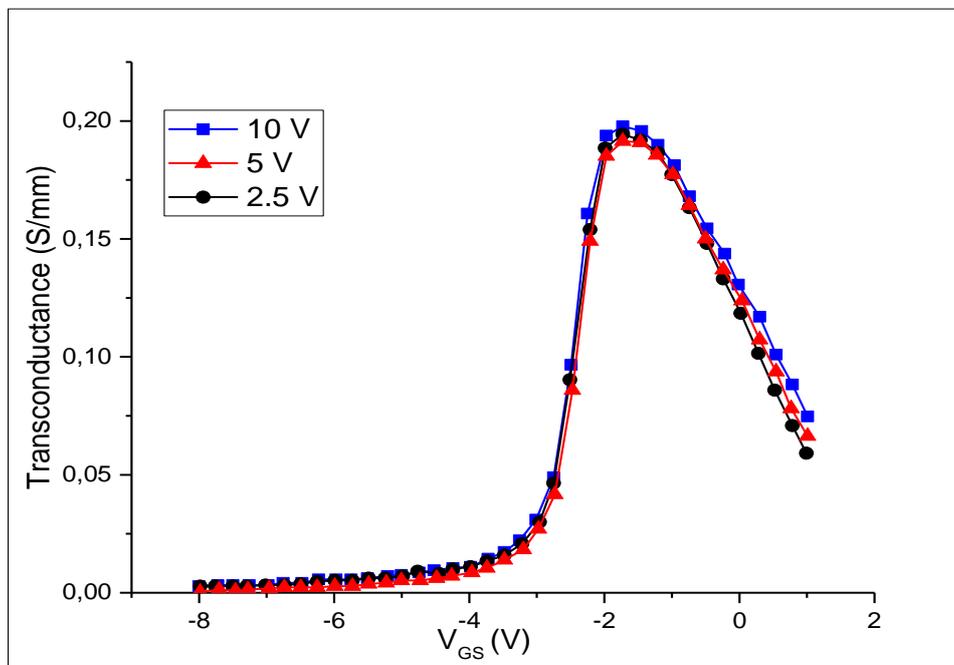


Figure III.5. La transconductance pour $V_{DS} = 2.5$ V, 5 V, 10 V.

Dans notre cas, (voir figure III.5), la transconductance du composant étudiée est maximale pour $V_{GS} = -1.7 \text{ V}$ et $V_{DS} = 10 \text{ V}$, sa valeur est $G_m = 200 \text{ mS/mm}$. Au-delà de ce maximum, la transconductance diminue avec l'augmentation de la polarisation grille-source. Cette diminution est reliée à l'augmentation de la densité de charges dans la barrière au fur et à mesure que la polarisation grille-source augmente c.-à-d. quand la densité de charge augmente la mobilité diminue.

III.3.5. Etude du claquage dans le transistor (La tension de claquage)

Lorsque le champ dans le canal atteint une valeur critique, un phénomène d'avalanche se produit et induit le claquage. En effet, lorsque le champ atteint cette valeur correspondant à une tension drain-source V_{BD} (breakdown voltage), de plus en plus d'électrons et de trous sont libérés jusqu'à une augmentation brutale et irréversible du courant I_{DS} . Le composant est finalement détruit. La figure III.6 représente la tension de claquage pour une tension grille-source de -2.5 V . Après plus ou moins 450 V , même de petites variations de la tension de drain induit une forte augmentation du courant de drain. C'est en raison de la panne de composant. Par conséquent, nous pouvons conclure que la tension de claquage du modèle simulé est proche de 477 V .

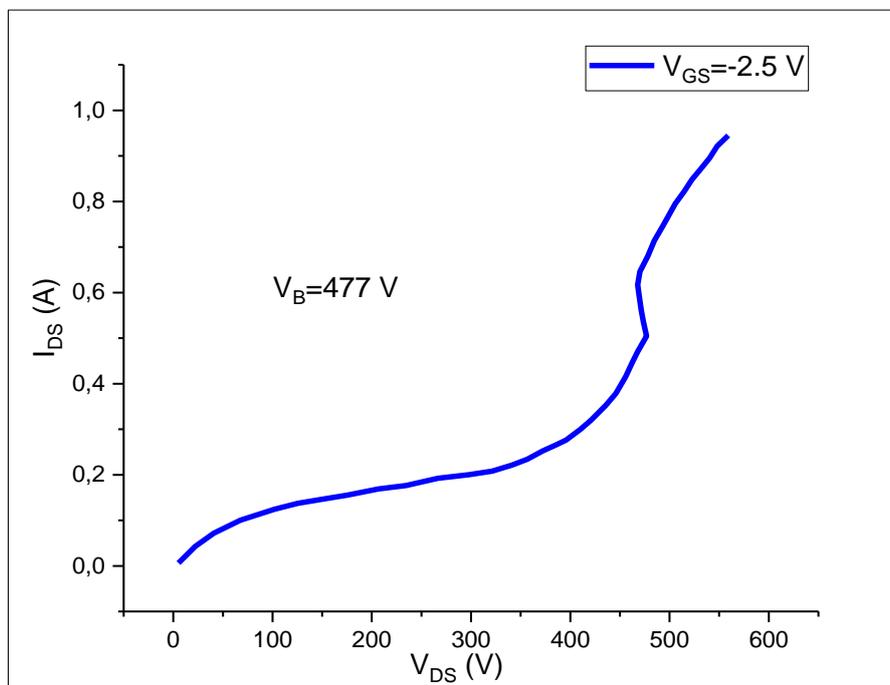


Figure III.6. Tension de claquage pour $V_{GS} = -2.5 \text{ V}$.

III.3.6. Le courant de fuite de la grille

La figure III.7 présente la comparaison entre le courant de fuite de la grille du transistor HEMT (sans TiO_2) et du transistor MOS-HEMT (avec TiO_2). Pour le HEMT, on observe une augmentation du courant de fuite de la grille par rapport au MOS-HEMT. En outre, le courant de fuite de grille du transistor MOS-HEMT est inférieur à celui obtenu du HEMT de deux à trois ordres de grandeur. Il faut se rappeler que les simulations de ces deux dispositifs ont été effectuées dans des conditions identiques. Ces résultats sont très prometteurs pour la filière GaN. En effet, le faible courant de fuite de grille permettra d'analyser les phénomènes physiques présents dans les transistors qui étaient souvent dominés par le courant de grille.

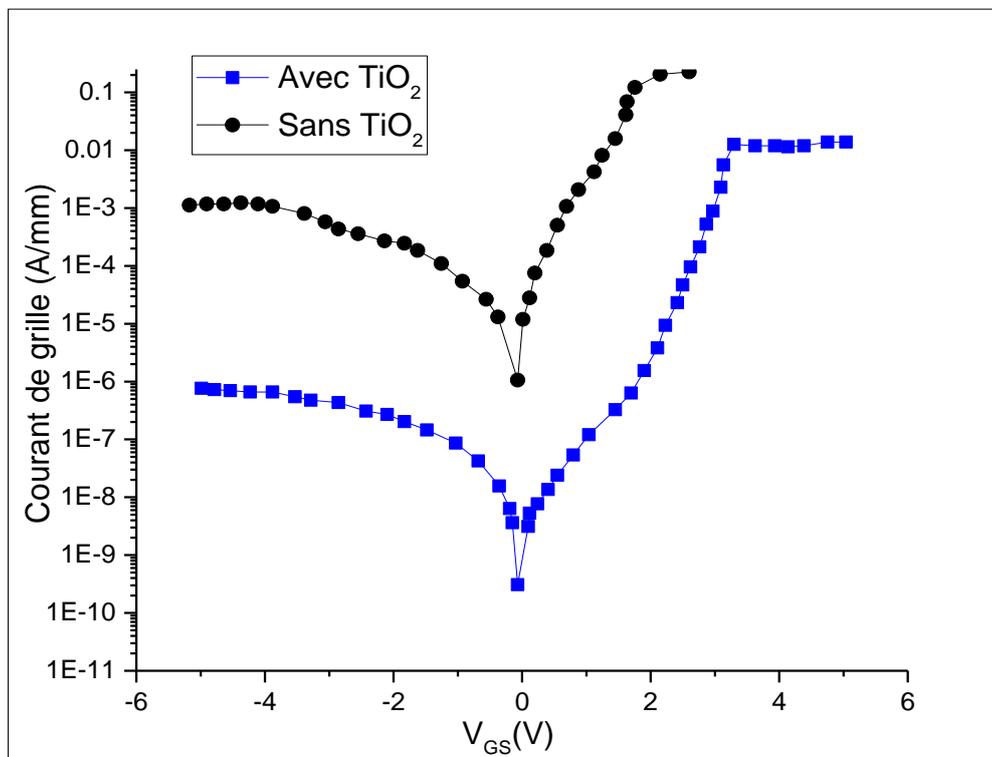


Figure III.7. Le courant de fuite de grille du transistor T1.

III.3.7. Etude et analyse de différents phénomènes de pièges présents dans le transistor MOSHEMT-T1

Les pièges jouent un très grand rôle dans la dégradation des performances. Ils résultent de l'existence d'impuretés ou de défauts localisés à la surface de la structure et également dans le réseau cristallin. Les simulations en mode pulsé permettent de séparer les effets de piégeage et les effets thermiques. On évalue ainsi l'influence des pièges sur le comportement

électrique des transistors MOS-HEMTs. Le « gate lag » et le « drain lag » sont deux phénomènes résultant de l'existence des pièges.

III.3.7.1. Phénomène de gate-lag

Les pièges responsables du gate-lag sont généralement situés en dessous de la grille. L'interface entre le semi-conducteur et le contact métallique doit être de très bonne qualité. Cette zone est très sensible aux effets de surface qui sont liés à la fois à la nature du cristal et à la technologie utilisée pour le dépôt métallique du contact Schottky. Ces effets de pièges de surface sont causés par les effets de surface, eux même créés par des défauts et dislocations dans le cristal proche de la surface. Des électrons sont alors piégés à la surface et ils affectent les caractéristiques du composant et dégradent les performances en puissance. En effet ; lorsque la tension de grille passe de l'état OFF à l'état ON, le courant de sortie met plusieurs dizaines de microsecondes pour atteindre son état établi dans les structures habituelles : c'est le comportement transitoire du courant de drain. Dans notre transistor, ce temps est de l'ordre de la nanoseconde.

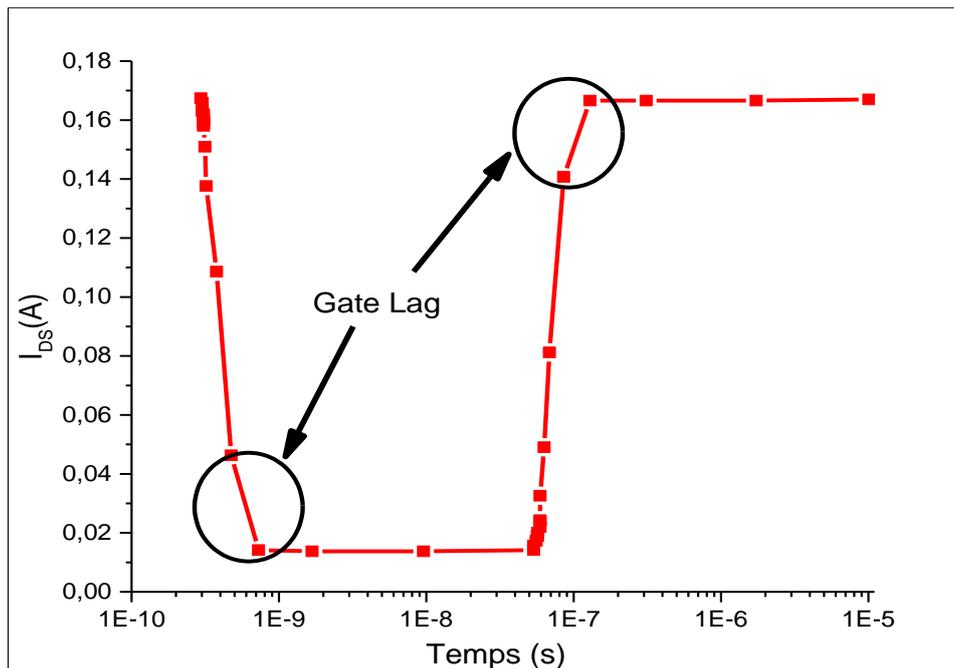


Figure III.8. Le courant de drain en régime transitoire Gate lag.

III.3.7.2. Phénomène de drain-lag

Le terme drain-lag est utilisé pour décrire le phénomène transitoire du courant de drain lorsque la tension drain est pulsée de l'état ON à l'état OFF pour une tension de grille constante. On observe alors une décroissance du courant I_{DS} durant cette impulsion, si celle-ci est suffisamment longue. Ce phénomène est lié à la présence de pièges dans le substrat semi-insulant et en surface dans l'espace grille-drain lors d'une variation rapide du champ électrique entre le drain et la source, les électrons provenant du canal peuvent alors être piégés. Ces électrons peuvent être ensuite réémis avec des constantes de temps plus longues. Au niveau du substrat, l'équilibrage des charges implique alors l'apparition d'une zone chargée positivement à l'interface buffer-substrat dans le buffer. Dans notre cas, nous trouvons un temps transitoire inférieur à 1 ns. Ce paramètre indique aussi le temps de réponse du dispositif ; autrement dit le temps de commutation.

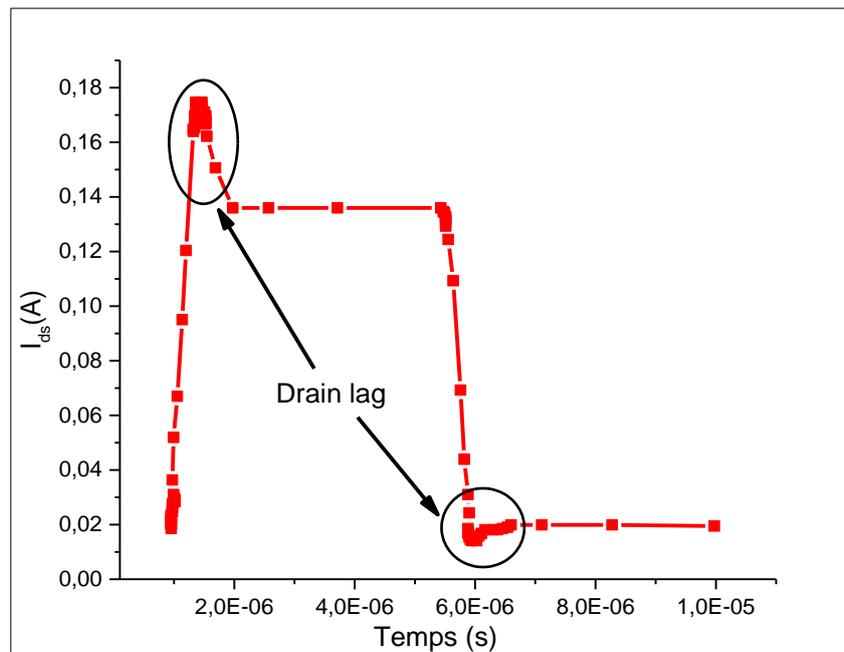


Figure III.9. Le courant de drain en régime transitoire Drain lag du transistor T1.

Gate-lag (%)	Drain-lag (%)
5.3	13.6

Tableau III.3. Le pourcentage de gate-lag et de drain-lag.

Le pourcentage de gate-lag et de drain-lag calculé est présenté dans le Tableau III.3. Notre composant donne un gate-lag égale à 5.3% et un drain-lag égale à 13,6 %, ce qui vient d'être

une bonne valeur. Nous pouvons alors conclure que notre MOS-HEMT T1 atteint rapidement son état stable.

III.3.8. Etude et analyse des caractéristiques dynamiques

La fréquence de transition F_T et la fréquence d'oscillation maximum F_{MAX} sont deux paramètres permettant de caractériser les performances hautes fréquences des transistors MOS-HEMT.

Les paramètres S_{ij} ont été simulés sur une gamme de fréquences de 10 à 50 GHz. Le module du gain en courant (H_{21}) et le gain Unilatéral de Mason (U_g), représentés sur la figure III.10, ont été déduits des paramètres-S en fonction de la fréquence.

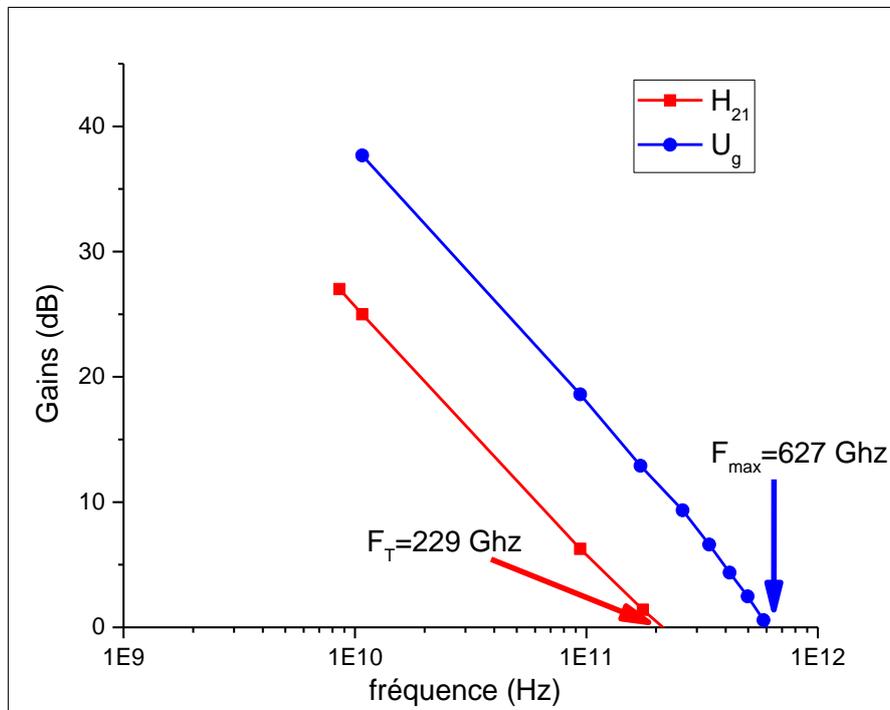


Figure III.10. Performances hyperfréquences à $V_{DS}=15V$ et $V_{GS}= -2V$.

$$H_{21} = \left| \frac{-2 S_{21}}{(1 - S_{11}) \times (2 - S_{22}) - S_{12} \times S_{21}} \right| \quad (\text{III-7})$$

$$U_g = \frac{|S_{21}|^2}{(1 - |S_{11}|^2) \times (1 - |S_{22}|^2)} \quad (\text{III-8})$$

D'après la figure III.10, on déduit les paramètres suivants :

➤ La fréquence de transition

La fréquence de coupure du gain en courant ou la fréquence de transition est la fréquence pour laquelle le module du gain complexe de l'amplificateur opérationnel devient égal à 1. La fréquence de transition du transistor simulé est égale à 229 GHz. Cette fréquence correspond au temps mis par les électrons du gaz 2D pour transiter sous la grille.

➤ La fréquence maximale d'oscillation

C'est la fréquence de coupure du gain en puissance qui correspond en fait à la fréquence d'utilisation du dispositif et correspondant à un gain en puissance unitaire. Dans le cas de notre transistor, elle atteint 627 GHz.

➤ Le facteur de bruit

Un autre facteur de mérite relatif aux performances des transistors est le facteur de bruit minimum F_{min} , souvent symbolisé NF_{min} pour sa valeur en décibel (III-9).

$$NF_{min} = 10\log(F_{min}) \quad (III-9)$$

Ce facteur est un paramètre critique à prendre en compte lors de l'optimisation des amplificateurs à faible bruit LNA (Low Noise Amplifier). En 1979, le comportement en bruit des transistors MESFET implémentés sur le substrat GaAs est étudié [110], où pour la première fois l'expression du facteur de bruit minimum F_{min} est démontrée (III-10), f étant la fréquence de fonctionnement, K_f étant la constante de Fukui.

$$F_{min} = 1 + K_f \frac{f}{f_1} \sqrt{g_m(R_g R_s)} \quad (III-10)$$

Des nombreux travaux [111] et [112] montrent que cette expression peut ainsi très bien s'appliquer dans le cas des transistors MOSFET à canal court. L'équation montre que F_{min} se dégrade avec la montée en fréquence.

Dans notre cas le transistor MOS-HEMT T1 a un très faible facteur de bruit NF_{min} égal à 0.9 dB.

III.3.9. Facteur de mérite pour un fonctionnement en puissance

On détermine principalement trois facteurs de mérite descriptifs d'un transistor pour un fonctionnement en puissance :

➤ **La densité de puissance de sortie** : elle représente la puissance de sortie par unité de longueur de grille du transistor. Elle correspond à la puissance hyperfréquence absorbée par la

charge en sortie du transistor. Elle s'exprime en général en W/mm et représente un facteur de comparaison aisé entre les transistors.

La puissance de sortie maximale théorique en classe A est estimée en fonction des paramètres relevés sur les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$:

$$P_{Smax} = \frac{1}{8} I_{dsmax} (V_{bd} - V_{knee}) \quad (III-11)$$

➤ **Le gain en puissance** : est le gain opéré par le composant lorsqu'il est attaqué par une puissance P_e . Il est défini comme le rapport entre les puissances hyperfréquences absorbées en sortie et en entrée du transistor. Il dépend de la fréquence, de la classe de fonctionnement et du niveau de la puissance d'entrée :

$$G_{P(dB)} = 10 \log_{10} \left[\frac{P_{out}}{P_{abs}} \right] \quad (III-12)$$

➤ **Le rendement en puissance ajoutée** : (appelé également P.A.E. : Power Added Efficiency) exprime le pourcentage de puissance de polarisation DC apportée au composant converti en puissance RF. Le rendement en puissance ajoutée *PAE*, correspondant au rapport entre la puissance hyperfréquence réellement apportée par l'élément actif (différence entre la puissance en sortie et la puissance absorbée en entrée) et la puissance continue servant à l'alimenter, s'exprime par ce critère s'exprime comme suit :

$$\eta = \frac{P_s - P_e}{P_{DC}} \quad (III-13)$$

Ce rendement présente un maximum théorique de 50% pour un fonctionnement en classe A et 78,5% pour un fonctionnement en classe B.

Les performances de puissance des MOS-HEMT ont été caractérisées à 10 GHz. La figure III.11 montre la puissance de sortie typique et les résultats de rendement en puissance ajoutée (PAE) de l'appareil.

Le tableau III.4 énumère les caractéristiques de puissance du MOS-HEMT T1 simulé dans diverses conditions de polarisation. A une polarisation choisie V_{GS} égale à -2 V et -3 V, le transistor peut fonctionner en classe A et AB. A $V_{GS} = -3V$ et $V_{DS} = 10 V$ (classe AB), un gain linéaire de 11,9 dB, une puissance de sortie maximale de 20,26 dBm (531,44 mW / mm) et un PAE maximum de 26,43% ont été obtenus. En augmentant la tension V_{GS} ($V_{GS} = -2V$), on remarque une amélioration des performances en puissance (un gain linéaire de 13,11 dB, une puissance de sortie maximale élevée de 22,3 dBm (849,73 mW / mm), mais il y a dégradation

du PAE (23,77%). A $V_{GS} = -3V$, la puissance de sortie maximale augmentait (de 531 mW / mm à 754 mW / mm) en variant V_{DS} de 10V à 15V (Tableau III.4). Ces résultats montrent que ce MOS-HEMT peut être utilisé pour les application de puissance en gamme d'ondes millimétriques.

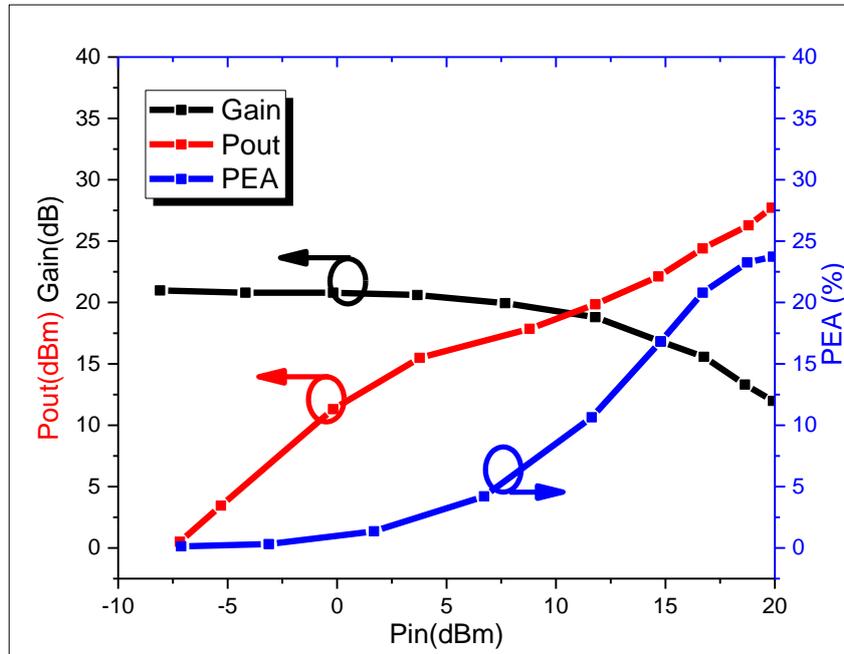


Figure III.11. Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 10GHz.

V_{GS}	V_{DS}	Densité du P_{out} (mW/mm)	Max PEA (%)	Gain linéaire (dB)
-2V	10V	577	23.6	12.7
-2V	15V	850	23.8	13.1
-3V	10V	531	26.5	11.9
-3V	15V	754	26.4	12.2

Tableau III.4. Caractéristiques de puissance dans diverses conditions de polarisation.

III.4. Simulation et caractérisation du deuxième type des transistors MOS-HEMT (T2)

Dans cette section, le premier objectif consiste à faire une optimisation de la technologie des transistors à grilles courtes pour l'amélioration des performances en fréquence et en puissance [113]. Nous avons travaillé sur l'optimisation du profil du contact grille par le développement et la conception de grilles courtes en forme de T dans le but de réduire les capacités parasites [114].

III.4.1. Grilles en T

La réalisation technologique de l'électrode de grille constitue une étape critique lors de la fabrication du transistor HEMT ou MOS-HEMT. Ceci en raison de la miniaturisation de plus en plus accrue de ce contact, mais aussi de sa sensibilité à un grand nombre de paramètres tels que l'état de surface du matériau, la qualité de la technologie, la résolution de la définition du pied, la gravure [115, 116].

Par ailleurs, la montée en fréquence est liée au temps de transit des électrons sous la grille. Améliorer le temps de transit sous la grille revient donc à réduire la longueur de ce dernier tout en satisfaisant le rapport d'aspect imposé par la technologie GaN (longueur de grille/épaisseur de barrière > 15 , [116]). Il faut également réduire au maximum la résistance de grille (R_G) qui est inversement proportionnelle à sa section. Il convient donc de trouver un compromis entre la longueur de grille, le rapport d'aspect et la résistance de contact par le choix de la technologie de grille en T combinant une longueur du pied courte et une faible résistance du plot, grâce au chapeau de grille [55]. De plus, nous nous sommes focalisés principalement sur le développement de grilles submicroniques afin d'améliorer les performances en fréquence.

III.4.2. Description de la structure simulée

La figure III.12 montre le schéma en coupe transversale du dispositif MOS-HEMT T2 avec une longueur de grille de 10 nm et une source et un drain formée par recroissance (regrown source/drain en anglais). Le 4H-SiC est utilisé comme substrat pour obtenir une bonne stabilité thermique. L'espacements source-grille et grille-drain sont tous les deux de 645 nm. L'épaisseur d'oxyde est de 5 nm avec un diélectrique TiO_2 pour minimiser la fuite. En observant la structure de bas en haut, une couche de nucléation AlN est déposée sur le substrat de 4H-SiC pour réduire les contraintes dans les couches et sert à minimiser le désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat Le canal GaN non dopé a une épaisseur de 800 nm. La couche d' $Al_{0.3}Ga_{0.7}$ de 20 nm (Dopée avec des donneurs de $2,5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) constitue la couche

barrière qui permet d'engendrer le gaz bidimensionnel de porteurs (2DEG) dans le puits quantique créé. Les porteurs de charge proviennent de donneurs ionisés dans la barrière et fournit un support solide de confinement dans le puits quantique à l'hétéro-interface et minimise la fuite de jonction et le courant de fuite en état off Iof. Puis une couche de recouvrement GaN de 5 nm. Ensuite, deux couches n + GaN (12 nm), dopés avec une densité de dopage de $2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, sont créés pour former les contacts ohmiques de source et de drain et afin de réduire les résistances d'accès et de contact [117].

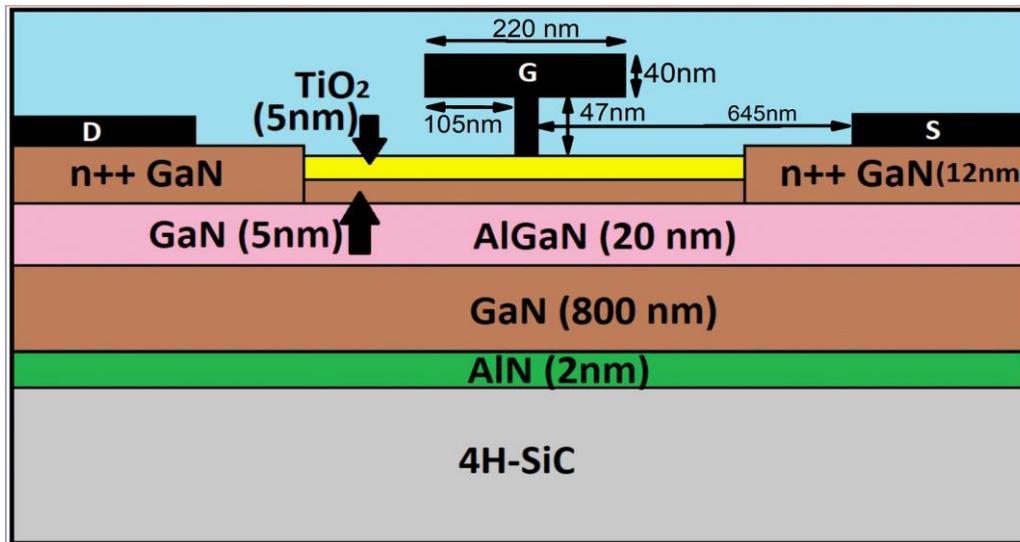


Figure III.12. Structure du MOS-HEMT (T2) proposée.

Dans un transistor réel, les charges existent dans toutes les trois interfaces comme le montre la Figure III.13. Par la simulation numérique, les densités de charge de polarisation ont été modélisées comme des densités de charge d'interface fixes. Les charges de polarisation spontanée et piézoélectrique des couches AlGaN et GaN ont été calculées en utilisant des équations (III-14) (III-15) [45, 50].

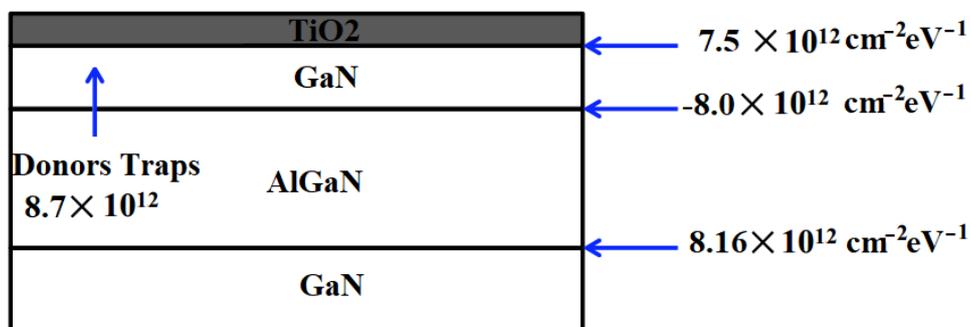


Figure III.13. Charges d'interface et pièges d'interface dans GaN MOS-HEMT.

Les densités de charge de polarisation calculées aux interfaces $\text{TiO}_2 / \text{GaN} / \text{AlGaIn}$ et $\text{AlGaIn} / \text{GaN}$ sont affichées sur la Figure III.13 de plus, l'interface $\text{TiO}_2 / \text{GaN}$ est pleine de dislocations et de pièges [118]. Une concentration de donneur de $8,7 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ à l'interface $\text{TiO}_2 / \text{GaN}$ est considérée.

La quantité totale de densité de charge induite par polarisation pour une hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ non dopée peut alors être calculée en utilisant l'équation suivante :

$$|\sigma(x)| = \left| \frac{P_{PE}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) + P_{SP}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}) - P_{SP}(\text{GaN})}{P_{SP}(\text{GaN})} \right| \quad (\text{III-14})$$

$$|\sigma(x)| = \left| 2 \frac{a(0) - a(x)}{a(x)} \{e_{13}(x) + e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)}\} + P_{SP}(x) - P_{SP}(0) \right| \quad (\text{III-15})$$

Où $a(x)$ est une constante de réseau :

$$a(x) = (-0.077x + 3.189)10^{-10} \quad (\text{III-16})$$

$$a(0) = a_{\text{GaN}} \quad (\text{III-17})$$

Et c_{13} , c_{33} sont les constantes élastiques, e_{33} et e_{31} sont les constantes piézoélectriques données comme suit :

$$c_{13}(x) = (5x + 103) \quad (\text{III-18})$$

$$c_{33}(x) = (-32x + 405) \quad (\text{III-19})$$

$$e_{13}(x) = (-0.11x - 0.49) \quad (\text{III-20})$$

$$e_{33}(x) = (0.73x + 0.73) \quad (\text{III-21})$$

La polarisation spontanée de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est également en fonction de la fraction molaire d'aluminium x et est donnée par :

$$P_{SP}(x) = (-0.052x - 0.029) \quad (\text{III-22})$$

III.4.3. Diagramme de bande d'énergie

La figure III.14 illustre les bandes de conduction dans le MOS-HEMT T2 sous l'électrode de grille. Ce diagramme de bande est utilisé pour expliquer la formation du canal 2DEG dans le MOS-HEMT. Ce diagramme de bande est correct, la courbure de bande semble bonne car elle correspond à ce que l'on attend en théorie. De plus, le puits quantique, créé par l'association des deux couches à accords de mailles différents, est bien présent à l'interface entre les deux matériaux (AlGaIn et GaN) et semble avoir une profondeur suffisante pour que les électrons puissent occuper ses niveaux d'énergie.

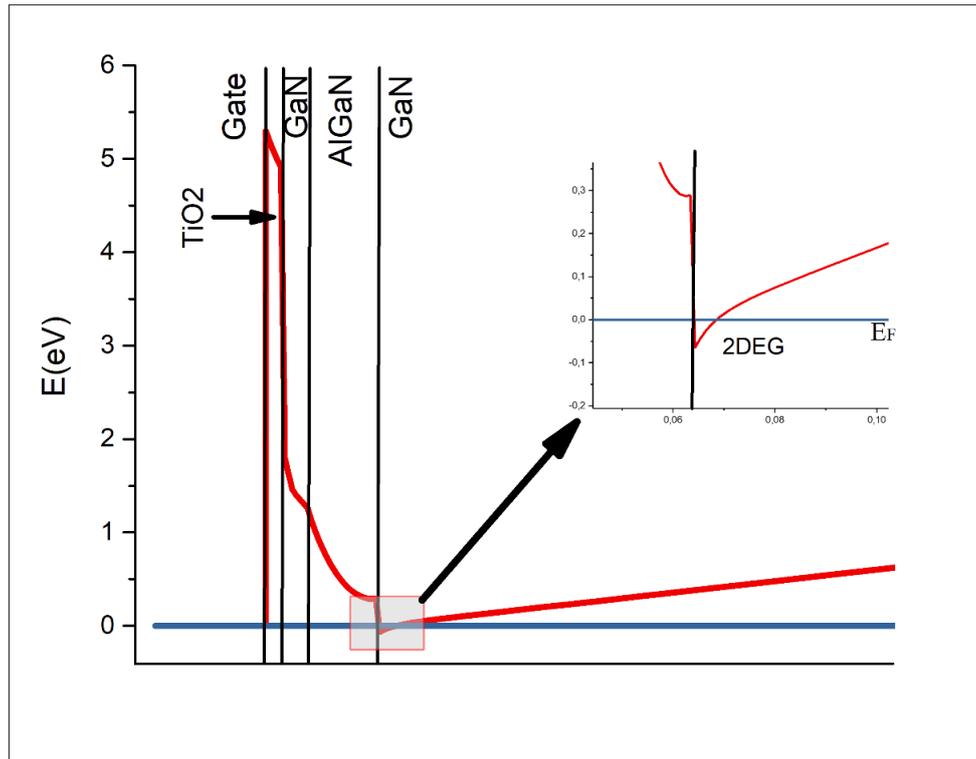


Figure III.14. Digramme de bandes d'énergie de MOS-HEMT T2.

III.4.4. Calcul de la densité d'électrons n_s dans le canal 2DEG

La simulation de l'équation III-1 a permis d'obtenir une densité de 2DEG à l'interface AlGaN/GaN égale à $9,21 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Cette valeur est environ 15% plus petite que les mesures expérimentales [119]. Il est rapporté dans la littérature que la densité de charge dans le gaz 2D entre la mesure expérimentale et le calcul théorique peut différer de $\pm 20\%$. Par conséquent, les densités 2DEG de la simulation peuvent être acceptées pour s'accorder raisonnablement bien avec les valeurs expérimentales [50, 120].

III.4.5. Etude des caractéristiques électriques statiques

La simulation en régime statique du composant MOS-HEMT T2 est l'étape préalable à toute autre étude. Celle-ci permet d'une part d'évaluer les performances statiques et les points de polarisations optimaux du composant et d'autre part, de relever les effets indésirables pouvant être à l'origine de certaines anomalies de fonctionnement à savoir : la qualité du pincement, la présence des effets de canaux courts.

III.4.5.1. La caractéristique statique $I_{DS}(V_{DS})$

La simulation du courant $I_{DS}(V_{DS})$ consiste à appliquer une tension de drain-source et de relever le courant en sortie pour différentes tension V_{GS} appliquées sur l'électrode de la grille. La figure III.15 illustre la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ à $-1V < V_{GS} < 3V$ avec un pas de 1V pour le transistor MOS-HEMT T2. On peut ainsi relever une densité de courant maximale de 1.5 A/mm à $V_{GS} = 2V$ dans la zone de saturation.

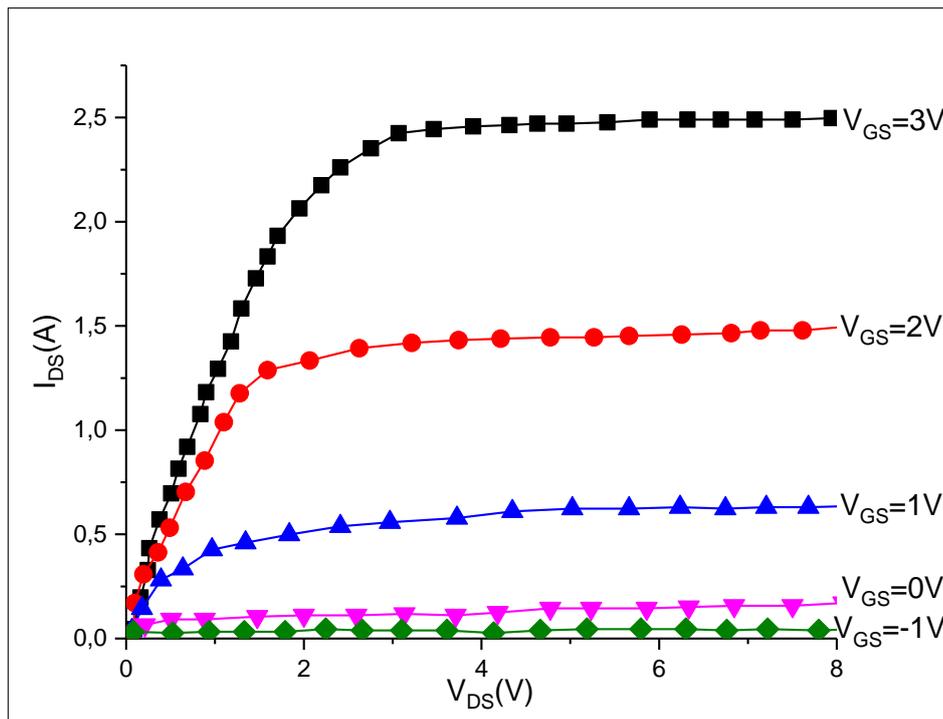


Figure III.15. Caractéristiques de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ du MOSHEMT T2.

Nous observons là aussi que les caractéristiques $I_{DS}(V_{DS})$ de ce transistor présentent Trois régimes de fonctionnement (régime linéaire, Régime saturé, Régime non-linéaire). Ce transistor présente un courant de drain maximum I_{DSS} de l'ordre de 2.5 A/mm pour une tension de grille de 3 V.

III.4.5.2. Caractéristiques de transfert $I_{DS}(V_{GS})$

La caractéristique de transfert représentée sur la figure III.16 à $V_{DS} = (5, 3.5, 2.5)$ démontre un maximum de transconductance extrinsèque de 1438 mS/mm à $V_{GS} = 2V$. la tension de seuil V_{TH} du transistor est extraite à partir de cette caractéristique. L'extraction de La tension de seuil V_{TH} est obtenue par extrapolation de la caractéristique de transfert $I_{DS}(V_{GS})$ à $I_{DS} = 0$, elle est égale à 1.07 V, la valeur de V_{TH} est supérieure à 0 donc le mode de fonctionnement du transistor est à enrichissement (E-mode).

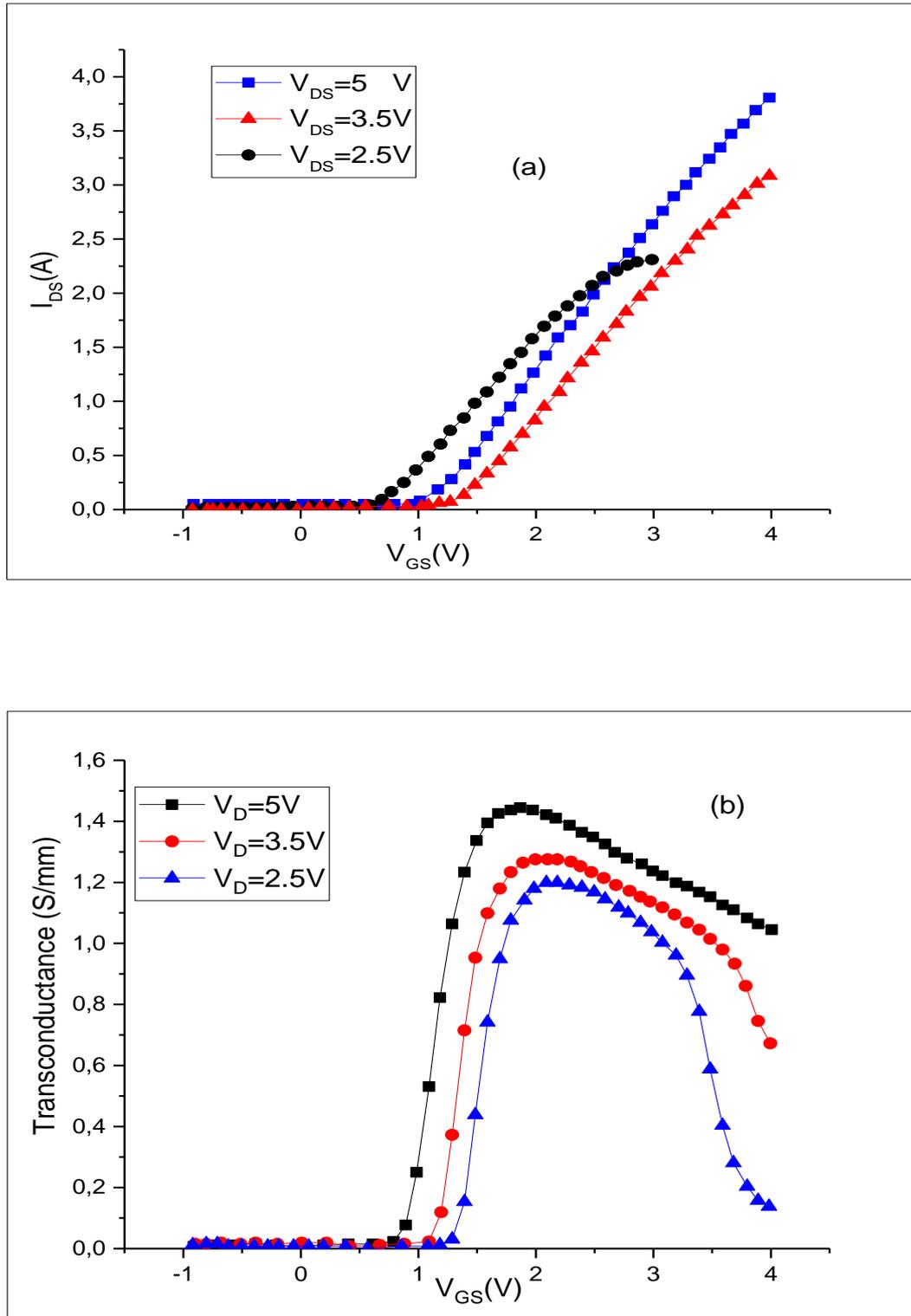


Figure III.16. (a) caractéristique de transfert, (b) transconductance à $V_{DS} = 2,5$ V, 3,5 V et 5 V.

III.4.6. Etude du claquage dans le transistor (La tension de claquage)

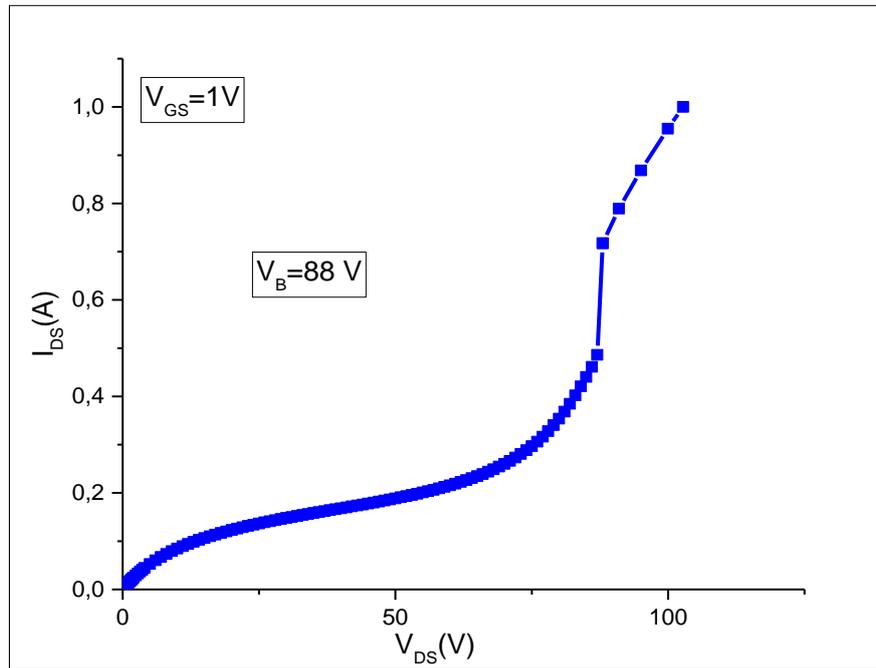


Figure III.17. Tension de claquage pour $V_{GS} = 1V$.

Ce paramètre renseigne sur la tenue en tension du transistor, c'est-à-dire la tension maximale que l'on peut appliquer sur la grille sans détériorer le composant. Cette tension est déterminée à partir de la tension de claquage de la jonction grille-drain car c'est elle qui subira un champ électrique intense lors du fonctionnement du transistor, c'est donc elle qui va en limiter le fonctionnement. La figure (III-17) représente la tension de claquage pour une tension grille-source de 1 V. La tension de claquage est relativement faible que celle du 1^{er} transistor MOS-HEMT T1, elle est de l'ordre de 88 V.

III.4.7. Courant de fuite de la grille

Le courant de grille simulé pour le MOS-HEMT T2 est très faible comparé aux HEMT. La figure III.18 illustre la comparaison du profil du courant de grille obtenu sur les deux types de transistor (HEMT, MOS-HEMT). En effet, le dépôt d'une fine couche de TiO_2 (5 nm) favorise une meilleure accroche du métal (faible contraintes). En outre, le courant de fuite de grille obtenu avec le MOS-HEMT T2 à $V_{GS} = 2V$ est inférieur à celui obtenu sur le HEMT de quatre ordres de grandeur.

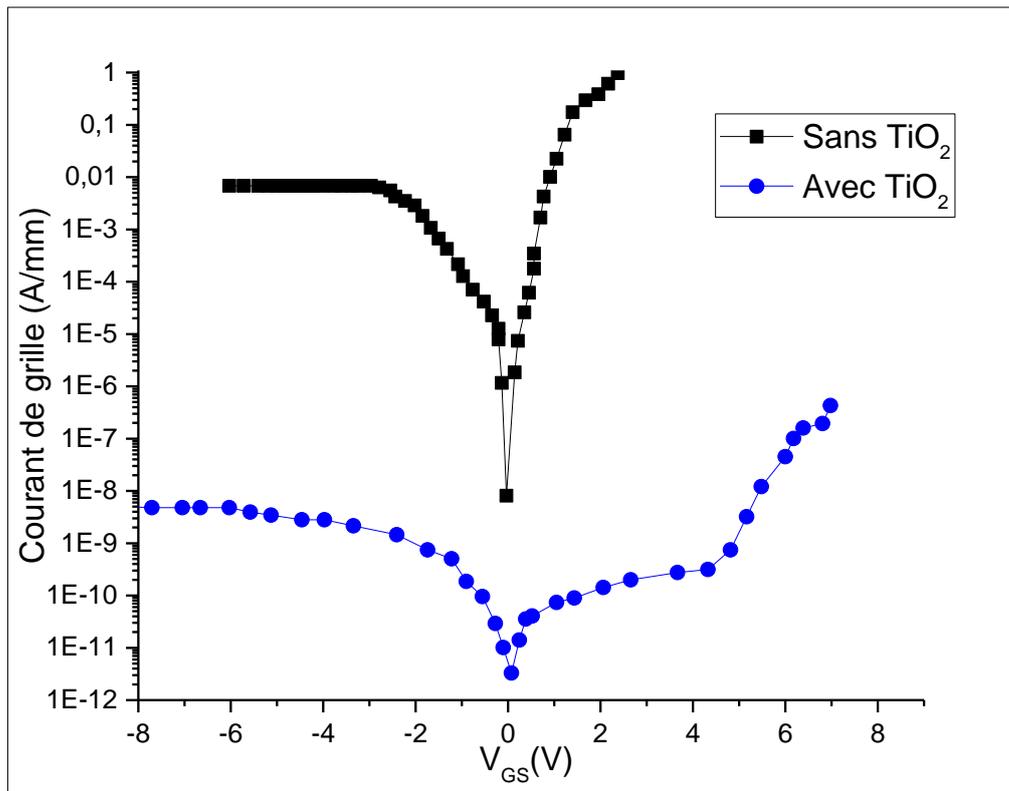


Figure III.18. Le courant de fuite de grille.

III.4.8. Etude et analyse de différents phénomènes de pièges présents dans le transistor MOSHEMT-T2

III.4.8.1. Phénomène de gate-lag

Les pièges de surface sont à l'origine du phénomène de gate-lag. Ils apparaissent lorsque la commande de grille passe d'un état de pincement à un état de conduction, ce qui se traduit par des états transitoires sur le courant de drain. La durée de ces états est de 1 ns jusqu'à quelques secondes.

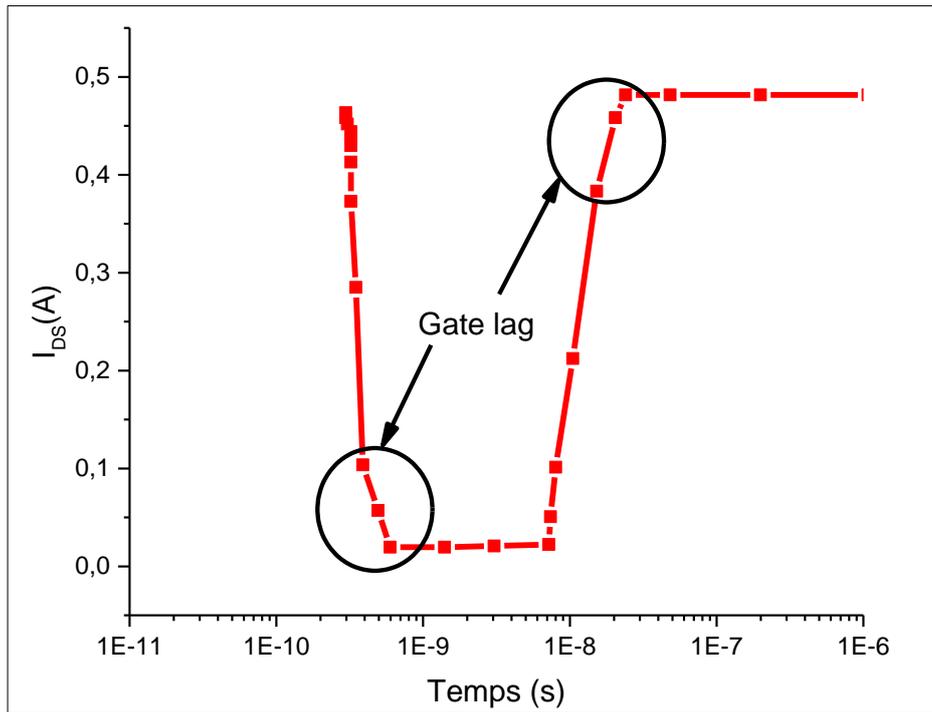


Figure III.19. Le courant de drain en régime transitoire Gate lag du transistor T2.

III.4.8.1. Phénomène de drain-lag

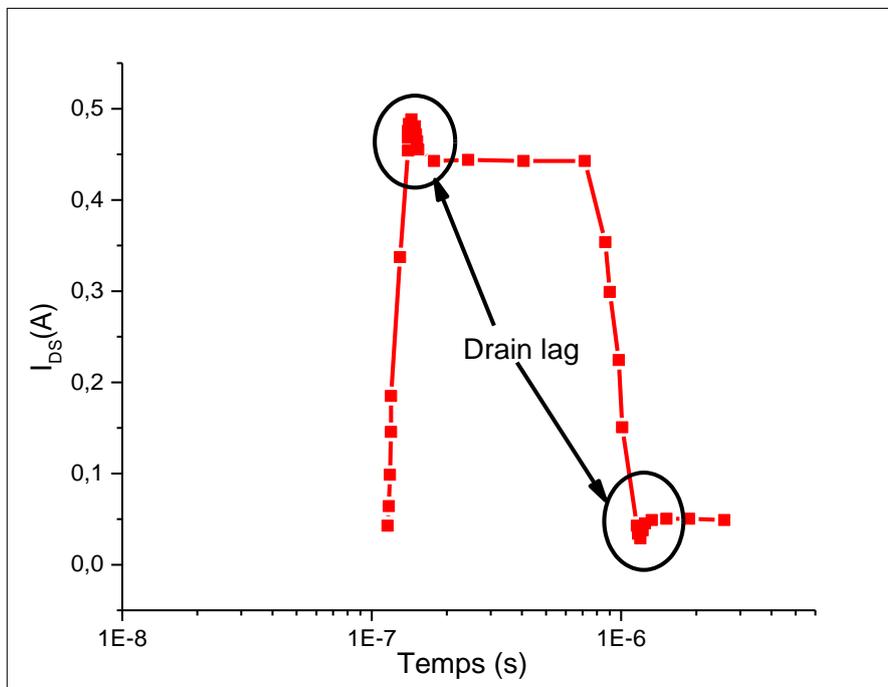


Figure III.20. Le courant de drain en régime transitoire Drain lag du transistor T2.

Le phénomène de drain-lag est lié à la présence de pièges dans le substrat semi-isolant et en surface dans l'espace grille-drain lors d'une variation rapide du champ électrique entre le drain et la source, les électrons provenant du canal peuvent alors être piégés. Le phénomène de drain-lag apparaît lors d'un changement brusque de la tension de drain, Il en résulte une chute brutale du courant de drain.

Le pourcentage de gate-lag et de drain-lag calculé est donné au Tableau III.5. Notre composant présente un gate-lag égale à 3,8% et un drain-lag égale à 10.1%. Nous pouvons alors conclure ce MOS-HEMT T2 atteint très rapidement son état stable.

Gate-lag (%)	Drain-lag (%)
3.8	10.1

Tableau III.5. Le pourcentage de gate-lag et de drain-lag pour le MOS-HEMT T2.

III.4.9. Etude et analyse des caractéristiques dynamiques

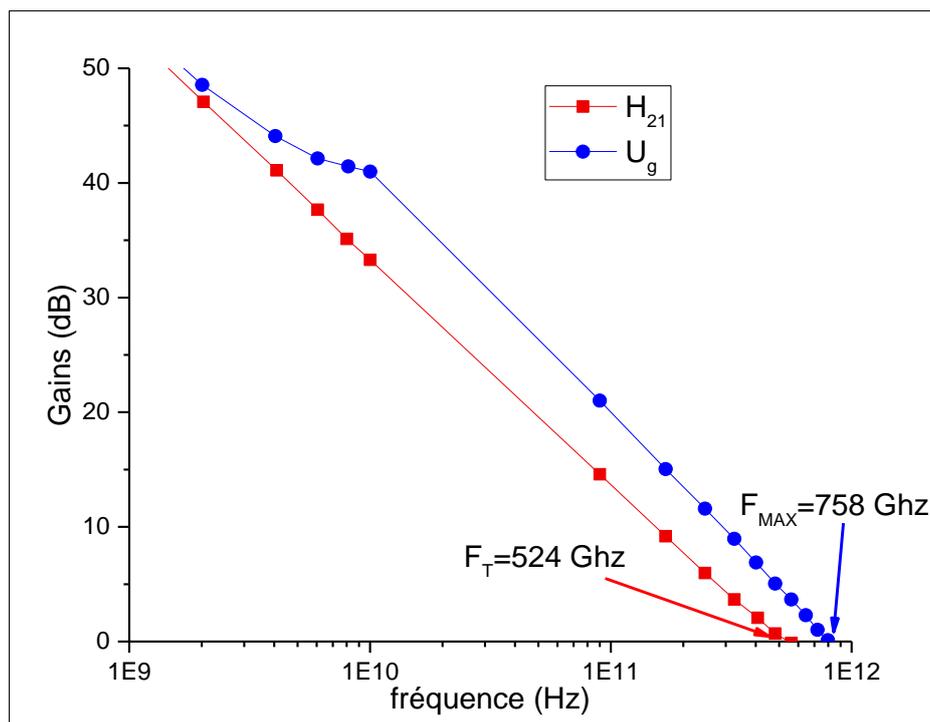


Figure III.21. Performances hyperfréquences à $V_{DS}=6V$ et $V_{GS}= 1.25 V$.

Ce type de transistors se caractérise principalement par deux fréquences importantes : la fréquence de transition F_T et la fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} . La fréquence de transition F_T est la fréquence pour laquelle le module du gain en courant est égal à 1 (soit 0dB). A $V_{DS}=6V$ et $V_{GS}= 1.25V$, une fréquence de coupure extrinsèque (F_T) de 524 GHz et une

fréquence maximum d'oscillation (F_{MAX}) de 758 GHz ont été obtenus à partir de l'extrapolation des gains H_{21} et U . Ces résultats sont à l'état de l'art mondial pour la filière de transistors AlGaIn/GaN. Le facteur de bruit dans le cas du transistor MOS-HEMT T2 est égal à 0.79 dB qui est une très faible valeur par rapport au MOS-HEMT T1.

III.4.10. Facteur de mérite pour un fonctionnement en puissance

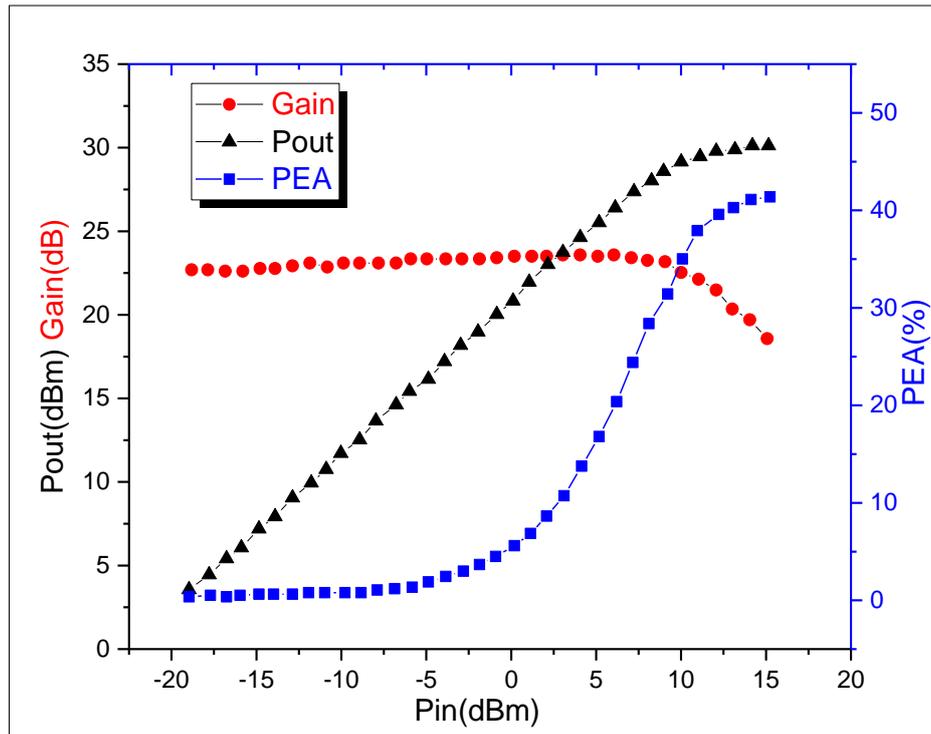


Figure III.22. Caractéristiques de puissance hyperfréquence à 10GHz.

Cette partie décrit les principaux résultats de caractérisation en puissance hyperfréquence obtenus avec l'impédance de charge optimale. La figure III.22.a décrit l'évolution du gain transducteur (G_T), de la puissance de sortie (P_{out}) et celle du rendement en puissance ajoutée (PAE) en fonction de la puissance injectée.

On obtient ainsi, un gain transducteur de 24.2dB, une puissance de sortie maximale de 29.6 dBm, ce qui correspond à une densité de puissance de 862 mW/mm. Le rendement en puissance ajoutée (PAE) atteint 43.1%.

III.5. Etude comparative entre les deux structures T1 et T2

Le tableau III-6 présente une étude comparative des principales caractéristiques électriques et technologiques des deux transistors étudiés à ceux publiés.

Les grandeurs statiques	T1	T2	Réf [121]	Réf [122]
Technologie de grille	normal	En T	En T	En T
L_g (nm)	60	10	30	40
Passivation	passivés	passivés	passivés	passivés
Cap layer	sans cap	avec cap	avec cap	avec cap
I_{DSS} (A /mm)	0.638	2.5	2.42	1.62
G_{max} (mS/mm)	200	1438	1150	723
n_s (cm ⁻²)	7.35×10^{12}	9.21×10^{12}	2.3×10^{13}	1.3×10^{13}
F_T (GHz)	229	524	246	220
F_{MAX} (GHz)	627	758	290	400
Tension de claquage V_B (V)	477	88	40	42
Tension de seuil V_{TH} (V)	-3.6	1.07	-1	-1.75
Gain transducteur (dB)	13.1	24.2	--	--
puissance de sortie maximale (dBm)	22,3	29.6	--	--
(PAE) %	26.5	43.1	32%	--

Tableau III.6. Etude comparative des deux transistors MOS-HEMTs T1 et T2 aux résultats publiés.

On remarque que le MOS-HEMT T2 présente une valeur de courant de saturation ($I_{DS}=2.5A/mm$) et une transconductance maximale ($g_{mmax}=1438$ mS/mm) supérieure à celle des transistor MOS-HEMT T1. On note alors que plus la longueur de la grille est grande et plus la valeur absolue de la tension de seuil V_{TH} et la valeur du courant de saturation I_{DS} diminuent. On note aussi que le maximum de la transconductance diminue avec l'augmentation de la longueur de la grille ce qui est cohérent avec la simulation. On constate également un courant de fuite de grille pour les deux transistors T1 et T2 plus faible que les mêmes structures sans oxyde, ceci est dû à l'utilisation du TiO_2 .

Le transistor T1 présente des performances électriques et RF moyennes par rapport au transistor T2 qui atteint des performances en fréquence et en DC meilleures puisque le meilleur résultat ($F_T= 524GHz$ et $F_{MAX}=758GHz$) a été obtenu pour une structure pour laquelle sa grille est courte $L_g=10$ nm passivée et avec l'utilisation d'un cap layer.

En comparant les résultats de ce travail à ceux des travaux publiés, on constate que les deux transistors présentent des bonnes performances, Ce qui fait que ces deux transistors sont des meilleurs candidats pour des applications en électronique, de puissance et en hyperfréquences.

III.6. Etude de l'influence des paramètres technologiques

Les paramètres technologiques jouent un rôle important dans l'optimisation et l'amélioration des performances électriques d'une telle structure. Dans cette optique, nous nous intéressons à étudier l'influence de quelques paramètres technologiques telles que la longueur de grille, le type de l'oxyde, la distance grille-source L_{gs} et aussi l'influence de la température sur les caractéristiques de MOS-HEMT T2.

III.6.1. Effet de la Longueur de la grille

La figure III.23 représente la variation du courant drain source en fonction de la tension drain-source V_{DS} pour différentes longueurs des grilles L_g (10 nm, 20 nm et 30 nm). On constate que le courant de saturation du drain diminue avec l'augmentation de la longueur de la grille. En effet, l'extension latérale de la zone des charges d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant ce qui limite le passage des électrons.

Cela veut dire que plus la grille est longue, plus le contrôle par la grille est efficace; par contre ceci provoque une augmentation de la capacité grille source C_{GS} et par conséquent une dégradation des performances en terme de fréquences F_{MAX} (fréquence d'oscillation) et F_T (fréquence de transition).

La transconductance est fortement liée à la longueur de grille L_g (figure III.24), elles sont inversement proportionnelles. Et comme G_m est associée aux performances RF du transistor, la longueur de la grille constituera un paramètre important à régler lors de l'optimisation de la structure du composant par conséquent, la grille est choisie à 10 nm de longueur de manière à ce que nous obtenions la meilleure fréquence de coupure possible.

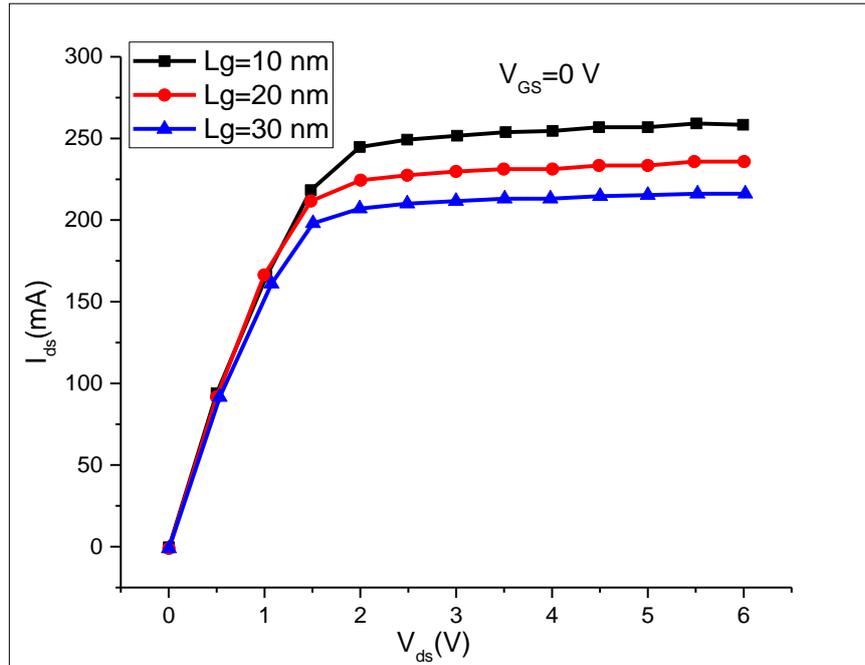


Figure III.23. Influence de la longueur de grille « L_g » sur les caractéristiques I-V du transistor MOS-HEMT T2.

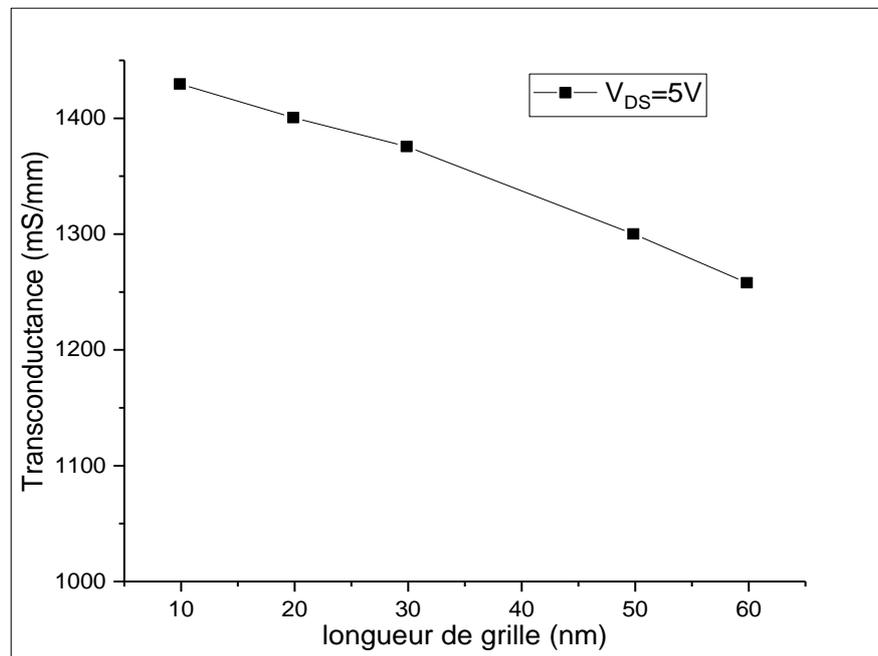


Figure III.24. Evolution de la transconductance en fonction de la longueur de grille.

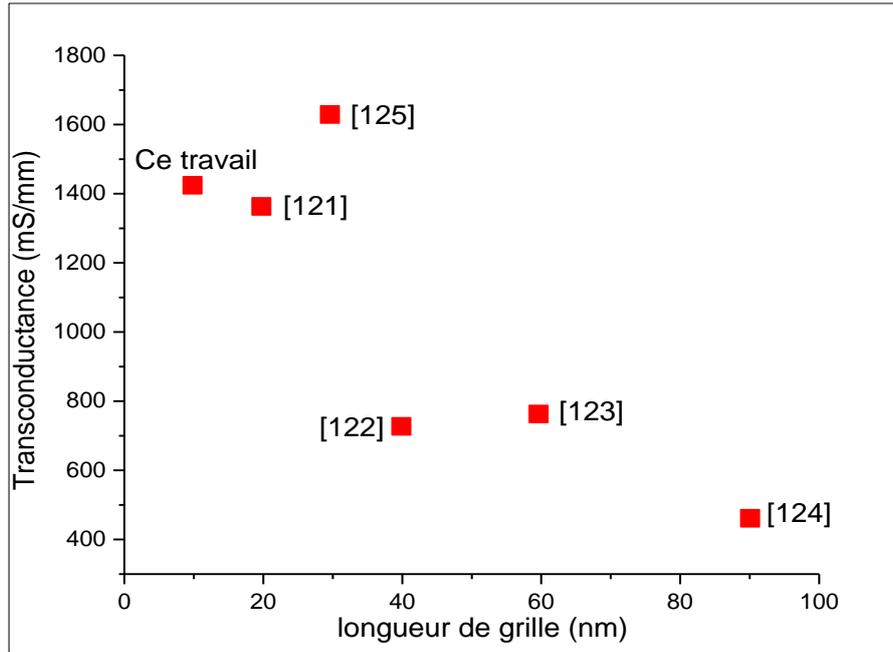


Figure III.25. Comparaison du pic extrinsèque de G_m en fonction de L_g avec les résultats rapportés aux [121-125].

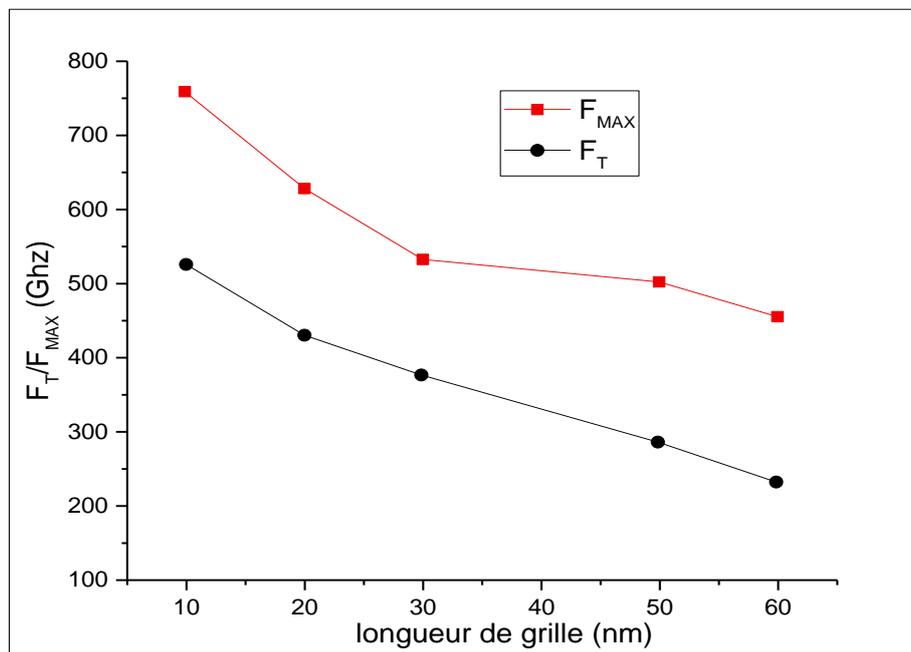


Figure III.26. Evolution de la fréquence en fonction de la longueur de grille.

La figure III.25 montre une comparaison de la transconductance G_m en fonction de la longueur de grille de MOS-HEMT T2 simulés avec certains résultats des publications existant

dans la littérature de diverses technologies. De toute évidence, une performance DC plus équilibrée est atteinte dans notre travail, ce qui est hautement souhaitable non seulement pour les applications à haute puissance, mais pour les applications à haute fréquence.

La relation entre la longueur de la grille et la fréquence est représentée sur la Figure III.26. On peut voir que F_T et F_{MAX} augmenter de façon constante avec la diminution de la longueur de la grille L_g . La capacité grille-source (C_{GS}) et la capacité grille-drain (C_{GD}) diminuent régulièrement avec la diminution de la longueur de la grille. Nous pouvons voir qu'avec la diminution de la capacité grille-source C_{GS} et de la capacité grille-drain C_{GD} , F_T et F_{MAX} augmenteront régulièrement selon les équations (I-27) et (I-28).

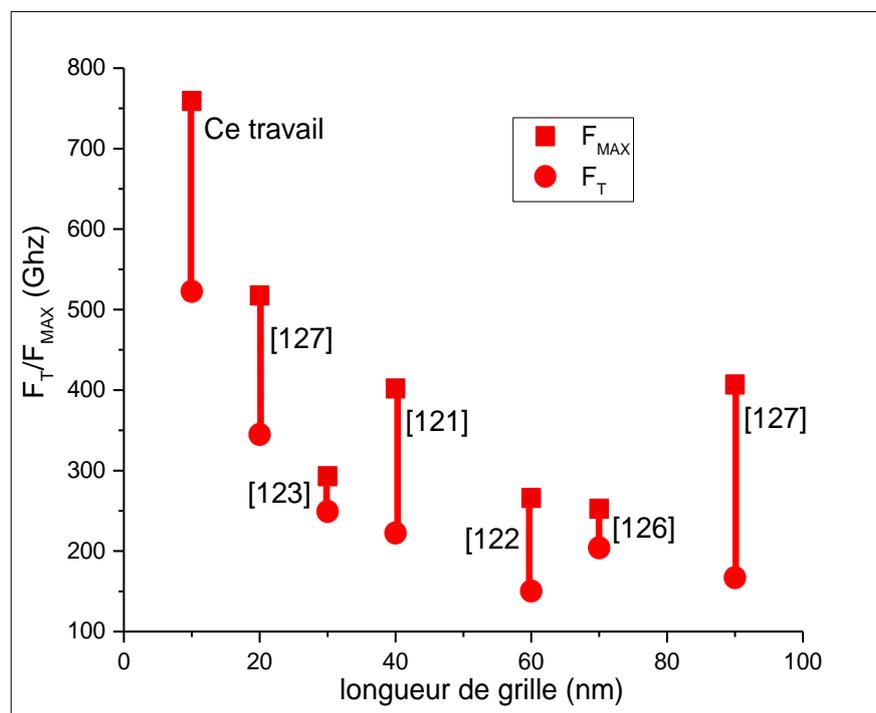


Figure III.27. Comparaison de F_T / F_{MAX} en fonction de L_g avec les résultats publiés [121-123, 126, 127].

La comparaison de nos résultats de simulation avec divers résultats expérimentaux et de simulation pour différentes longueurs de grille est illustrée sur la Figure III.27. Le MOS-HEMT dans [122] montre un F_T de 250 GHz mais la fréquence de coupure de gain obtenue est de 150 GHz seulement. Dans ce travail, le nouveau transistor proposé ayant 10 nm de longueur de la grille et fonctionnant dans E-mode GaN MOS-HEMT montre un $F_T / F_{MAX} = 524/758$ GHz. Ces fréquences de coupure élevées avec une densité de courant de drain et une transconductance d'enregistrement (G_m) améliorées montrent que le MOS-HEMT proposé est un dispositif

prometteur pour de futures applications RF à ondes millimétriques à haute vitesse et haute puissance.

III.6.2. Etude de l'effet du type de l'oxyde

Le type d'oxyde inséré sous la grille dans la structure MOS-HEMT joue un rôle primordial dans l'amélioration des performances statiques d'un tel composant. L'alumine (ou oxyde d'aluminium : Al_2O_3) est l'un des diélectriques les plus couramment empilés dans les structures MOS-HEMT. Afin de comparer les performances statiques de MOS-HEMT en TiO_2 et en Al_2O_3 nous avons tracé sur la figure III.28 le courant drain source pour $V_{GS} = 1.5 \text{ V}$ et 2 V , d'après la figure III.28, on constate que pour le même point de polarisation de grille le courant est maximum avec l'empilement d'une couche du dioxyde de titane (TiO_2). En fait, le TiO_2 possède de meilleures performances statiques en terme de puissance.

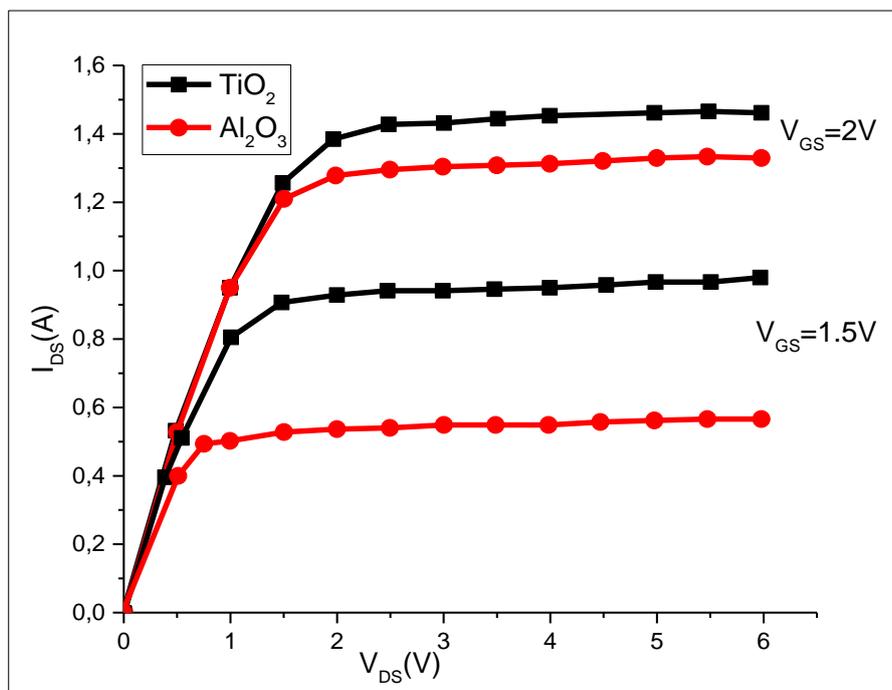


Figure III.28. Réseau des caractéristiques de sortie dans MOS-HEMT avec l'empilement du TiO_2 et Al_2O_3 .

III.6.3. Variation de la distance grille-drain L_{gd}

La figure III.29 représente la variation du courant drain source I_{DS} en fonction de la tension drain-source V_{DS} pour différentes distances grille-drain L_{gd} (645 nm, 545nm et 445nm). On constate que le courant du drain de saturation diminue avec le déplacement de la grille vers le

drain (diminution de la distance grille-drain), par exemple : pour $L_{GD} = 645 \text{ nm} \rightarrow I_{DS} \approx 1.5 \text{ A/m}$ et pour $L_{GD} = 545 \text{ nm} \rightarrow I_{DS} \approx 1.35 \text{ A/m}$. On peut conclure que le courant drain-source pour différents points de polarisation dépendent de la position de la grille donc l'augmentation de la distance grille-drain engendre une augmentation de la puissance délivrée par le transistor MOS-HEMT en GaN.

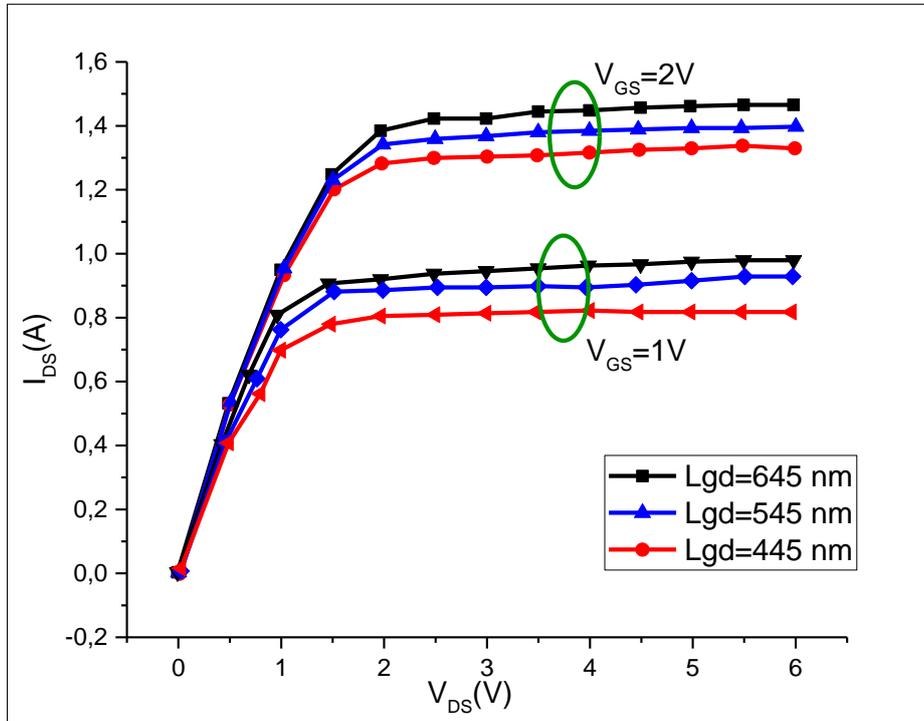


Figure III.29. Influence de la distance grille-drain sur les caractéristiques de sortie I_{DS} - V_{DS} pour $V_{GS} = 1$ et 2 V avec $L_{GD} = 645, 545$ et 445 nm .

III.6.4. Influence de la température sur les caractéristiques de MOS-HEMT AlGaIn/GaN

III.6.4.1. Caractéristique électriques statiques I_{DS} - V_{DS} - T

Nous exposons sur la figure III-30, l'influence de la température sur les caractéristiques I-V de transistor MOS-HEMT T2. Nous choisirons trois valeurs de la température « $T1 = 270 \text{ K} \sim -3 \text{ C}$ », « $T2 = 300 \text{ K} \sim 27 \text{ C}$ » et « $T3 = 500 \text{ K} \sim 77 \text{ C}$ ». Nous constatons que les performances et la fiabilité des transistors sont fortement influencées par la température. La conduction le long du canal étant due aux porteurs majoritaires (électrons), elle ne sera modifiée par la température que pour une variation de certains paramètres (mobilité des électrons, la hauteur de barrière Schottky, la vitesse de saturation, la constante diélectrique et même la résistance spécifique des contacts ohmiques). Si la température croît, l'agitation thermique des porteurs

de charges croît également et par conséquent la mobilité des électrons du canal diminue, ce qui provoque une diminution du courant I_{DS} . De même la hauteur de barrière de potentiel augmente quand la température augmente, donc la largeur de la zone de charge d'espace augmente par contre le canal conducteur se rétrécit, et par conséquent le courant de drain décroît.

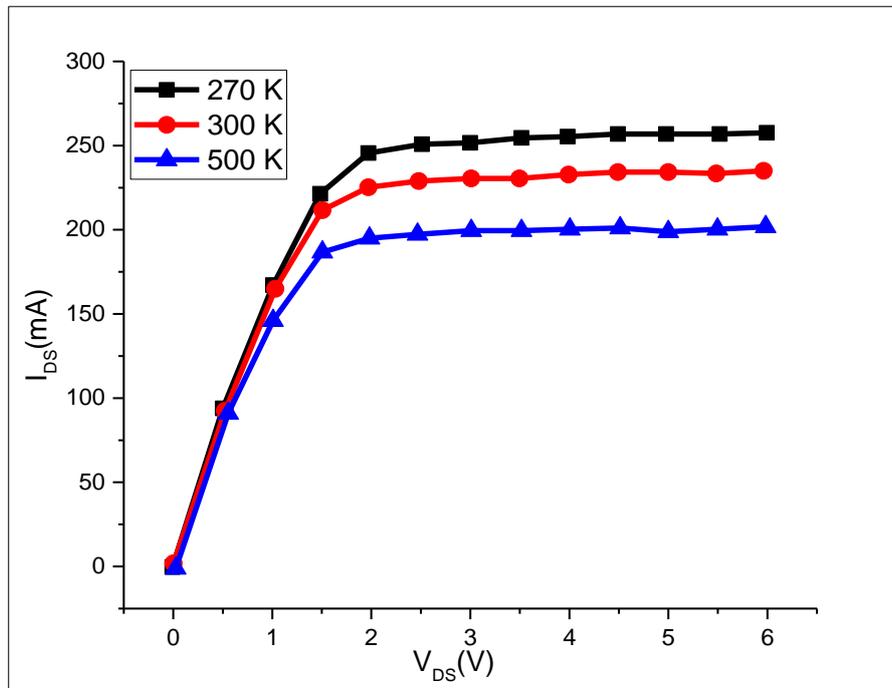


Figure III.30. Caractéristiques I_{DS} - V_{DS} en fonction de la température, à $V_{GS}=0$.

III.6.4.2. Caractéristique de transfert I_{DS} - V_{GS} -T

Dans le but de suivre l'évolution de la tension de seuil V_{TH} en fonction de la température nous choisirons trois valeurs de la température $T1 = 270 \text{ K} \sim -3 \text{ C}$, $T2 = 300 \text{ K} \sim 27 \text{ C}$ et $T3 = 500 \text{ K} \sim 77 \text{ C}$, nous traçons les caractéristiques I_{DS} - V_{GS} pour $V_{DS} = 8 \text{ V}$ (figure III.31).

On remarque que l'augmentation de température provoque :

- Une dégradation du courant drain-source I_{DS} (figure III.31).
- Un décalage de la tension de seuil V_{TH} vers les valeurs positives.

Ceci est associé à la décroissance de la mobilité des électrons issue de l'augmentation de la température qui influe sur les caractéristiques du courant en plus de la relaxation qui agit directement sur la valeur de la tension de seuil V_{TH} .

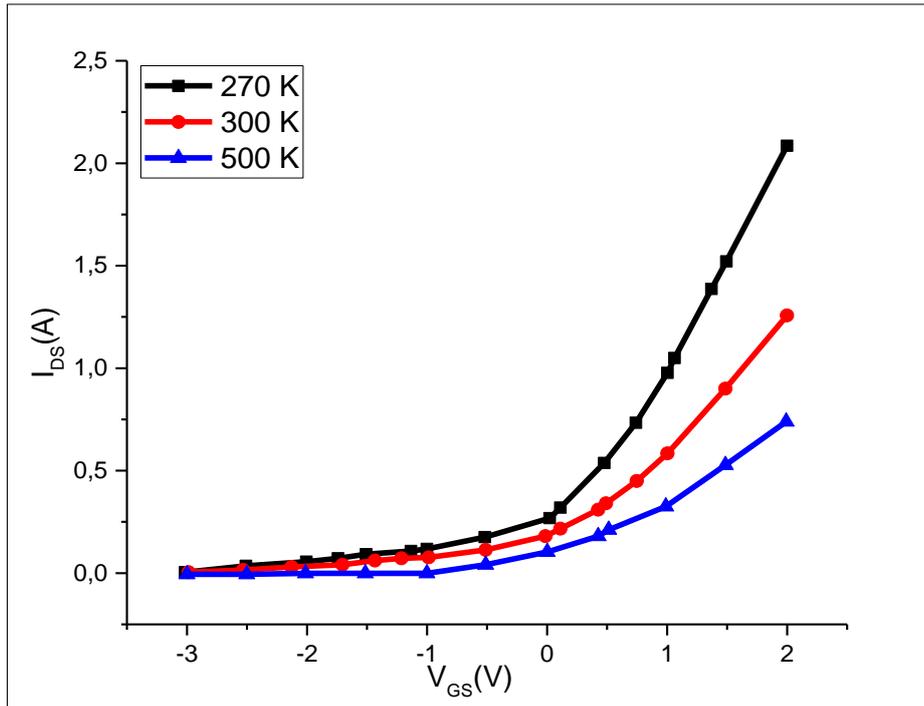


Figure III.31. Caractéristiques de transfert I_{DS} - V_{GS} en fonction de la température à $V_{DS}=8V$.

III.6.4.3. Fréquence de transition et maximale en fonction de la température

La fréquence de transition F_T obtenue quand $|H_{21}|=1$ a tendance à diminuer lorsque la température augmente. Cette baisse de la valeur de F_T est bien conforme à la théorie, car la fréquence de transition est proportionnelle à la vitesse de saturation des porteurs. Or, celle-ci décroît lorsque la température augmente. La conséquence directe de cette baisse de valeur de la fréquence de transition est la diminution du gain en courant. On peut estimer en regardant les Figures III-32 et III-33 que la fréquence maximale d'oscillation obéit à la même loi que F_T . Cette dégradation de la fréquence maximale d'oscillation vérifie bien la théorie, car la fréquence maximale d'oscillation est proportionnelle à la racine carrée de la fréquence de transition. Donc, si la fréquence de transition chute quand la température augmente, la fréquence maximale d'oscillation fait de même. En conséquence, la diminution de la fréquence maximale d'oscillation lorsque la température augmente entraîne une chute du gain maximum disponible.

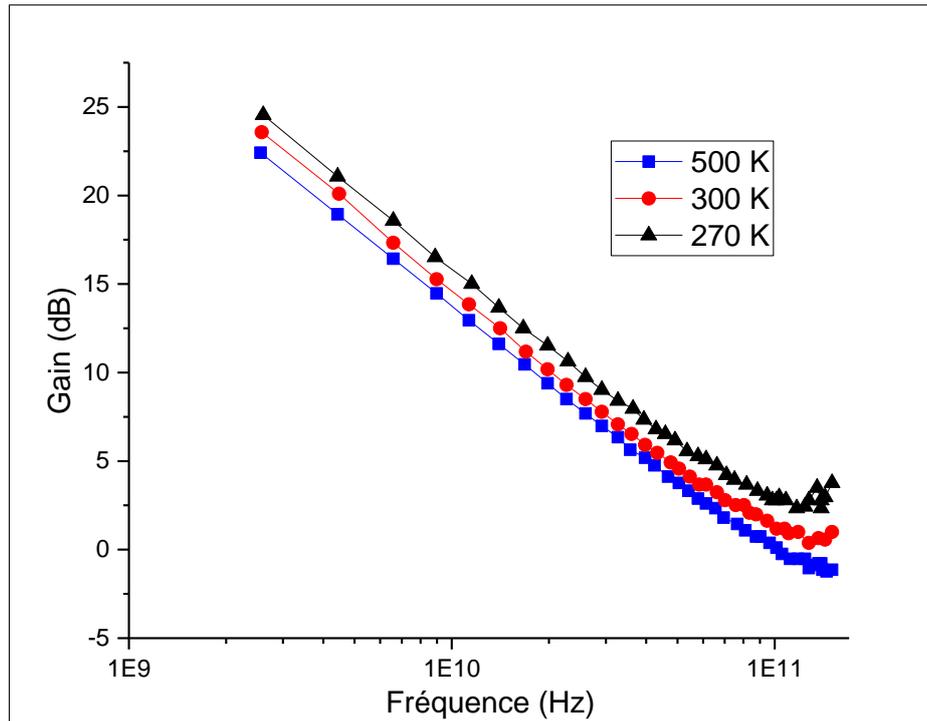


Figure III.32. Influence de la température sur la fréquence de transition.

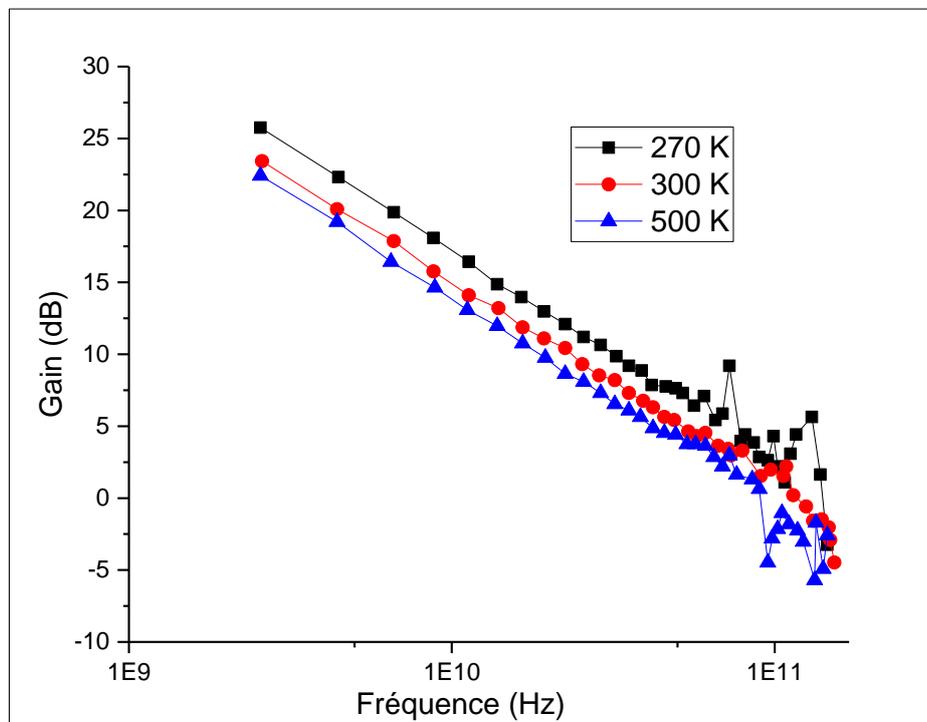


Figure III.33. Influence de la température sur la fréquence maximale d'oscillation.

III.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté les différentes étapes de simulation des transistors. Les caractéristiques en régime statique permettent d'extraire la densité de courant maximale, la transconductance maximale G_{Mmax} et le courant de grille I_{GS} . La densité de courant de drain permet d'estimer les performances potentielles en puissance du composant. D'où l'intérêt d'effectuer des simulations en régime statique en premier lieu. Dans le cas des composants proposés et étudiés dans le cadre de ce travail, une densité de courant maximale supérieure à 600 mA/mm a été obtenue avec des courants de grille relativement faibles. Les simulations hyperfréquences effectuées sur le transistor avec une longueur de grille de 60 nm a permis l'obtention d'une fréquence de coupure de 229 GHz et une fréquence maximale d'oscillation (F_{MAX}) supérieure à 627 GHz. Une densité de puissance maximale de 850mW/mm est obtenue à une fréquence de 10 GHz pour une tension de drain $V_{DS}=15$ V. Cette faible densité de puissance obtenue est liée à la présence de pièges dans la structure. Les simulations pulsées révèlent un drain-lag et un gate-lag respectivement de l'ordre de 13.6 % et 5.3%.

D'autre part, le transistor à grille en T avec une longueur de grille de 10 nm a permis l'obtention des performances à l'état de l'art, tant en régime statique qu'en termes de fréquences de coupures. Une densité de courant I_{DS} de l'ordre de 2500 mA/mm, une transconductance maximale de 1438mS/mm et un courant de grille relativement faible ont été obtenus. Une fréquence maximale d'oscillation de 758 GHz associée à une fréquence de coupure de 524 GHz ont été relevées. Ces améliorations démontrent les potentialités des MOS-HEMTs AlGaIn/GaN. Cependant, les caractéristiques en puissance hyperfréquences effectuées à 10 GHz présentent des densités de puissance autour de 1 W/mm. Ces résultats en puissance sont satisfaisants comparés aux résultats attendus et prédits à partir des performances statiques obtenues.

Chapitre IV :

Les méthodes d'optimisation

IV.1. Introduction

Dans tous les domaines d'activités, les concepteurs sont amenés à concevoir de nouveaux dispositifs. Ce travail de conception, longtemps manuel est basé sur l'expérience et la pratique, devient de plus en plus automatisé, grâce à l'arrivée des ordinateurs. Cette démarche de conception d'un dispositif de grande performance est grandement facilitée et devient plus efficace grâce notamment aux méthodes d'optimisation. Elles doivent permettre l'obtention de la configuration optimale satisfaisant les besoins fonctionnels et économiques. Mais cette tâche est difficile, en effet, son but est de trouver un compromis entre plusieurs facteurs. Il en résulte qu'une même conception peut être optimisée de différents points de vue.

Les problèmes d'optimisation en électronique présentent plusieurs difficultés liées aux besoins de l'utilisateur (recherche d'une solution globale, fiabilité et précision de la solution, diversité des problèmes traités, temps de calculs disponible, ...), aux caractéristiques du problème d'optimisation (non linéarité, dérivées difficilement accessibles, ...) et aux temps de calculs importants. La résolution de telles difficultés a fait l'objet de nombreux travaux [128-130] en utilisant diverses méthodes d'optimisation.

Les méthodes d'optimisation peuvent être réunies en deux différents groupes : les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques.

En effet, les méthodes stochastiques permettent de localiser l'optimum d'une fonction dans l'espace des paramètres sans avoir recours aux dérivées de la fonction par rapport à ces paramètres. De plus, elles ne se laissent pas piéger par un optimum local et réussissent le plus souvent à déterminer l'optimum global de la fonction considérée. Leur principe consiste à les faire évoluer au moyen des règles heuristiques et probabilistes. Nous avons surtout retenu pour notre étude les algorithmes génétiques et le recuit simulé.

IV.2. Classification des méthodes d'optimisation

Les méthodes d'optimisations sont classées, selon le mode de recherche de l'optimum, en deux grands groupes : les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques.

IV.2.1. Méthodes déterministes

Ces méthodes peuvent être subdivisées en plusieurs sous classes, les méthodes heuristiques, les méthodes statistiques, les méthodes Branch & Bound, les méthodes mathématiques, et les méthodes d'apprentissage automatique.

IV.2.2. Méthodes stochastiques

Les méthodes d'optimisation stochastiques s'appuient sur des mécanismes de transition probabilistes et aléatoires. Cette caractéristique indique que plusieurs exécutions successives de ces méthodes peuvent conduire à des résultats différents pour une même configuration initiale d'un problème d'optimisation.

Ces méthodes ont une grande capacité à trouver l'optimum global du problème. Contrairement à la plupart des méthodes déterministes, elles ne nécessitent ni point de départ, ni la connaissance du gradient de la fonction objective pour atteindre la solution optimale. Elles sont d'ordre zéro. Cependant, elles demandent un nombre important d'évaluations de la fonction objectif. La figure IV.1 présente les méthodes stochastiques les plus utilisées.

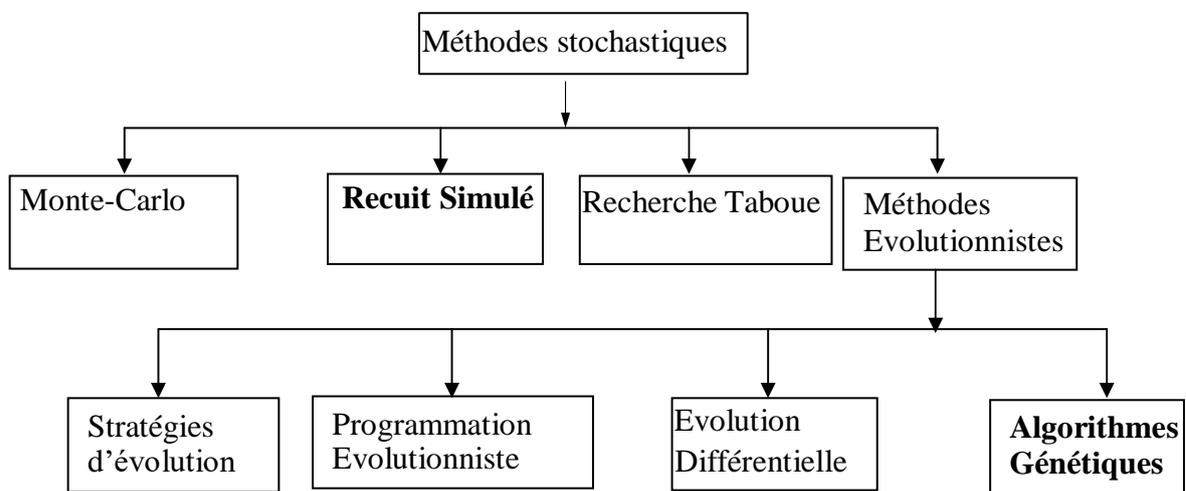


Figure IV.1. Méthodes d'optimisation stochastiques.

IV.3. Choix des méthodes d'optimisation [131]

Dans la plupart des problèmes de conception en électronique, la fonction à optimiser à plusieurs minimas. Dans ce cas, les méthodes déterministes locales ne peuvent conduire à la solution, sauf si le point de départ est voisin de la solution globale, ce qui est peu probable.

Les méthodes stochastiques sont l'alternative pour résoudre ces problèmes à plusieurs minimas. Elles sont capables de trouver le minimum global d'une fonction même dans des cas très difficiles, alors que la fonction considérée présente un grand nombre de minima relatifs. Cependant, il y a un prix à payer, en temps de calcul, qui peut être élevé.

Dans le cadre des méthodes de simulation numérique utilisées dans l'analyse de dispositifs électromagnétiques, la méthode des éléments finis (MEF) se présente aujourd'hui comme une

des méthodes les plus robustes et les plus généralistes que nous ayons. La simulation par éléments finis permet d'obtenir des résultats assez fiables, même en situation où le dispositif analysé présente une configuration complexe.

La difficulté d'évaluer le gradient de la fonction objectif directement à partir d'une simulation par éléments finis peut limiter l'utilisation des méthodes d'optimisation déterministes les plus performantes.

De plus, le temps de calcul demandé par la MEF pour atteindre une solution peut devenir important, surtout lorsque l'analyse du dispositif est réalisée en trois dimensions. La résolution d'un problème d'optimisation par les méthodes stochastiques peut demander quelques centaines, voire quelques milliers d'évaluations de la fonction objectif, ce qui induit des temps de calcul de plusieurs jours à plusieurs semaines.

Cependant, cet inconvénient peut être levé si une architecture informatique permettant le calcul distribué sur plusieurs ordinateurs connectés au réseau est utilisée.

En conclusion, les méthodes stochastiques sont certainement bien adaptées à la résolution des problèmes d'optimisation dans le domaine d'électronique. Les algorithmes génétiques (AGs) et le recuit simulé (RS) sont développés dans les paragraphes suivants.

IV.4. Algorithmes génétiques (GAs)

Le développement des techniques de solution de problèmes basées sur les principes d'héritage et d'évolution naturelle a été mis en évidence au courant des années soixante-dix.

Parmi ces techniques ressort l'algorithme génétique. Cet algorithme a démontré de très bons résultats dans la résolution de problèmes d'origine combinatoire.

L'algorithme génétique est un exemple de procédure pseudo-aléatoire qui utilise un choix aléatoire pour guider une exploration dans un espace de recherche. En effet, l'algorithme génétique est une technique intelligente [131] de solution aux problèmes d'optimisation combinatoire fondée sur les principes d'évolution naturelle et d'héritage [132]. A partir d'un ensemble de solutions (nommées population ou ensemble de chromosomes parents), l'algorithme se sert des opérateurs génétiques pour obtenir de nouvelles solutions (ensemble d'enfants), souvent meilleures selon un critère d'évaluation donné. Le processus prend après comme population la nouvelle génération et ainsi de suite. La condition d'arrêt du processus et la grandeur de la population initiale sont définis selon des tests expérimentaux, en fonction des connaissances du problème traité.

IV.4.1. Principe des algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques sont l'œuvre de Holland [133]. Il s'est directement inspiré du modèle des lois de la nature de Darwin, modèle basé sur la survie des espèces les plus fortes. Ainsi, dans un bassin de population donné, les plus forts individus auront plus de chance de se reproduire et ainsi de transmettre leurs gènes pour produire de meilleurs descendants, augmentant la qualité globale de la population. La population qui résultera de cette reproduction sera donc globalement mieux adaptée à l'environnement que la précédente puisque la plupart des individus auront hérité de plusieurs des caractéristiques de "l'élite" de la génération précédente (puisque chacun hérite à la fois de sa mère et de son père). Et c'est ainsi, en recombinaison à chaque génération les caractéristiques élémentaires de bonne adaptation et en saupoudrant le tout d'un peu de hasard, que la population va évoluer vers une adéquation toujours meilleure avec l'environnement. Dans cette ligne de pensée où les spécimens se reproduisent, dans le modèle des algorithmes génétiques, les spécimens se reproduiront aussi; en particulier les plus forts à un rythme plus rapide. Des opérations génétiques sont effectuées sur deux candidats pour obtenir deux nouveaux candidats plus performants que leurs propres parents. La progéniture aura hérité de bons gènes de chaque parent. Pour trouver une solution à un problème, les AGs utilisent le hasard. En effet, les gènes de chaque parent sont choisis et croisés de façon aléatoire dans la progéniture.

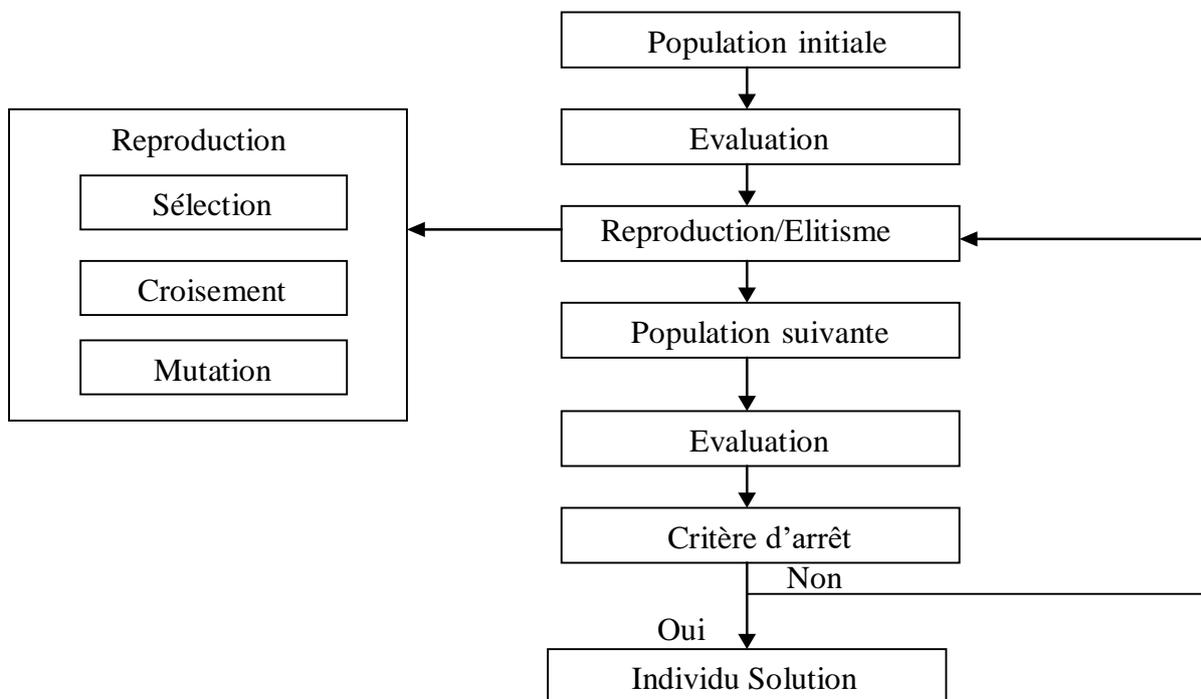


Figure IV.2. Schéma du principe des algorithmes génétiques [133].

IV.4.2. Caractéristiques des algorithmes génétiques

Les algorithmes génétiques se caractérisent par quatre aspects : le codage des paramètres du problème, l'espace de recherche, la fonction d'évaluation servant à sélectionner les chromosomes parents, et le hasard qui joue un rôle important dans l'évolution des chromosomes de génération en génération. Nous allons passer en revue ces différents aspects.

IV.4.2.1. Codage

Chaque paramètre d'une solution est assimilé à un gène, toutes les valeurs qu'il peut prendre sont les allèles de ce gène, on doit trouver une manière de coder chaque allèle différent de façon unique (établir une bijection entre l'allèle "réel" et sa représentation codée).

Un chromosome est une suite de gène, on peut par exemple choisir de regrouper les paramètres similaires dans un même chromosome (chromosome à un seul brin) et chaque gène sera repérable par sa position.

Chaque individu est représenté par un ensemble de chromosomes, et une population est un ensemble d'individus.

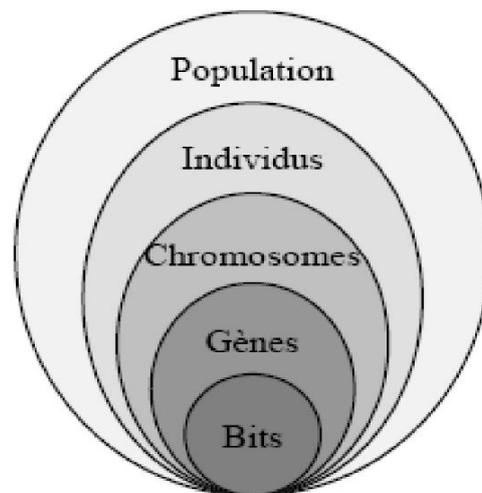


Figure IV.3. Les cinq niveaux d'organisation d'un algorithme génétique.

Il y a trois principaux types de codage utilisables, et on peut passer de l'un à l'autre relativement facilement :

- **Codage binaire:** c'est le plus utilisé. Chaque gène dispose du même alphabet binaire (0,1). Si un gène est représenté par un entier long (32 bits), les chromosomes qui sont des suites de gènes sont représentés par des tableaux de gènes et les individus de notre espace de recherche sont représentés par des tableaux de chromosomes.

- **Codage réel** : les nombres binaires étant pour nous moins évocateurs que les nombres réels, des difficultés surviennent pour exprimer la fonction objective et traiter les problèmes à plusieurs variables. En outre, les opérations de conversion des solutions potentielles (réelles) en chaînes de bits et des solutions obtenues en une forme réelle facilitant leur interprétation sont coûteuses en temps-machine. De plus, elles sont répétées un grand nombre de fois à chaque génération. La représentation réelle propose un compromis intéressant : elle élimine toutes les opérations de conversion, mais en contrepartie elle rend les algorithmes génétiques plus dépendants des problèmes.
- **Codage de Gray** : dans le cas d'un codage binaire on utilise souvent la "distance de Hamming" comme mesure de la dissimilarité entre deux éléments de population, cette mesure compte les différences de bits de même rang de ces deux séquences. Et c'est là que le codage binaire commence à montrer ses limites. En effet, deux éléments voisins en terme de distance de Hamming ne codent pas nécessairement deux éléments proches dans l'espace de recherche. Cet inconvénient peut être évité en utilisant un "codage de Gray" : le codage de Gray est un codage qui a comme propriété qu'entre un élément n et un élément $n + 1$, donc voisin dans l'espace de recherche, un seul bit diffère.

Il existe deux types de difficultés dans le choix d'un codage. D'une part celui-ci doit pouvoir être adapté au problème de façon à limiter au mieux la taille de l'espace de recherche, et aussi de façon que les nouveaux chromosomes engendrés par les opérateurs de recherche soient significatifs le plus souvent possible, c'est à dire qu'ils puissent coder des solutions valides respectant les contraintes du problème

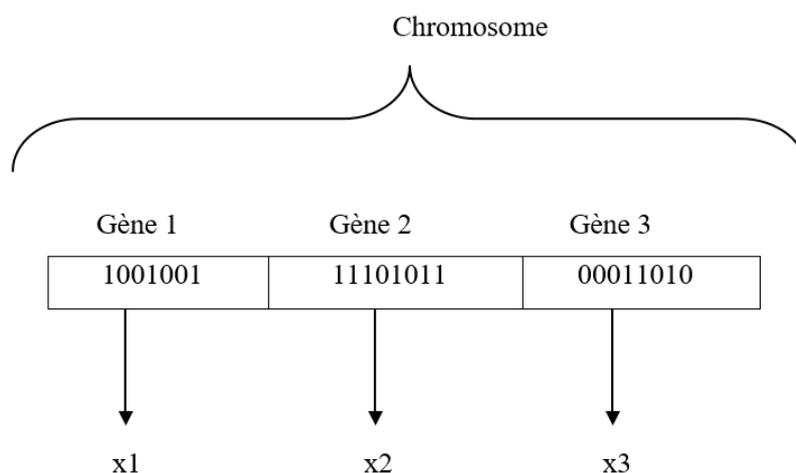


Figure IV.4. Illustration schématique du codage des variables réelles.

IV.4.2.2. Espace de recherche des solutions

La plupart des méthodes d'optimisation effectuent une recherche point à point. Les règles de transition d'un point à un autre sont souvent déterministes et la solution trouvée est souvent un optimum local au lieu d'être un optimum global. Les AGs effectuent la recherche à partir d'une population de chaînes générées aléatoirement. Dans cette population, on retrouvera à la fois des candidats très performants et d'autres qui le sont moins.

Le parallélisme induit est un avantage évident car l'approche de la recherche à partir d'une population peut être perçue comme une recherche locale dans un sens généralisé. Ce n'est pas le voisinage d'une seule solution qui est explorée, mais le voisinage de toute la population; ce qui ne devrait pas être assimilé à une simple union des voisinages individuels [134]. Ainsi donc, une population initiale diversifiée offre plus de chances de bien cerner la recherche et de mieux se rapprocher de la solution optimale, sinon on risque d'obtenir des espèces dégénérées et la probabilité de converger vers un minimum global est ainsi fortement réduite.

IV.4.2.3. Fonction d'évaluation (fitness) et le hasard

Contrairement à bon nombre de méthodes qui requièrent beaucoup d'informations pour pouvoir fonctionner efficacement, les AGs nécessitent peu d'informations : ils fonctionnent essentiellement de manière aveugle. Pour effectuer une recherche de solutions meilleures, ils n'ont besoin que des valeurs des fonctions objectives associées aux chaînes individuelles. Ces valeurs ont pour but d'évaluer si un individu est mieux adapté qu'un autre à son environnement. Ce qui signifie qu'elle quantifie la réponse fournit au problème pour une solution potentielle donnée. Ainsi les individus peuvent être comparés entre eux [135].

Les individus déterminés par la fonction objective (fitness) vont servir au processus de sélection des candidats aptes à la reproduction et au processus de survie des espèces. Cette fonction, propre au problème, est souvent simple à formuler lorsqu'il y a peu de paramètres. Au contraire, lorsqu'il y a beaucoup de paramètres ou lorsqu'ils sont corrélés, elle est plus difficile à définir. Dans ce cas, la fonction devient une somme pondérée de plusieurs fonctions. Un ajustement des coefficients est alors nécessaire.

Par ailleurs, les AGs utilisent des règles de transition probabilistes plutôt que déterministes pour guider leur recherche. Le choix des chromosomes à perturber est réalisé de façon probabiliste. Dans le processus de croisement, le lieu de croisement est choisi aléatoirement à l'intérieur du chromosome. De même, le gène devant subir une mutation à l'intérieur d'un chromosome est choisi selon une certaine probabilité. Le hasard occupe donc une place importante dans le fonctionnement des AGs.

IV.4.2.4. Concepts et formalismes d'opérateurs génétiques

Les opérateurs génétiques sont appliqués à une population initiale de façon à produire, dans le temps, des populations successives de qualité. Une des représentations génétiques les plus utilisées est la binaire, dans laquelle chaque gène (composant) d'un chromosome est symbolisé par les valeurs zéro ou un. La représentation par nombres entiers associe à chaque gène une valeur entière. La figure IV.5 représente une chaîne (un chromosome) composé de 7 bits.

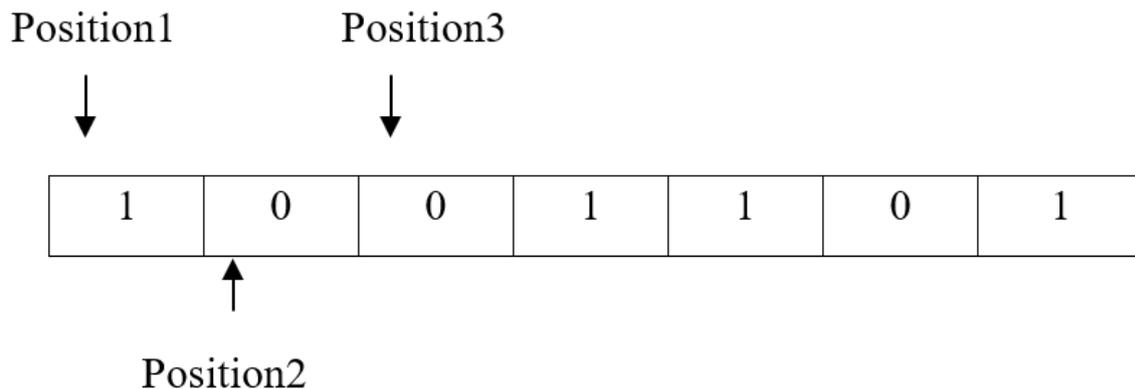


Figure IV.5. Schéma d'un chromosome.

Les opérateurs génétiques de base sont : la sélection, le croisement, la mutation et l'élitisme.

➤ Sélection

La sélection permet d'identifier statistiquement les meilleurs individus d'une population et d'éliminer les mauvais. On trouve dans la littérature un nombre important de principes de sélection plus ou moins adaptés aux problèmes qu'ils traitent. Les deux principes de sélection suivants sont les plus couramment utilisés : Roulette

Cette méthode exploite la métaphore d'une roulette de casino. La roue est divisée en autant de secteurs que d'individus dans la population. La taille de ces secteurs est proportionnelle à l'adaptation de chaque individu. En faisant tourner la roue, l'individu pointé à l'arrêt de la boule est sélectionné. Les individus les mieux adaptés ont donc plus de chance d'être tirés au sort lors du déroulement du jeu.

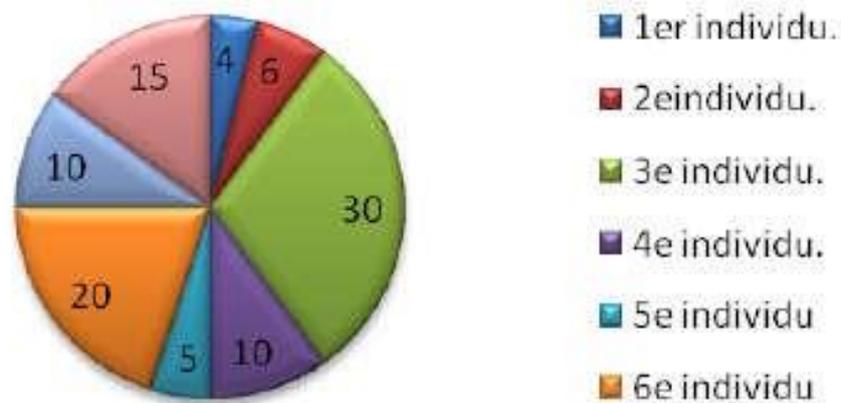


Figure IV.6. La roulette [136].

➤ Tournoi

Cette méthode ressemble plus à ce qui se passe dans la réalité. Comme son nom l'indique, elle fait s'affronter deux ou plusieurs individus afin que la meilleure gagne. Plusieurs variantes existent. On peut par exemple faire varier le nombre d'individu qui doivent s'affronter au départ, ou encore permettre ou non que le même individu soit éligible plusieurs fois lors d'un même tournoi.

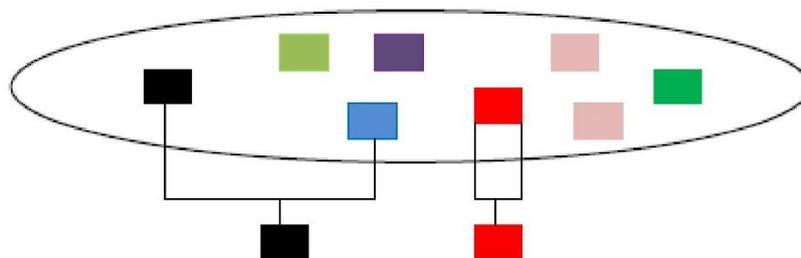


Figure IV.7. Le tournoi entre deux individus avec rééligibilité [134].

➤ Croisement

Le croisement a pour but d'enrichir la diversité de la population en manipulant la structure des chromosomes. Classiquement, les croisements sont envisagés avec deux parents et génèrent deux enfants.

Initialement, le croisement associé au codage par chaînes de bits est le croisement à découpage de chromosomes (slicing crossover). Pour effectuer ce type de croisement sur des chromosomes constitués de M gènes, on tire aléatoirement une position dans chacun des parents. Le schéma ci-dessous illustre le croisement (figure IV.8).

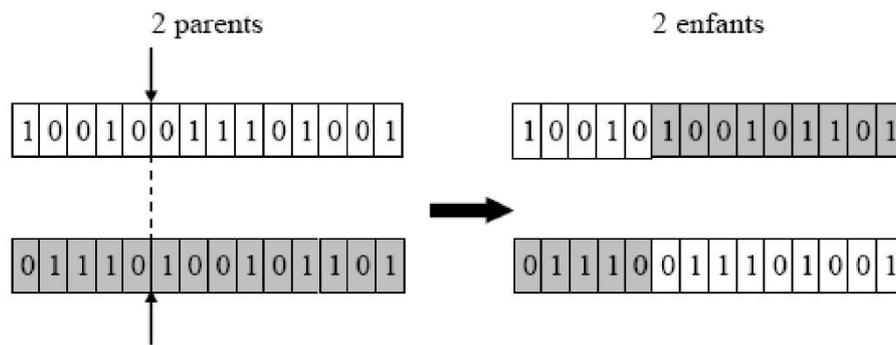


Figure IV.8. Croisement.

➤ Mutation

La mutation est un processus qui consiste à permuter un bit choisi au hasard dans un chromosome. On attribue à ce processus la fréquence à laquelle la mutation se produit. Si on lui associe une probabilité de 0.005, un chromosome aura cinq chances sur mille d'être muté. La mutation modifie aléatoirement la valeur d'une position d'une chaîne comme illustré dans la figure IV.9. Elle est utile pour ramener du matériel génétique qui aurait été oublié par les opérateurs de croisement. Certaines implantations vont automatiquement changer la valeur du bit choisi, d'autres vont générer aléatoirement une nouvelle valeur de bit, ce qui n'entraîne aucune mutation [137].

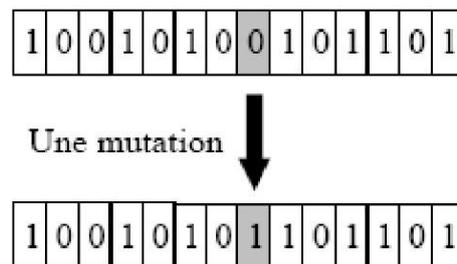


Figure IV.9. Mutation [57].

➤ Elitisme

L'élitisme est un opérateur optionnel particulier, il permet de garder l'individu le mieux adapté d'une génération à la suivante. En effet, l'opérateur de sélection peut ne pas le sélectionner, le croisement avec un autre individu peut donner des individus moins adaptés si les gènes ne sont pas bien recombinaés ou encore sa mutation peut également le rendre moins adapté [135].

IV.4.2.5. Critères de convergence

Afin de mettre fin à l'algorithme génétique, trois critères de convergence ont été utilisés, si l'un de ces critères est atteint, le processus d'optimisation se termine en convergeant à la solution optimale. Les critères sont :

1. Quand l'erreur normalisée du meilleur chromosome tend à la plus petite valeur (l'erreur de tolérance fixée ε) c.-à-d. : lorsqu'une solution optimale S_m est connue pour un problème donné, on peut aussi arrêter l'algorithme après l'atteinte d'un optimum pratique à cette solution:

$$\left| \frac{S_C - S_m}{S_C} \right| \cdot 100 \leq \varepsilon \quad (\text{IV-1})$$

Où : S_C est la solution à comparer, S_m est la meilleur solution (solution optimale).

2. Si le meilleur individu de la population reste inchangé pendant un nombre donné t_n de générations, on considère que l'algorithme a convergé et que cette meilleure solution est l'optimum de cette recherche. Ce critère vérifie la création de nouvelles solutions plus performantes parmi la population.
3. Si le nombre d'itérations atteint le nombre de génération N_{GEN} fixé.

IV.4.2.6. Grandes étapes de l'algorithme génétique

Le principe d'un algorithme génétique consiste à évaluer une population et à en générer une autre de façon itérative grâce aux actions opérées par les opérateurs génétiques. Le nombre de chromosomes dans une population reste inchangé à travers les diverses générations. Pour mettre en œuvre un AG, il faut disposer d'un schéma pour coder les solutions du problème, une fonction d'évaluation, une procédure d'initialisation, un ensemble d'opérateurs et un ensemble de paramètres qui gouvernent l'élaboration de la population initiale, l'exécution des opérateurs et l'arrêt de génération de nouvelles populations.

De façon générale, un AG fonctionne selon les étapes suivantes :

- Étape 1 : On génère une population initiale de taille n , représentant le nombre de chromosomes. Puis on choisit au hasard les gènes qui composent chaque chromosome. La qualité de la population initiale est très importante pour la génération de meilleures solutions. La diversité de la population est très importante pour éviter la convergence prématurée vers des minimums locaux. Cette diversité de population se définit initialement et se maintient en combinant diverses stratégies de croisement et de mutation.
- Étape 2 : On évalue chaque chromosome par la fonction objective, ce qui permet de déduire sa valeur d'aptitude.

- Étape 3 : On exécute les cycles de génération de populations. Chaque nouvelle génération remplace la précédente. Le nombre de cycle x est déterminé au départ.

Dans chaque cycle, n chromosomes sont choisis pour reproduction et croisement deux à deux. Après la création de la $X^{\text{ème}}$ population, les chromosomes vont évoluer de façon telle que cette dernière génération contient des chromosomes qui sont meilleurs que ceux des générations précédentes.

IV.4.3. Avantages et inconvénients des algorithmes génétiques

IV.4.3.1. Avantages des AGs

- Les AGs opèrent au niveau du codage des paramètres sans se soucier de leur nature, donc ils s'appliquent à de nombreuses classes de problèmes, qui dépendent éventuellement de plusieurs paramètres de natures différentes (booléens, entiers, réels, fonctions...).
- Potentiellement les AGs explorent tous l'espace des points en même temps, ce qui limite les risques de tomber dans des optimums locaux ;
- Les AGs ne se servent que des valeurs de la fonctionnelle pour optimiser cette dernière, il n'y a besoin d'effectuer de coûteux et parfois très complexes calculs;
- Les AGs présentent une grande robustesse c'est-à-dire une grande capacité à trouver les optimums globaux des problèmes d'optimisation.

IV.4.3.2. Inconvénients des AGs

- Les AGs ne sont encore actuellement pas très efficaces en coût (ou vitesse de convergence), vis-à-vis de méthodes d'optimisation plus classiques ;
- Parfois les AGs convergent très vite vers un individu particulier de la population dont la valeur d'adaptation est très élevée ;
- L'utilisation d'un AG ne garantit pas le succès de l'optimisation ;
- En pratique l'efficacité d'un AG dépend souvent de la nature du problème d'optimisation. Selon les cas de choix des opérateurs et des paramètres seront souvent critiques, mais aucune théorie générale ne permet de connaître avec certitude la bonne para-métrisation, il faudra faire plusieurs expériences pour s'en approcher.

IV.5. Le recuit simulé

Le recuit simulé est le résultat d'expériences réalisées par Metropolis [138] dans les années 50 pour simuler l'évolution de ce processus de recuit physique. En revanche, l'utilisation de recuit simulé pour la résolution des problèmes d'optimisation combinatoire est beaucoup plus récente et date des années 80. La structure de configuration compliquée d'un espace de recherche d'un problème difficile donné a conduit trois chercheurs de la société IBM, S. Kirkpatrick, C.D. Gelatt et M.P. Vecchi à proposer en 1983 une nouvelle méthode itérative qui permet d'éviter les minima locaux [139]. Un travail similaire a été développé en parallèle par V. Cerny en 1985 [140]. Dans cette partie, nous allons commencer par expliquer le principe de fonctionnement de recuit simulé en donnant ses paramètres, ses critères de convergence.

IV.5.1. Principes généraux

L'algorithme du Recuit Simulé (SA) permet de résoudre le problème de minimum local. En effet, contrairement à la méthode du Gradient, un nouveau trajet de coût supérieur à celui du trajet courant ne sera pas forcément rejeté, son acceptation sera déterminée aléatoirement en tenant compte de la différence entre les coûts ainsi que d'un autre facteur appelé température et les références incluses [141-143].

Ce paramètre, la "température", sert à prendre en compte le fait que plus le processus d'optimisation est avancé, moins on est prêt à accepter une solution plus coûteuse, ou alors, elle ne doit pas être trop coûteuse. Par contre, au début, l'acceptation de solutions fortement coûteuses permettra de mieux explorer tout l'espace des solutions possibles et par là-même, d'accroître nos chances d'approcher le minimum global.

L'idée est d'effectuer un mouvement selon une distribution de probabilité qui dépend de la qualité des différents voisins:

- Les meilleurs voisins ont une probabilité plus élevée.
- Les moins bons ont une probabilité plus faible.

IV.5.2. Paramètres de l'algorithme

Lors de l'exposé de l'algorithme de recuit, apparaît un certain nombre de paramètres et de termes qu'il faut expliciter.

- **Température (T)** : la température varie au cours de la recherche : T est élevée au début, puis diminue et finit par tendre vers 0.
 - T élevée : tous les voisins ont à peu près la même probabilité d'être acceptés.

- T faible : un mouvement qui dégrade la fonction de coût a une faible probabilité d'être choisi.
- T=0 : aucune dégradation de la fonction de coût n'est acceptée.
- **Équilibre statistique** : détermine le moment où l'on va changer de température, c'est à dire le nombre d'itérations que l'on va faire à la même température.
- **Gel du système** : signale du traitement correspond au fait qu'aucune transformation n'est plus acceptable. On peut choisir différentes approches, celle retenue pour le moment consiste à fixer par avance le nombre de paliers de température.

IV.5.3. Description de l'algorithme de recuit simulé

Le recuit simulé s'appuie sur :

- L'algorithme de Metropolis-Hastings, qui permet de décrire l'évolution d'un système thermodynamique.
- La statistique de Boltzmann pour la description des phénomènes physiques et quantiques.

Lorsque l'équilibre thermodynamique est atteint à une température donnée, la probabilité pour un système physique d'avoir une énergie donnée E, est proportionnelle au facteur de Boltzmann:

$e^{\frac{-E}{k_B T}}$ où k_B désigne la constante de Boltzmann. La distribution des états d'énergie est la distribution de Boltzmann à la température considérée.

En outre, afin de simuler l'évolution d'un système physique vers son équilibre thermodynamique à une température donnée on peut utiliser l'algorithme de Metropolis : en se basant sur une configuration donnée, le système est soumis à une modification élémentaire. Si cette transformation entraîne une diminution de la fonction objective (ou énergie) du système, elle est admise. Au contraire, si elle provoque une augmentation ΔE de la fonction objective, elle est acceptée aussi mais avec une probabilité de $e^{\frac{-\Delta E}{k_B T}}$ (En pratique, cette condition est réalisée de la manière suivante : un nombre réel est tiré au hasard compris entre 0 et 1, et la configuration causant une dégradation ΔE de la fonction objectif est acceptée, si le nombre aléatoire tiré est inférieur ou égal à $e^{\frac{-\Delta E}{k_B T}}$). En observant à plusieurs reprises cette règle d'acceptation de Metropolis, une séquence de configurations est générée, ce qui constitue une chaîne de Markov (dans le sens que chaque configuration dépend seulement de celle qui la précède immédiatement).

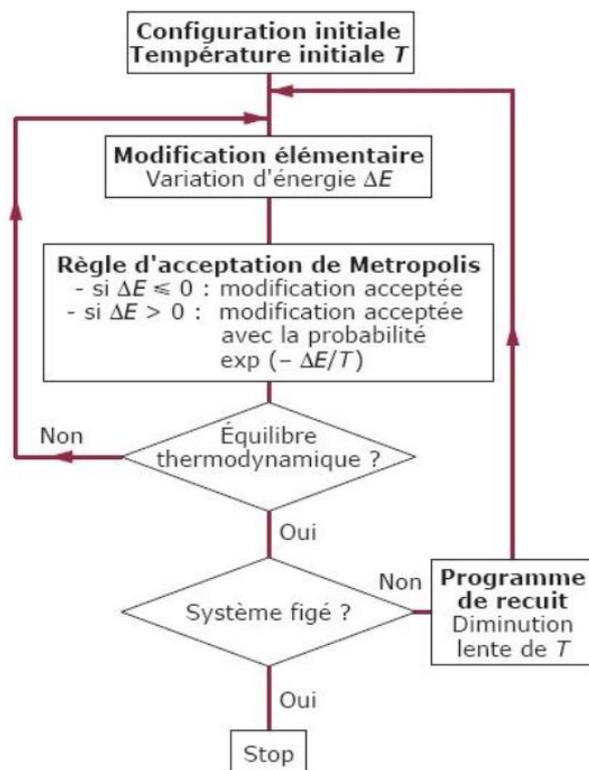


Figure IV.10. Le schéma général de l'algorithme de recuit simulé.

IV.5.4. Convergence théorique de l'algorithme

Plusieurs recherches ont été menées sur la convergence de l'algorithme de recuit simulé. Certaines ont même essayé de développer un modèle général pour l'analyse des méthodes stochastiques pour l'optimisation globale. Le résultat principal de ces études théoriques est le suivant : sous certaines conditions, le recuit simulé converge sans doute vers un optimum global, dans le sens qu'on peut obtenir une solution proche de l'optimum.

Les preuves de convergence reposent sur le principe de construction de l'algorithme du recuit simulé :

- Sous réserve qu'elle respecte la condition de Doeblin [144], une chaîne de Markov converge vers une probabilité invariante unique, i.e. une probabilité asymptotiquement stable par application de la matrice de transition associée à la chaîne de Markov.
- L'algorithme de Metropolis[138] permet de construire la matrice de transition d'une chaîne de Markov de probabilité invariante donnée.

Ce résultat est, lui-même, significatif car il distingue le recuit simulé d'autres concurrents méta heuristique, dont la convergence n'est pas garantie. Il a également été démontré que la convergence est garantie à condition que la réversibilité est respectée ainsi que la connectivité (n'importe quel état du système peut être atteint à partir de tout autre état en effectuant un certain

nombre fini de changements élémentaires) de l'espace de recherche. Cette formalisation présente deux avantages :

- Elle nous permet de baisser la température en passant d'un stade à un autre, ce qui améliore la vitesse de convergence de l'algorithme.
- Elle nous permet d'établir qu'une "bonne solution" (proche de l'optimum global) peut être obtenue par recuit simulé en un temps polynomial, pour certains problèmes NP difficiles.

La vitesse de convergence de la méthode de recuit simulé dépend de deux facteurs : la configuration de l'espace de recherche et le programme de recuit simulé.

IV.5.5. La configuration de l'espace de recherche

La configuration de l'espace joue un rôle fondamental dans la résolution des problèmes d'optimisation compliqués par le recuit simulé. Il possède une "topologie" générée par le concept de proximité entre deux configurations : la distance entre deux configurations représente le nombre minimum de changements élémentaires qu'on a besoin pour passer d'une configuration à une autre.

IV.5.6. Le schéma de recuit simulé

Deux approches sont possibles quant à la variation de la température :

1. Pour la première, on itère en gardant la température constante. Lorsque le système a atteint un équilibre thermodynamique (au bout d'un certain nombre de changements), on diminue la température du système. On parle alors de paliers de température.
2. La seconde approche fait baisser la température de façon continue. On peut alors imaginer toute sorte de loi de décroissance. La plus courante étant $T_{i+1} = X * T_i$ avec $X < 1$ (assez couramment $X = 0.99$). Dans les deux cas, si la température a atteint un seuil assez bas, ou que le système devient figé, l'algorithme s'arrête.

IV.6. Conclusion

En premier lieu, un état de l'art des méthodes d'optimisation mathématiques a été dressé. Ces méthodes peuvent être réunies en deux différents groupes : les méthodes déterministes et les méthodes stochastiques.

Les méthodes déterministes peuvent trouver le minimum global de la fonction sous certaines hypothèses comme la convexité et la différentiabilité. En d'autres termes, si la fonction objective remplit ces hypothèses dans une région locale contenant le minimum désiré et si la

configuration initiale est quelque part à l'intérieur de cette région, les méthodes déterministes convergent très rapidement vers ce minimum. Cependant, résolvant des problèmes pratiques où aucune de ces hypothèses ne peut être rendue, les méthodes déterministes convergent souvent vers un des minimums locaux de la fonction objective.

Malgré le nombre important d'évaluations, les algorithmes stochastiques présentent le grand avantage par rapport aux méthodes déterministes, d'avoir la capacité de trouver l'optimum global. Les méthodes stochastiques les plus prometteuses sont les algorithmes génétiques, le recuit simulé et la recherche taboue.

Une étude a porté sur les aspects fondamentaux des algorithmes génétiques standards. Les différents critères d'arrêt trouvés dans la littérature ont été analysés en soulignant leurs avantages et inconvénients.

La méthode du recuit simulé a été détaillée. Une nouvelle méthode de prédétermination du pas de déplacement a rendu l'algorithme plus stable.

Chapitre V:

**Modélisation et optimisation du
modèle non linéaire du transistors
MOS-HEMT**

V.1. Introduction

La modélisation des éléments d'un circuit intégré s'inscrit parmi les méthodologies permettant de réduire le temps de cycle et le coût d'un circuit [145]. En effet, une des particularités des circuits intégrés est qu'une fois fabriqués ils ne peuvent être modifiés. Ainsi, lors de la conception du circuit, le comportement électrique de celui-ci doit être simulé pour vérifier qu'il fonctionne correctement. Pour être pertinente, cette simulation doit bien entendu être la plus proche possible de la réalité. Le but de la modélisation est donc d'élaborer, pour chaque dispositif, un équivalent mathématique, le modèle, qui permet d'en reproduire et d'en prédire le comportement électrique [146]. Les principales difficultés résident dans le fait que développer un modèle représente un très long travail de recherche.

Nous décrivons donc dans ce chapitre le principe de la modélisation électrique et les méthodes d'extraction utilisées pour réaliser un modèle non-linéaire de transistors à effet de champ MOS-HEMT (T2).

V.2. Modélisation linéaire des transistors HEMTs

V.2.1. Schéma équivalent petits signaux

Le schéma équivalent en régime linéaire (petits signaux) est constitué d'éléments localisés (résistances, capacités, inductance) représentant des zones physiques du composant. Les propriétés physiques des composants définissent directement la constitution et la topologie du schéma équivalent petits signaux, les valeurs des éléments du schéma sont issues de grandeurs électriques mesurées. Le schéma usuel pour les transistors à effet de champs est présenté par la figure V.1.

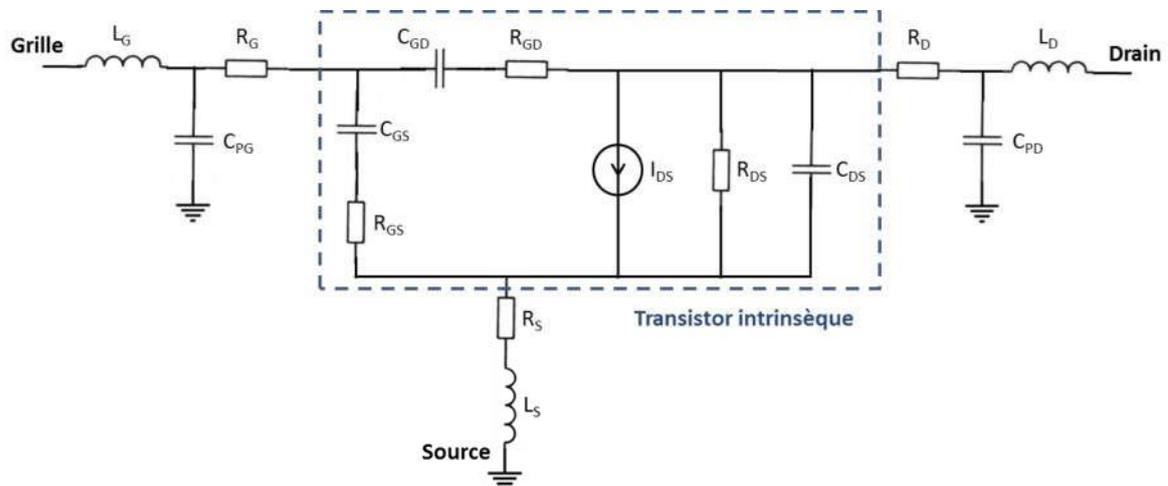


Figure V.1. Schéma équivalent en régime linéaire d'un transistor MOS-HEMT.

Le schéma se décompose en deux parties, extrinsèque et intrinsèque. La partie extrinsèque représente les accès au transistor, nécessaires pour les mesures sous pointe par exemple et la partie intrinsèque représente le transistor en lui-même.

V.2.1.1. Éléments de la partie extrinsèque

Les éléments L_G , R_G et C_{PG} proviennent du modèle linéique d'un tronçon de ligne micro ruban (permettant l'accès à la grille du transistor). L_G et R_G décrivent les effets selfiques et résistifs observés le long de la direction de propagation et C_{PG} décrit l'effet capacitif du au couplage existant entre la ligne d'accès et le plan de masse inférieur. L_D , C_{PD} et L_S représentent les mêmes effets pour le drain et la source.

Les résistances R_S et R_D en revanche représentent en grande partie les résistances liées aux contacts ohmiques. La qualité des contacts ohmique détermine directement leurs valeurs.

V.2.1.2. Éléments de la partie intrinsèque

Les éléments en série C_{GS}/R_{GS} et C_{GD}/R_{GD} modélisent le comportement dynamique du contact de grille, ils sont représentatifs de la qualité des gravures, des dépôts et des caractéristiques cristallines des différentes couches. C_{GS} et C_{GD} représentent notamment les variations de charges accumulées sous la grille sous l'effet des tensions V_{GS} et V_{GD} . La capacité C_{DS} prend en compte les effets parasites de couplage électrostatique entre l'électrode de drain et celle de la source.

Le transport électronique dans le canal est représenté par les éléments localisés entre le drain et la source, il peut être assimilé à un générateur de courant I_{DS} dont la conductance de sortie est représentée par la quantité $1/R_{DS}$. L'expression du courant I_{DS} en fonction de la tension de commande de grille V_{GS} est la suivante:

$$i_{DS} = G_M \cdot e^{-j\omega\tau} \cdot v_{GSint} \quad (V-1)$$

Dans cette expression, G_M est la transconductance du dispositif, ω est la pulsation de la tension de commande intrinsèque V_{GSint} (tension aux bornes de C_{GS}) et τ est le temps de réponse du composant associé au retard existant entre la commande et son effet sur le canal.

V.2.2. Extraction des éléments du schéma équivalent

V.2.2.1. Extraction des éléments d'accès

Les éléments d'accès (partie extrinsèque du schéma) sont extraits couramment par la méthode appelée FET froid. La méthode consiste en la détermination des éléments série (R , L)

puis parallèles (C) par l'application de polarisations spécifiques. Cette méthode a été utilisée et détaillée notamment dans [60] et [75].

Les éléments capacitifs (C_{PG} et C_{PD}), inductifs (L_G , L_D et L_S) ainsi que la résistance de grille R_G varient de manière négligeable avec l'auto-échauffement du transistor, ces éléments sont donc indépendants du point de polarisation et peuvent être déterminés à partir de mesures en mode CW (Continuous Wave, par opposition aux mesures pulsées). En revanche les résistances R_D et R_S varient avec l'auto-échauffement et nécessitent des mesures pulsées.

V.2.2.2. Extraction des inductances d'accès

Pour extraire les valeurs des inductances d'accès L_S , L_G et L_D , on polarise le transistor à $V_{DS}=0$ V et $V_{GS}>V_B$, où V_B est la tension de mise en direct des diodes grille-source et grille-drain (typiquement V_B est légèrement supérieure à 0V afin de ne pas endommager le transistor). Dans ce cas, la matrice d'impédance (qui peut se déduire des paramètres S facilement) du système s'exprime de la manière suivante :

$$Z_{11} = R_S + R_G + \frac{R_C}{3} + \frac{nkT}{qI_G} + j\omega \cdot (L_S + L_S) \quad (V-2)$$

$$Z_{12} = Z_{21} = R_S + \frac{R_C}{2} + j\omega L_S \quad (V-3)$$

$$Z_{22} = R_S + R_D + R_C + j\omega \cdot (L_S + L_D) \quad (V-4)$$

Où R_C est la résistance équivalente du canal sous la grille, on note que nous n'avons pas besoin de connaître cette valeur pour l'extraction des inductances d'accès qui s'expriment de la manière suivante :

$$L_S = \frac{\text{Im}(Z_{12})}{\omega} \quad (V-5)$$

$$L_G = \frac{\text{Im}(Z_{11}) - \text{Im}(Z_{12})}{\omega} \quad (V-6)$$

$$L_D = \frac{\text{Im}(Z_{22}) - \text{Im}(Z_{12})}{\omega} \quad (V-7)$$

V.2.2.3. Extraction des capacités de plot

Afin d'extraire les valeurs de C_{PG} et C_{PD} , on polarise le transistor à $V_{DS}=0$ V et $V_{GS}<V_P$, en mode CW. Dans ces conditions, le transistor est assimilable à un quadripôle passif. De plus les effets inductifs et résistifs résiduels des éléments d'accès sont masqués par la contribution des capacités, si ce n'est pas le cas il est toujours possible de dé-embedder les inductances extraites précédemment. Le schéma équivalent présenté par le transistor est le suivant :

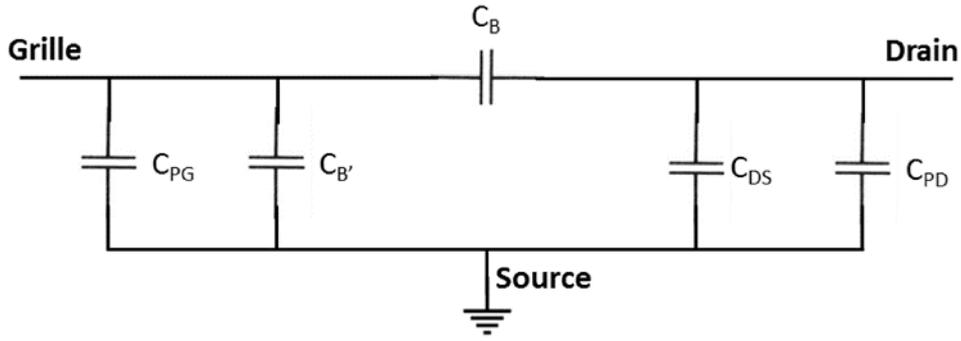


Figure V.2. Schéma équivalent en régime linéaire d'un transistor MOS-HEMT quand $V_{DS}=0V$ et $V_{GS}<V_p$.

Les paramètres de la matrice d'admittance correspondante au schéma ci-dessus sont donnés par les expressions suivantes :

$$Y_{11} = j\omega \cdot (C_{PG} + C_B + C_{B'}) \quad (V-8)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = -j\omega \cdot C_B \quad (V-9)$$

$$Y_{22} = j\omega \cdot (C_{PD} + C_B + C_{DS}) \quad (V-10)$$

Avec une topologie de grille symétrique ainsi qu'une polarisation symétrique ($V_{DS}=0$ V donc $V_{GS}=V_{GD}$), on peut effectuer l'approximation $C_B=C_{B'}$. En considérant C_{DS} comme négligeable, on obtient:

$$Y_{11} = j\omega \cdot (C_{PG} + 2C_B) \quad (V-11)$$

$$Y_{12} = Y_{21} = -j\omega \cdot C_B \quad (V-12)$$

$$Y_{22} = j\omega \cdot (C_{PD} + C_B) \quad (V-13)$$

On en déduit les valeurs des capacités :

$$C_B = -\frac{\text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad (V-14)$$

$$C_{PD} = \frac{\text{Im}(Y_{22}) + \text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad (V-15)$$

$$C_{PG} = \frac{\text{Im}(Y_{11}) + 2 \cdot \text{Im}(Y_{12})}{\omega} \quad (V-16)$$

V.2.2.4. Extraction des résistances d'accès

Pour extraire les résistances d'accès, les conditions de polarisation sont les même que pour les inductances (éléments série), soit $V_{DS}=0$ V et $V_{GS}>V_B$. Comme nous l'avons vu précédemment, les résistances d'accès peuvent varier en fonction de la polarisation du transistor, des mesures pulsées à partir du couple (V_{GS0}, V_{DS0}) correspondant à l'application souhaitée peuvent s'avérer nécessaires. Les valeurs de ces résistances sont données par les expressions suivantes :

$$R_S = R_e(Z_{12}) - \frac{R_C}{2} \quad (V-17)$$

$$R_G = R_e(Z_{11}) - R_e(Z_{12}) + \frac{R_C}{6} \quad (V-18)$$

$$R_D = R_e(Z_{22}) - R_e(Z_{12}) - \frac{R_C}{2} \quad (V-19)$$

R_C est définie comme la résistance équivalente du canal sous la grille, elle est donnée par :

$$R_C = \frac{R_{carré} \cdot L_G}{W_G} \quad (V-20)$$

$$R_{carré} = \frac{1}{q \cdot N_s \cdot \mu} \quad (V-21)$$

L_G et W_G sont respectivement la longueur et la largeur de la grille du transistor, $R_{carré}$ est la résistance par carré de la couche qui dépend de la charge de l'électron q , la densité surfacique de porteurs N_s et de la mobilité des porteurs μ .

V.2.2.5. Extraction des éléments intrinsèques

Une fois les éléments extrinsèques obtenus, il est possible d'isoler la structure intrinsèque du transistor par des manipulations matricielles d'épluchage des couches extrinsèques. La méthode de dé-embedding utilisée est décrite dans [60] et [75], seules les expressions des valeurs des éléments intrinsèques en fonction des composantes de la matrice admittance du transistor intrinsèque sont données ici :

$$C_{GD} = -\frac{lm(Y_{12})}{\omega} \cdot \left(1 + \left(\frac{Re(Y_{12})}{lm(Y_{12})} \right)^2 \right) \quad (V-22)$$

$$C_{GS} = \frac{lm(Y_{11}) + lm(Y_{12})}{\omega} \cdot \left(1 + \left(\frac{Re(Y_{11}) + Re(Y_{12})}{lm(Y_{11}) + lm(Y_{12})} \right)^2 \right) \quad (V-23)$$

$$C_{DS} = \frac{lm(Y_{21}) + lm(Y_{12})}{\omega} \quad (V-24)$$

$$R_{GS} = \frac{Re(Y_{11}) + Re(Y_{12})}{\omega \cdot C_{GS} \cdot (lm(Y_{11}) + lm(Y_{12}))} \quad (V-25)$$

$$R_{GD} = \frac{Re(Y_{12})}{\omega \cdot C_{GS} \cdot lm(Y_{12})} \quad (V-26)$$

$$g_M = \sqrt{(Re(Y_{21}) - Re(Y_{12}))^2 + (1 + R_{GS} \cdot C_{GS} \cdot \omega) \cdot (lm(Y_{21}) - lm(Y_{12}))^2} \quad (V-27)$$

$$g_D = \frac{1}{R_{DS}} = Re(Y_{22}) + Re(Y_{12}) \quad (V-28)$$

$$\tau = \frac{1}{\omega} \cdot \sin^{-1} \left(\frac{lm(Y_{12}) - lm(Y_{21}) - (Re(Y_{21}) - Re(Y_{12})) \cdot R_{GS} \cdot C_{GS} \cdot \omega}{g_M} \right) \quad (V-29)$$

Notons que les paramètres ainsi obtenus sont non-linéaires et dépendent du point de polarisation choisi. Leur extraction en un point précis du réseau de caractéristiques peut être effectuée en mode CW, en revanche, si l'on veut déterminer les évolutions des éléments intrinsèques sur l'intégralité du réseau, les mesures en régime pulsé sont nécessaires.

V.3. Modélisation non-linéaire des HEMTs

Nous avons précédemment décrit la procédure permettant la modélisation en régime linéaire des transistors MOS-HEMTs AlGaIn/GaN. Cependant un modèle en régime petits signaux, limité aux faibles variations de tension autour d'une polarisation (V_{DS0} ; V_{GS0}), ne permet pas de décrire le fonctionnement en forte puissance d'un transistor où les variations autour du point de polarisation sont beaucoup plus importantes. Certains éléments du modèle varient beaucoup en fonction de la tension à leurs bornes, notamment les capacités C_{GS} et C_{GD} , qui doivent être modélisées en fonction des tensions de polarisation. La source de courant doit également être modélisée en fonction des caractéristiques $I(V)$ mesurées. Nous décrirons dans cette partie les techniques de modélisation les plus courantes et utilisées dans la suite de ces travaux pour les capacités non-linéaires ainsi que pour les sources de courant.

V.3.1. Les capacités intrinsèques

Il est possible de modéliser les capacités C_{GD} et C_{GS} par des expressions analytiques permettant de reproduire les variations mesurées des capacités en fonction des tensions de polarisation. Par exemple, le modèle standard de Schottky appliqué à la diode grille-source permet d'exprimer la capacité C_{GS} en fonction de V_{GS} [109]:

$$C_{GS} = \frac{C_{GS0}}{\sqrt{\left(1 - \frac{V_{GS}}{V_a}\right)}} \quad (V-30)$$

$$C_{GS} = \frac{C_{GS0}}{\sqrt{(1-K)}} \cdot \left(1 + \frac{V_{GS} - K \cdot V_a}{2V_a \cdot (1-K)}\right) \quad (V-31)$$

Les paramètres C_{GS0} , V_a et K sont obtenus par une procédure d'optimisation (réalisable facilement par les logiciels modernes tel que ADS). L'expression (V-30) est utilisée si $V_{GS} < K \cdot V_a$, sinon l'expression (V-31) est utilisée. Pour la capacité C_{GD} , le même type d'expression peut être utilisé avec des valeurs des paramètres différents. On note que ce modèle ne permet pas toujours de décrire convenablement l'évolution des capacités et qu'il présente une discontinuité pouvant créer des problèmes de convergence lors des simulations.

Une autre expression ne présentant pas de discontinuité est présentée par [147] :

$$C_{GS} = C_{GS0} + \Delta C. [1 + \tanh(\alpha. (V_{GS} + V_1))] - X. [1 + \tanh(\beta. (V_{GS} + V_2))] \quad (V-32)$$

Comme précédemment les paramètres C_{GS0} , ΔC , V_1 , V_2 , α et β sont optimisés afin de s'approcher au mieux des mesures. Il est évidemment possible de rajouter des paramètres et de modifier les équations en fonction des besoins rencontrés.

Les exemples précédents sont des modèles dits mono-variable, où les capacités dépendent uniquement des paramètres d'optimisation et des tensions à leurs bornes ($C_{GS}(V_{GS})$) et ($C_{GD}(V_{GD})$). Il existe également des modèles empiriques bi-variables ($C_{GS}(V_{GS}; V_{GD})$) et ($C_{GD}(V_{GS}; V_{GD})$), permettant une meilleure corrélation modèle/mesure. Cependant, afin d'éviter l'apparition de courants continus parasites, ces modèles doivent répondre au principe de conservation de la charge :

$$\frac{\partial C_{GD}}{\partial V_{GS}} = \frac{\partial C_{GS}}{\partial V_{GD}} \quad (V-33)$$

$$\frac{\partial Q_G}{\partial V_{GS} \cdot \partial V_{GD}} = \frac{\partial C Q_G}{\partial V_{GD} \cdot \partial V_{GS}} \quad \text{avec } Q_G = Q_{GS} + Q_{GD} \quad (V-34)$$

Les premiers travaux sur un modèle empirique bi-variables respectant cette condition de conservation de la charge sont ceux de Chisholm-Scheinberg [148], les expressions des capacités se révèlent compliquées. Dans [75], des expressions bi-variables plus simples sont utilisées tout en ayant une très bonne corrélation modèle/mesure pour un HEMT AlGaIn/GaN $8 \times 75 \times 0.25 \mu\text{m}$.

$$C_{GS} = a + b. (\tanh(c. V_{GS} + d. V_{GD} + e) + 1) \quad (V-35)$$

$$C_{GD} = a' + b'. (\tanh(c'. V_{GS} + d. V_{GD} + e') + 1) \quad (V-36)$$

Afin de respecter la condition de conservation de la charge, la capacité C_{DS} est utilisée comme élément d'équilibre, son expression dans ce modèle est la suivante :

$$C_{DS} = \frac{C_{GS} \cdot V_{GS} - C_{GD} \cdot V_{GD}}{V_{GS} - V_{GD} + \varepsilon} \quad (V-37)$$

V.3.2. La source de courant

Comme pour les capacités de grille, la source de courant du transistor doit être modélisée à partir des mesures de ses caractéristiques $I(V)$ afin d'établir le modèle non linéaire. De même l'approche empirique se distingue.

Il existe de nombreux modèles phénoménologiques pour représenter les caractéristiques $I(V)$ des transistors, quelques exemples reconnus vont être présentés :

- **Modèle de Statz**

Le modèle de Statz a été présenté en 1987 [149], il concernait à cette époque la modélisation des transistors GaAs à effet de champ. L'expression du courant I_{DS} selon ce modèle est la suivante :

$$I_{DS} = \frac{\beta \cdot (V_{GS} - V_P)^2}{1 + \kappa(V_{GS} - V_P)} (1 + \lambda \cdot V_{DS}) \cdot \tanh(\alpha \cdot V_{DS}) \quad (V-38)$$

Ce modèle présente une certaine simplicité et permet une bonne représentation des caractéristiques $I(V)$ dans la zone ohmique, cependant il conduit à une augmentation de la conductance de sortie dans la zone saturée à mesure que V_{GS} augmente, ce qui n'est pas représentative des phénomènes observés sur les HEMT AlGaIn/GaN.

- **Modèle de Curtice Cubique**

Le modèle de Curtice, réalisé en premier lieu pour la modélisation de MESFET GaAs, peut prendre différentes formes, notamment quadratique [150] et cubique [151] en fonction de la dépendance du courant I_{DS} par rapport à V_{GS} (polynomiale du second ou troisième degré). Il s'avère que le modèle quadratique est souvent insuffisant et que le recours à la forme cubique est nécessaire.

Le courant I_{DS} s'exprime ainsi :

$$I_{DS} = [a_0 + a_1 \cdot V + a_2 \cdot V^2 + a_3 \cdot V^3] \cdot \tanh(\alpha \cdot V_{DS}) \quad (V-39)$$

$$\text{avec } V = V_{GS} \cdot (1 + \beta(V_{DS0} - V_{DS})) \quad (V-40)$$

Le principal problème de cette expression est la modélisation de la transconductance dans la zone de pincement qui présente une transition trop abrupte. Cela peut engendrer des problèmes de convergence lors de l'utilisation du modèle dans un environnement CAO.

- **Modèle d'Angelov**

Ce modèle est basé sur le modèle original d'Angelov (Chalmers) décrit dans [152] et [153], mais inclut les derniers développements réalisés par le professeur Itcho Angelov [154]. Le modèle original d'Angelov n'est pas symétrique (ce qui correspond à définir $I_{dsmod} = 0$). L'implémentation sous ADS du modèle Angelov est améliorée en fournissant une équation I_{DS} symétrique qui correspond à la définition d' $I_{dsmod} = 1$. Il doit être utilisé pour simuler des commutateurs ou des mélangeurs résistifs. Une partie de ce travail a été publiée dans [155] et

[156]. Le modèle d'Angelov publié est basé sur la capacité (ce qui correspond à la définition de $Capmod = 1$).

Le courant de drain s'exprime comme suit :

Pour le modèle original ($I_{dsmod} = 0$)

$$I_{DS} = I_{pk0} \cdot (1 + \tanh(\Psi)) \cdot (1 + \lambda \cdot V_{DS}) \cdot \tanh(\alpha \cdot V_{DS}) + LSB0 \cdot \exp(V_{DG} - V_{TR}) \quad (V-41)$$

Avec :

$$P1m = P1 \cdot \left(\frac{1 + B1}{\cosh^2(B2 \cdot V_{DS})} \right)$$

$$V_{pkm} = V_{pkS} - DVPKS + DVPKS \cdot (\tanh(ALPHAS \cdot V_{DS}) - VSB2 \cdot (V_{GD} - V_{TR})^2)$$

$$\Psi = P1m \cdot (V_{GS} - V_{pkm}) + P2 \cdot ((V_{GS} - V_{pkm})^2 + P3 \cdot (V_{GS} - V_{pkm})^3)$$

$$\alpha = ALPHAR + ALPHAS \cdot (1 + \tanh(\Psi))$$

Pour le modèle symétrique ($I_{dsmod} = 1$)

$$I_{DS} = 0.5 \cdot (I_{DSP} - I_{DSN}) \quad (V-42)$$

$$I_{DSP} = IPK0 \cdot (1 + \tanh(\Psi_n)) \cdot (1 + \tanh(\alpha_n \cdot V_{DS})) \cdot (1 + \lambda_p \cdot V_{DS} + \lambda_{p1} \cdot \exp\left(\frac{V_{DS}}{V_{KN}} - 1\right)) \quad (V-43)$$

$$I_{DSN} = IPK0 \cdot (1 + \tanh(\Psi_n)) \cdot (1 + \tanh(\alpha_n \cdot V_{DS})) \cdot (1 + \lambda_n \cdot V_{DS} + \lambda_{n1} \cdot \exp\left(\frac{V_{DS}}{V_{KN}} - 1\right)) \quad (V-44)$$

Avec :

$$\Psi_n = P1m \cdot (V_{GD} - V_{pkm}) + P2 \cdot ((V_{GD} - V_{pkm})^2 + P3 \cdot (V_{GD} - V_{pkm})^3)$$

$$\alpha_n = ALPHAR + ALPHAS \cdot (1 + \tanh(\Psi_n))$$

$$\lambda_n = LAMBDA + LVG \cdot (1 + \tanh(\Psi_n))$$

$$\lambda_p = LAMBDA + LVG \cdot (1 + \tanh(\Psi))$$

$$\lambda_{n1} = LAMBDA1 + LVG \cdot (1 + \tanh(\Psi_n))$$

$$\lambda_{p1} = LAMBDA1 + LVG \cdot (1 + \tanh(\Psi))$$

Avec ALPHAR, ALPHAS, I_{pk0} , LAMBDA, P1, P2, P3, R_D , R_S , R_{term} , V_{pks} , Dv_{pks} , P_g et Tc_{ipk0} représentant les différents paramètres à optimiser.

Ce modèle est l'un des meilleurs modelés pour modéliser les sources de courant des transistors HEMTs, il fut d'ailleurs implémenté dans les premiers logiciels de CAO dans les années 90.

V.4. Modélisation linéaire du transistor MOS-HEMT (T2)

V.4.1. Eléments extrinsèques

Les éléments extrinsèques du schéma équivalent SSEC (Small Signal Equivalent Circuit) (figure V.3) ont d'abord été extraits selon la méthode décrite précédemment à partir de paramètres S obtenu par la simulation Tcad (par Silvaco). Les valeurs de ces éléments sont présentées dans le tableau V.1

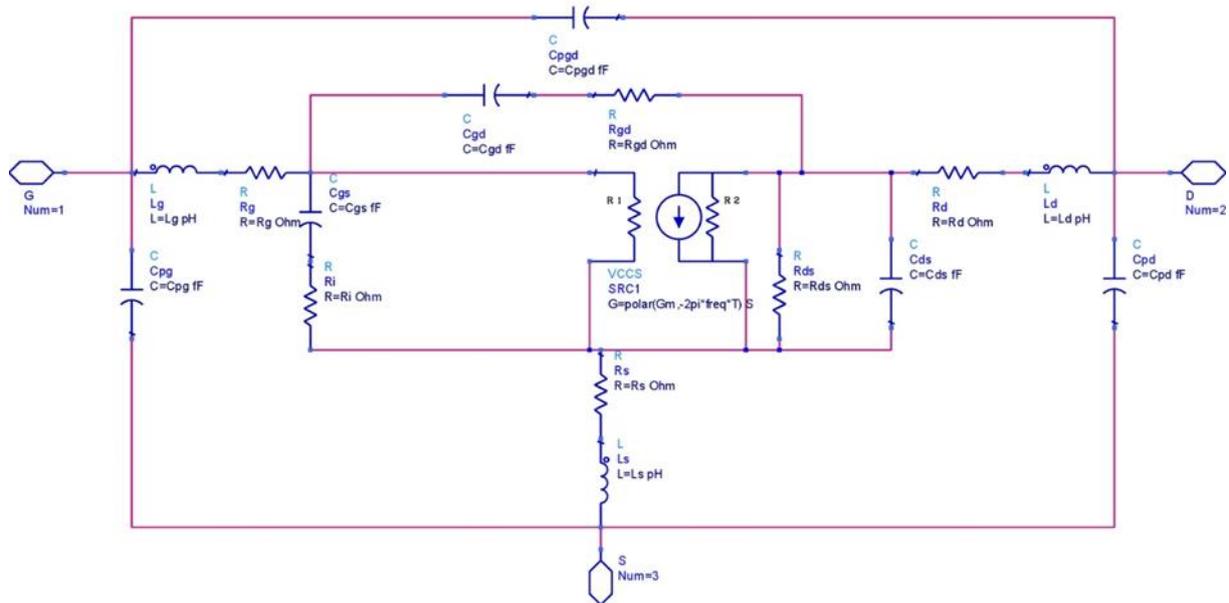


Figure V.3. Schéma équivalent petit signal SSEC d'un MOS-HEMT sous ADS.

L_S (pH)	L_G (pH)	L_D (pH)	C_{PG} (Ff)	C_{PD} (Ff)	C_{pgd} (Ff)	R_S (Ω)	R_G (Ω)	R_D (Ω)
3.5	38.6	79.2	52.4	40.1	2.85	0.04	0.33	0.14

Tableau V.1 . Paramètres extrinsèques du transistor MOS-HEMT.

V.4.2. Eléments intrinsèques

Les capacités intrinsèques, notamment de grille (C_{GS} , C_{GD}), des transistors MOS-HEMT variant avec la polarisation, les valeurs des éléments intrinsèques sont extraites pour une polarisation ($V_{GS}=1.5$ V; $V_{DS}=5$ V). Les valeurs des éléments intrinsèques sont données dans les tableaux V.2 :

C_{GS} (fF)	C_{GD} (fF)	C_{DS} (fF)	G_M (S)	R_i (Ω)	T (ps)	R_{DS} (Ω)	R_{GD} (Ω)
317	121	30.25	1.43	0.13	1.44	119.2	72.28

Tableau V.2 . Paramètres intrinsèques du transistor MOS-HEMT.

V.4.3. Validation du modèle petit signal

Afin de vérifier le modèle que nous avons établi, une première validation peut être établie à partir des paramètres S obtenus par la simulation Tcad qui ont été effectuées et qui ont servi dans les différentes étapes de la modélisation. La figure V.4 montre une comparaison des paramètres S Tcad-Modèle pour une même polarisation ($V_{GS0} = 1.5 \text{ V}$, $V_{DS0} = 5 \text{ V}$). La bande de fréquences d'analyse est de 40 MHz-20 GHz.

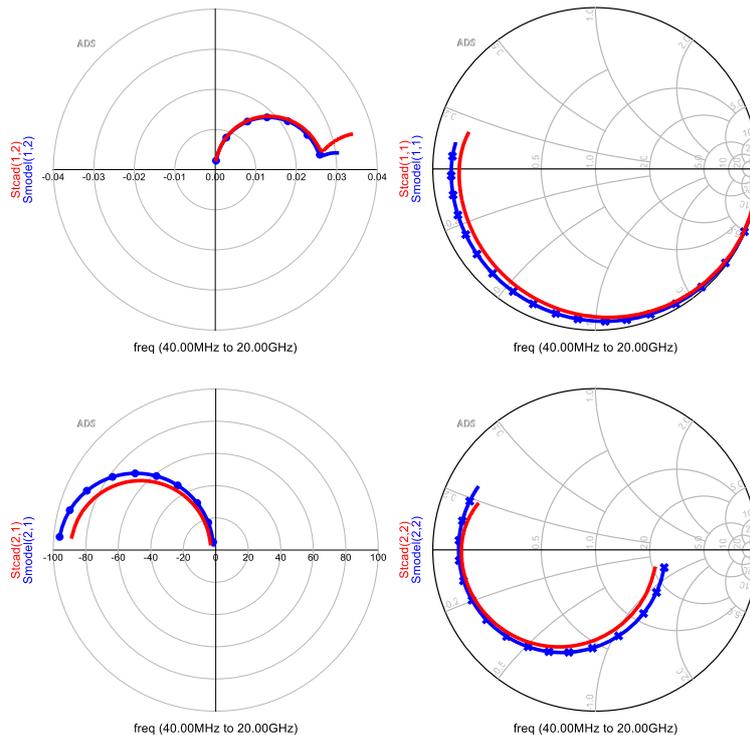


Figure V.4. Comparaison Tcad (Rouge)-Modèle(Bleu) des paramètres S.

V.5. Optimisation du model par des méthodes intelligentes

L'objectif d'optimisation consiste à trouver un algorithme qui minimise la fonction d'erreur entre les valeurs Tcad et les valeurs du Modèle. D'une autre façon, on cherche pratiquement à optimiser les valeurs extrinsèques des composants du circuit équivalent pour qu'elles aient une réponse la plus identique possible à celle des Tcad.

Malgré la performance et la rapidité de ces méthodes intelligentes, elles nécessitent cependant de connaître l'ordre de grandeur des valeurs recherchées, pour éviter de commettre des erreurs flagrantes.

Tous les 17 paramètres du modèle SSEC extraits sont ensuite utilisés comme valeurs initiales pour diverses techniques d'optimisation, telles que l'algorithme génétique et la méthode Recuit Simulé (Simulated Annealing Algorithm), afin d'obtenir des valeurs précises des paramètres S pour toute la plage de fréquences comprise entre 40MHz et 20 GHz. (Figure V.6).

L'organigramme montrant la procédure d'extraction complète est représentée sur la figure V.5.

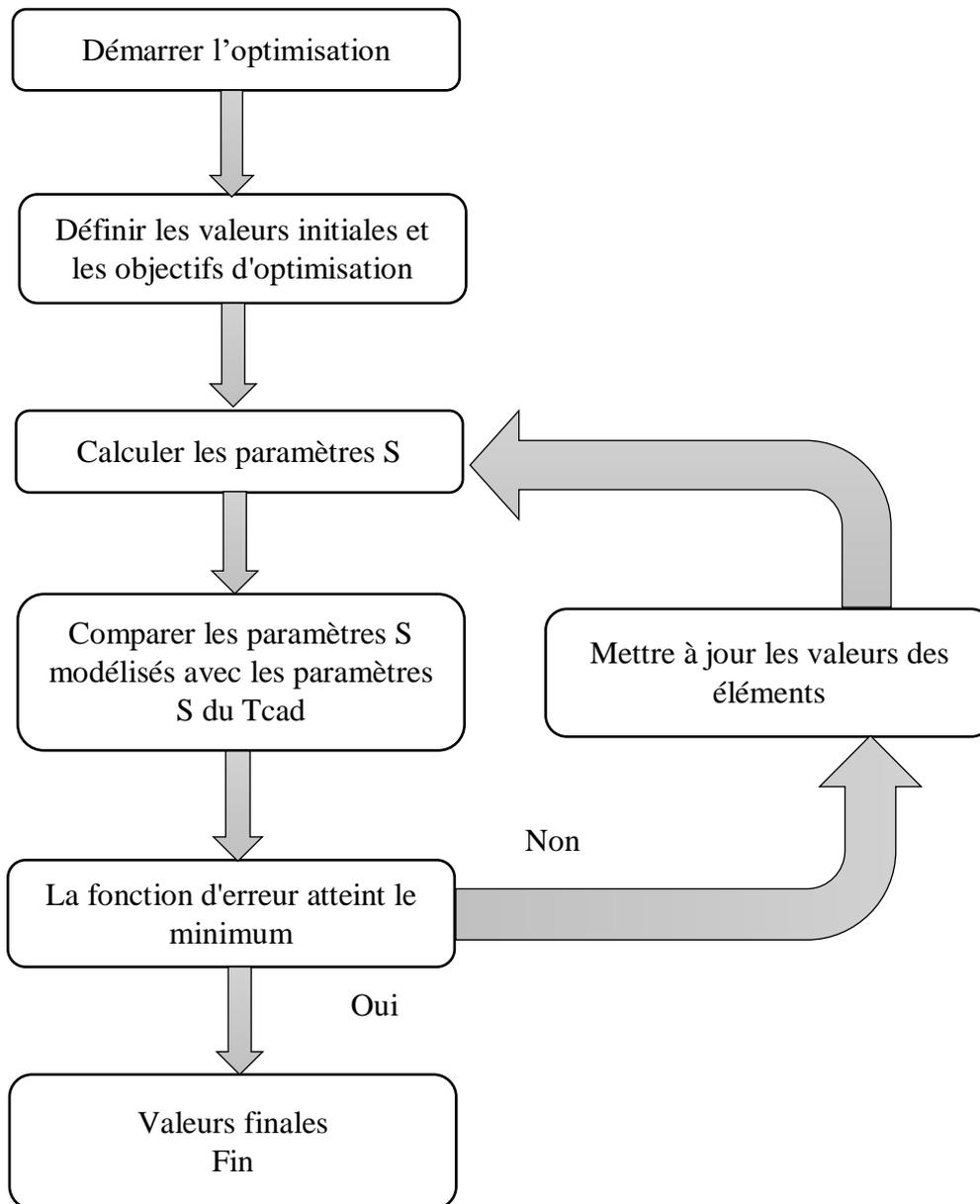


Figure V.5. Organigramme pour le processus d'optimisation itérative.

La fonction d'erreur est calculée en fonction de l'objectif d'optimisation qui consiste à minimiser la différence entre les valeurs de paramètre S Tcad-modèle.

Les Figures V.7 et V.8 représentent la comparaison des paramètres S Tcad-modèle (S_{11} , S_{12} , S_{21} et S_{22}) en utilisant respectivement les différentes techniques d'optimisation. Le Cockpit d'optimisation indique que le modèle SSEC basé sur l'optimisation par l'algorithme Recuit Simulé (Simulated Annealing Algorithm) montre une meilleure correspondance avec le résultat de la simulation avec une erreur de 1,3% (Tableau V.4), ce qui représente le plus faible par

rapport aux autres algorithmes d'optimisation. Les valeurs optimisées des paramètres du modèle SSEC obtenues à partir des deux méthodes sont répertoriées dans le tableau V.3.

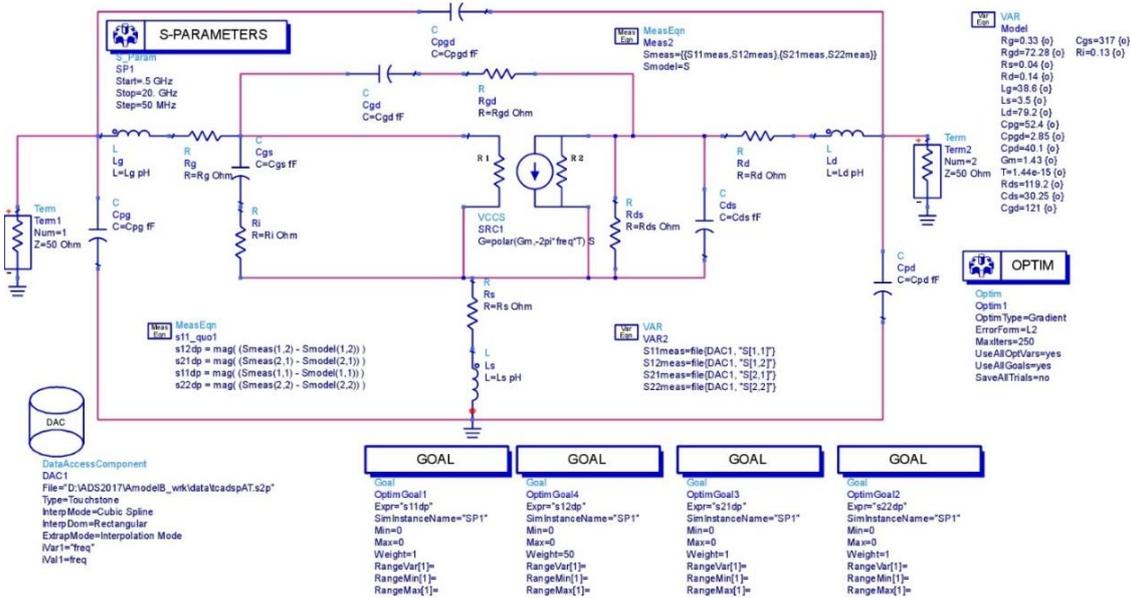


Figure V.6. Schéma équivalent petit-signal SSEC introduit dans le simulateur ADS pour l'optimisation.

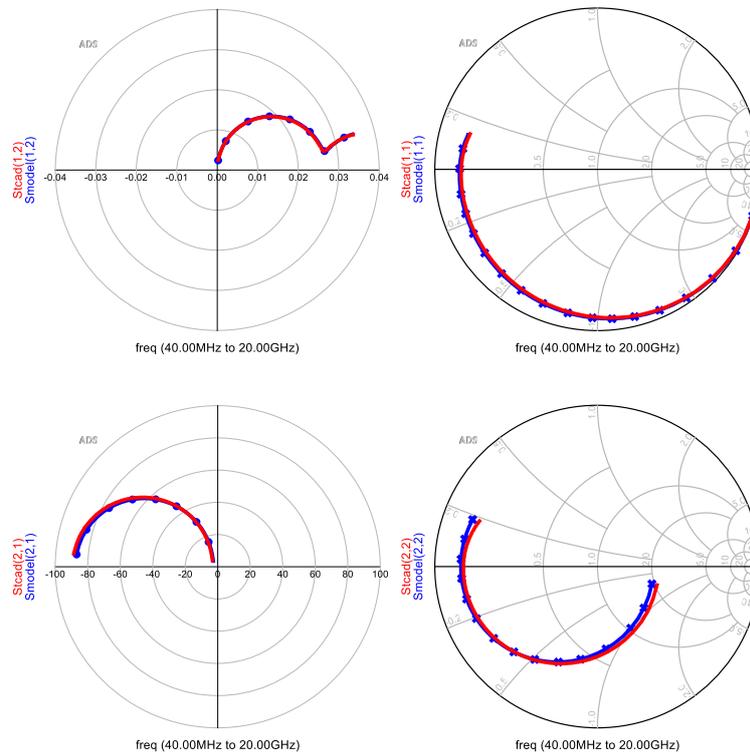


Figure V.7. Comparaison Tcad-modèle des paramètres S après l'optimisation par l'Algorithme Génétique.

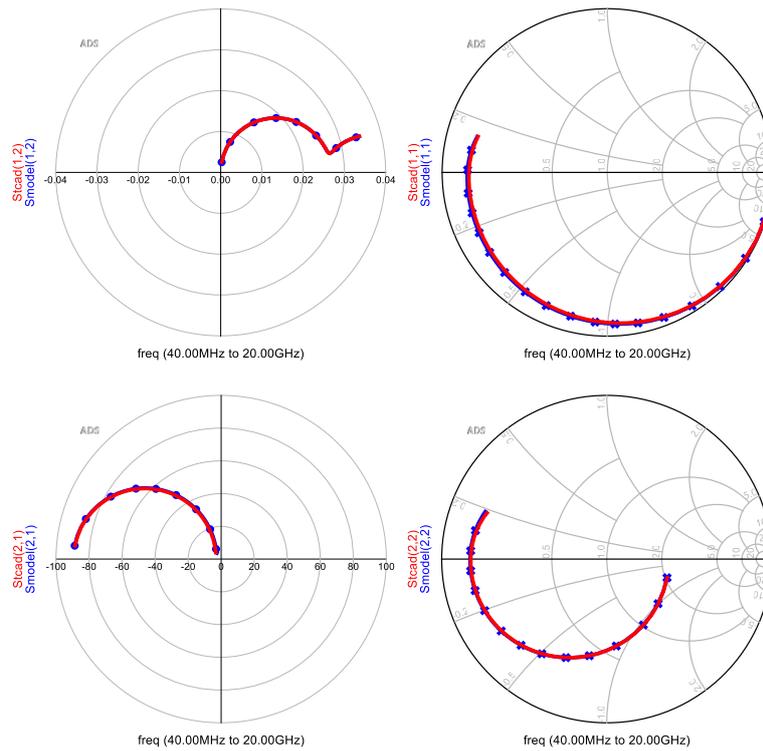


Figure V.8. Comparaison Tcad-modèle des paramètres S après l'optimisation par l'Algorithme Recuit Simulé.

	Model (Tcad)	Algorithme génétique	Recuit Simulé algorithme (Simulated Annealing Algorithm)
C_{DS} (fF)	30.25	20.92	17.00
C_{GD} (fF)	121	96.27	96.93
C_{GS} (fF)	317	335.44	292.95
C_{pd} (fF)	40.1	45.92	54.75
C_{pg} (fF)	52.4	58.52	58.58
C_{pgd} (fF)	2.85	3.10	3.19
G_M (S)	1.43	1.36	1.40
L_D (pH)	79.2	58.43	61.73
L_G (pH)	38.6	55.54	54.37
L_S (pH)	3.5	4.53	4.47
R_D (Ω)	0.14	0.16	0.17
R_{DS} (Ω)	119.2	133.84	117.40
R_G (Ω)	0.33	0.46	0.36
R_{GD} (Ω)	72.28	77.24	79.31
R_i (Ω)	0.13	0.11	0.15
R_S (Ω)	0.04	0.045	0.048
τ (ps)	1.44	1.81	1.73

Tableau V.3 . Les valeurs optimisées des éléments extrinsèques et intrinsèques du modèle petit signal.

	Algorithmes génétique	RecuitSimuléalgorithmme (Simulated Annealing Algorithm)
S_{11}	1.4 %	1.2 %
S_{12}	1.3 %	1.2 %
S_{21}	1.5 %	1.3 %
S_{22}	2.0 %	1.5 %

Tableau V.4 . Comparaison des erreurs entre paramètres S_{ij} Tcad-modèle pour les deux méthodes.

V.6. Optimisation et Modélisation non linéaire du transistor MOS-HEMT(T2)

V.6.1. Modélisation de la source de courant

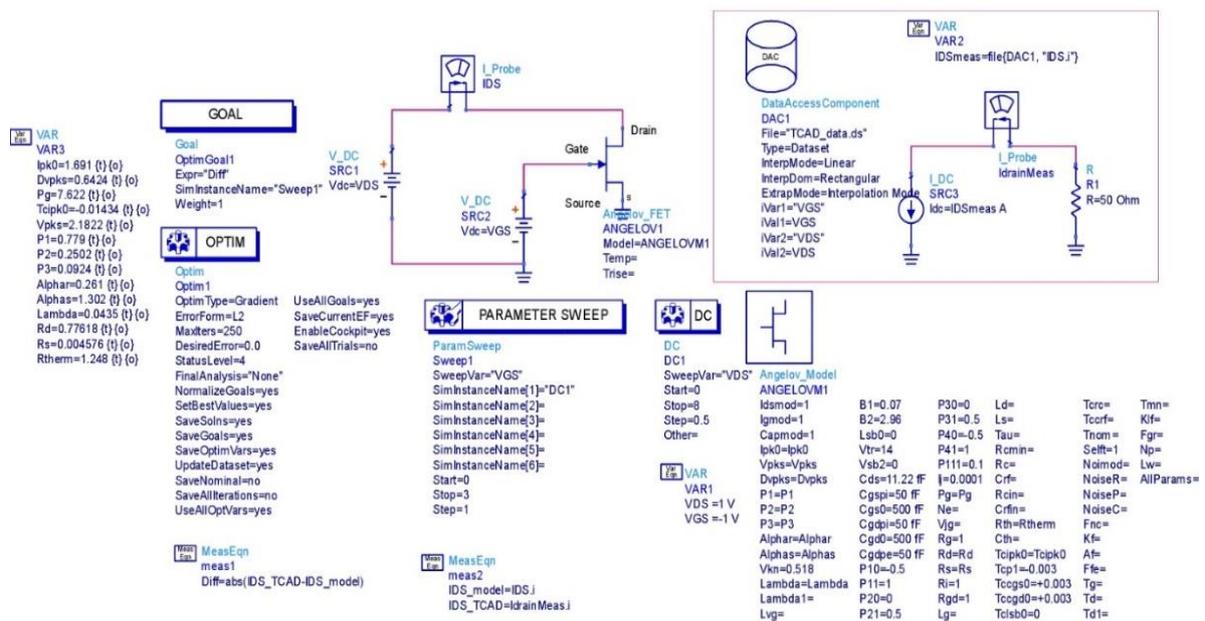


Figure V.9. Modèle électrique non linéaire du transistor MOS-HEMT sous ADS pour l’optimisation de la source de courant.

Afin de modéliser la source de courant du transistor, plusieurs modèles, décrits précédemment, ont été testés. Le modèle donnant les meilleurs résultats est le modèle d'Angelov. La comparaison entre les caractéristiques $I(V)$ Tcad-Modèle selon le modèle d'Angelov est donnée par les figures V.10 et V.12 pour V_{GS} compris entre 0 et 3 V.

Les valeurs des paramètres ALPHAR, ALPHAS, I_{pk0} , LAMBDA, P1, P2, P3, R_D , R_S , R_{term} , V_{pks} , D_{vps} , P_g et T_{c1pk0} ont été optimisées sous ADS (figure V.9) par deux méthodes: l’algorithme génétique et l’algorithme Recuit Simulé (Simulated Annealing Algorithm) pour

reproduire au mieux les caractéristiques I(V) du transistor MOS-HEMT. Les paramètres optimisés sont regroupées dans le tableau V.5.

	Algorithme génétique	Recuit Simulé algorithme (Simulated Annealing Algorithm)
ALPHAR	0.16	0.16
ALPHAS	1.01	1.16
I_{pk0}	2.07	1.47
LAMBDA	0.048	0.042
P1	0.99	0.75
P2	0.34	0.20
P3	0.12	0.11
R_D	0.52	0.67
R_S	0.0055	0.0048
R_{term}	0.99	1.02
$V_{pks,}$	2.16	2.05
$Dv_{pks,}$	0.45	0.60
P_g	11.04	6.79
T_{cipk0}	-0.014	-0.014

Tableau V.5 . Valeurs des paramètres du modèle non linéaire utilisé pour la source de courant du transistor MOS-HEMT.

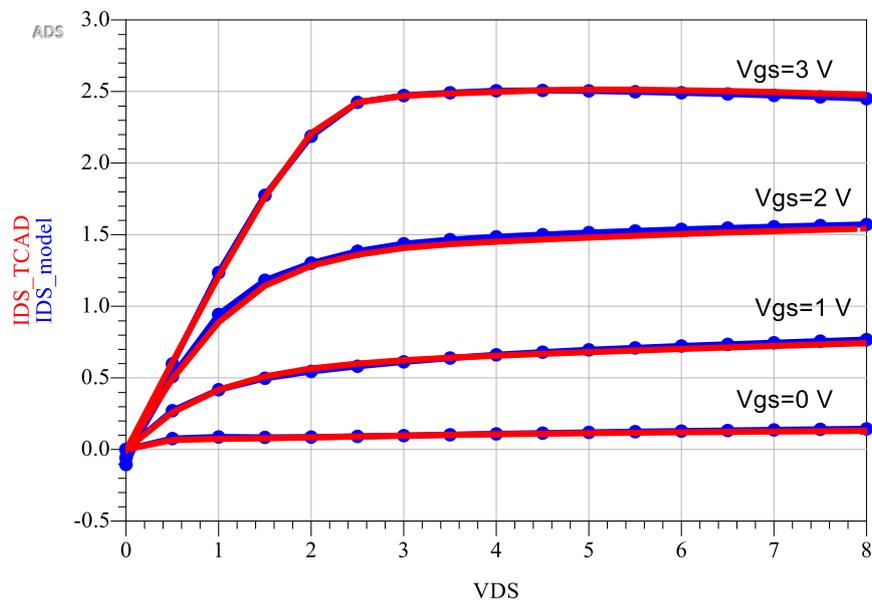


Figure V.10. Comparaison du courant de drain Tcad-modèle avec le modèle d'Angelov après l'optimisation par l'Algorithme Recuit Simulé.

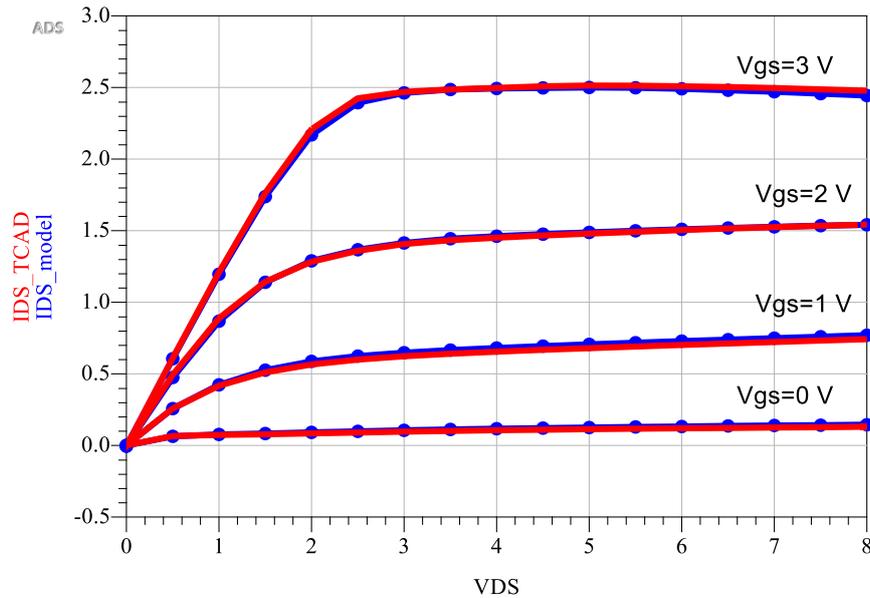


Figure V.11. Comparaison du courant de drain Tcad-modèle avec le modèle d'Angelov après l'optimisation par l'Algorithme Génétiques.

On remarque une bonne corrélation entre Tcad-modèle (erreur de 1.6 %) aussi bien au niveau dans la zone linéaire (état ON) et dans la zone de pincement (état OFF), de plus, malgré l'utilisation de nombreuses équations, les simulations ne se révèlent pas beaucoup plus longues qu'avec un modèle traditionnel. Aucun problème de convergence n'a été observé. L'effet Kink n'est pas modélisé, mais il n'a pas d'influence significative lors d'un fonctionnement en commutation du transistor.

V.6.2. Modèle non-linéaire des capacités

Les capacités du modèle non-linéaire d'Angelov, C_{GS} et C_{GD} , n'ont pas de dépendance en température du fait de leurs faibles variations vis-à-vis de celle-ci.

Les équations utilisées pour la modélisation des capacités C_{GS} et C_{GD} selon le modèle d'Angelov sont les suivantes :

Pour Capmod = 0 (capacité linéaire)

$$C_{GS}=CGSPI \text{ et } C_{GD}=CGDPI$$

Pour Capmod = 1 (capacité Non linéaire) :

$$C_{GS} = CGSPI + CGS0 \cdot (1 + \tanh(\Psi_1)) \cdot (1 + \tanh(\Psi_2)) \quad (V-45)$$

$$C_{GD} = CGDPI + CGD0 \cdot (1 + P111 + \tanh(\Psi_3)) \cdot (1 + \tanh(\Psi_4)) + 2 \cdot P111 \quad (V-46)$$

Avec $\Psi_1 = P10 + P11 \cdot V_{GSC} + P111 \cdot V_{DS}$

$$\Psi_2 = P20 + P21 + P21.V_{DS}$$

$$\Psi_3 = P30 - P31 + P31.V_{DS}$$

$$\Psi_4 = P40 + P41.V_{GDC} - P111.V_{DS}$$

Les valeurs des paramètres C_{GS0} , C_{GSPI} , C_{GD0} , C_{GDPI} , $P10$, $P11$, $P111$, $P20$, $P21$, $P30$, $P31$, $P40$, et $P41$ ont été optimisées sous ADS (figure V.12) par deux méthodes : l’algorithme génétique et l’algorithme Recuit Simulé (Simulated Annealing Algorithm) pour reproduire au mieux les capacités C_{GS} et C_{GD} du transistor MOS-HEMT, ces paramètres sont regroupés dans le tableau V.6.

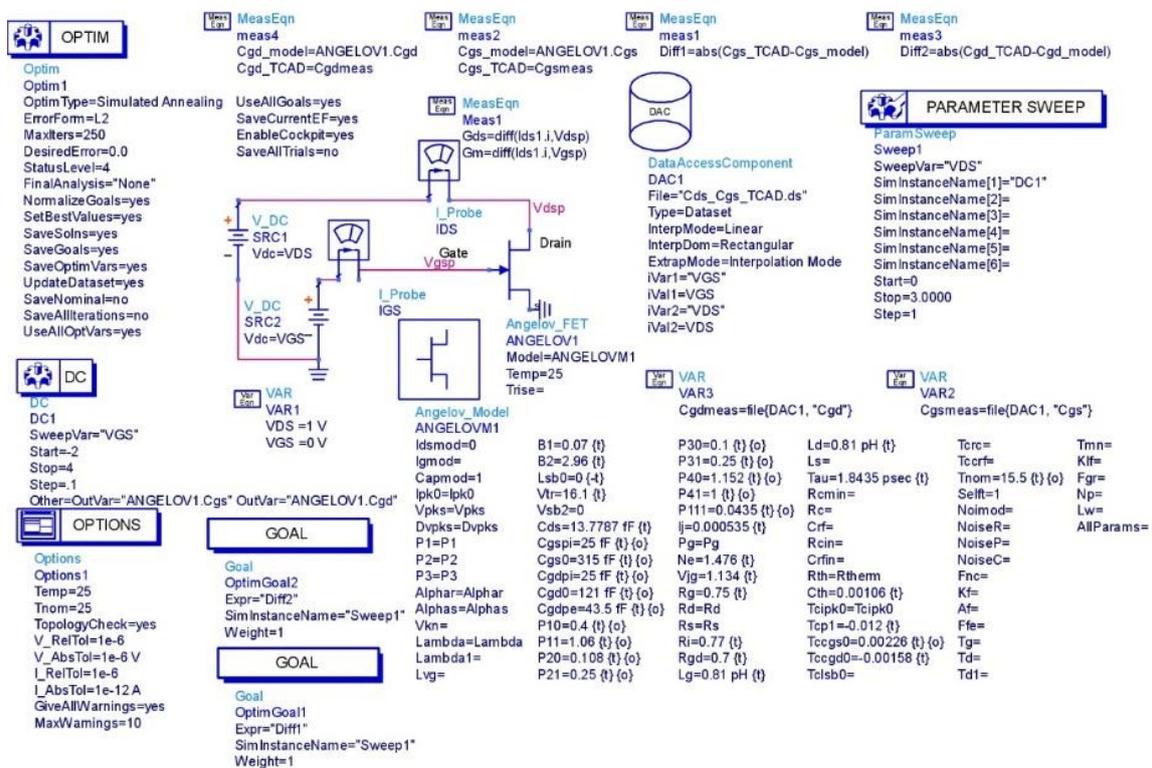


Figure V.12. Modèle électrique non linéaire du transistor MOS-HEMT sous ADS pour l’optimisation des capacités C_{GS} et C_{GD} .

	Algorithme génétique	Algorithme Recuit Simulé (Simulated Annealing Algorithm)
CGS0	314	305
CGSPI	25	34.5
CGD0	121	127
CGDPI	43.5	28
P10	0.4	0.472
P11	1.06	1.02
P111	0.0435	0.037
P20	0.108	0.138
P21	0.25	0.28
P30	0.1	0.12
P31	0.24	0.35
P40	1.152	1.2

Tableau V.6 . Valeurs des paramètres du modèle utilisé pour des capacités C_{GS} et C_{GD} du transistor MOS-HEMT.

Les Figures. V.13, V.14 présentent la comparaison Tcad -Modèle des capacités C_{GS} et C_{GD} extraites le long du cycle de charge estimé. On remarque une bonne corrélation entre Tcad-modèle. Les résultats d'optimisation par l'algorithme Recuit Simulé (Simulated Annealing Algorithm) montrent une meilleure correspondance entre le modèle électrique et le résultat de la simulation Tcad du composant MOS-HEMT avec une faible erreur de 2,1% par rapport aux autres algorithmes d'optimisation. Les valeurs optimisées des paramètres du modèle obtenu à partir des deux méthodes sont répertoriées dans le tableau V.6.

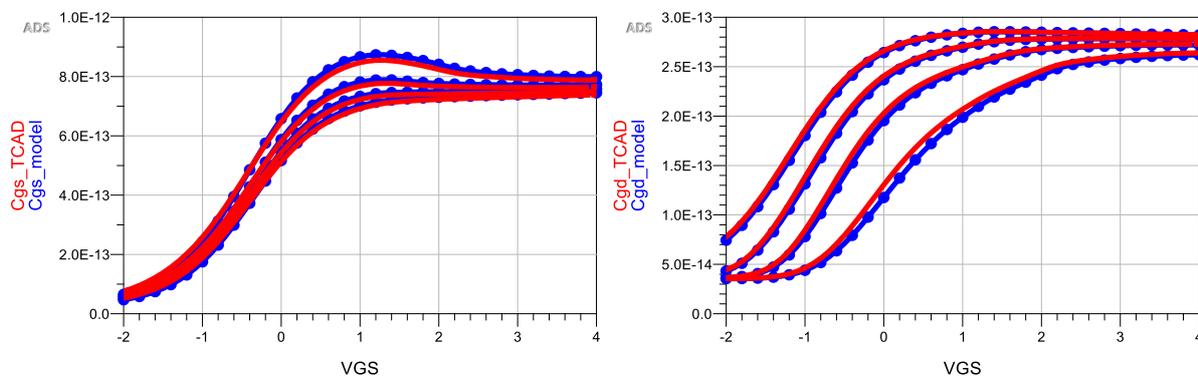


Figure V.13. Comparaison Tcad-modèle des capacités C_{GS} et C_{GD} après l'optimisation par l'Algorithme Recuit Simulé.

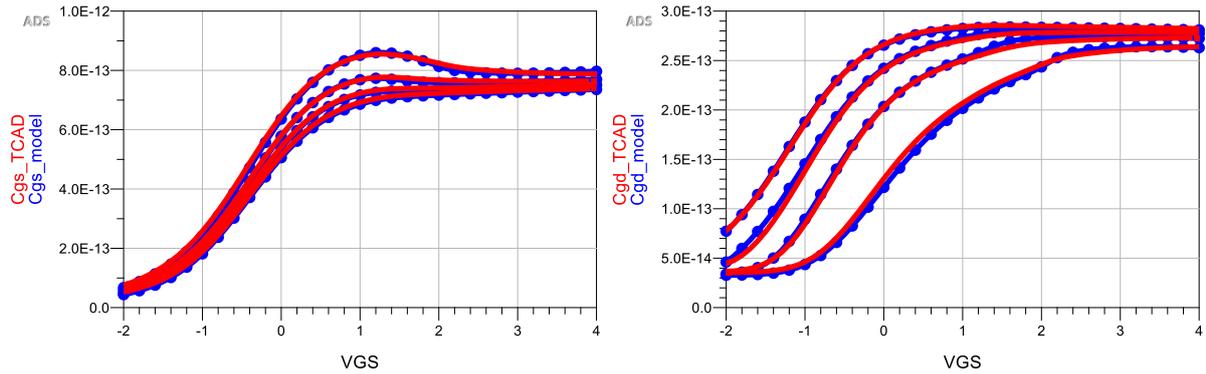


Figure V.14. Comparaison Tcad-modèle des capacités C_{GS} et C_{GD} après l'optimisation par l'algorithme génétique.

V.6.3. Validation du modèle grand signal

Dans le but de valider notre modèle grand-signal, nous allons comparer pour un même point de repos, pour une même polarisation, pour une même charge et à fréquence identique, les simulations load-pull du modèle et les simulations Tcad.

Les comparaisons des simulations Tcad-Modèle du gain, de la puissance de sortie et du rendement en puissance ajoutée (PAE) en fonction de la puissance d'entrée pour un point de polarisation $V_{DS}=5V$ $V_{GS}=1.5V$. sont présentées dans les Figures V.15, V.16 et V.17 respectivement. On constate que les résultats des simulations Tcad-modèle sont en accord. On trouve un gain transducteur de 24 dB, une -puissance de sortie maximale de 29 dBm, ce qui correspond à une densité de puissance de 862 mW/mm. Le rendement en puissance ajoutée (PAE) atteint 43%.

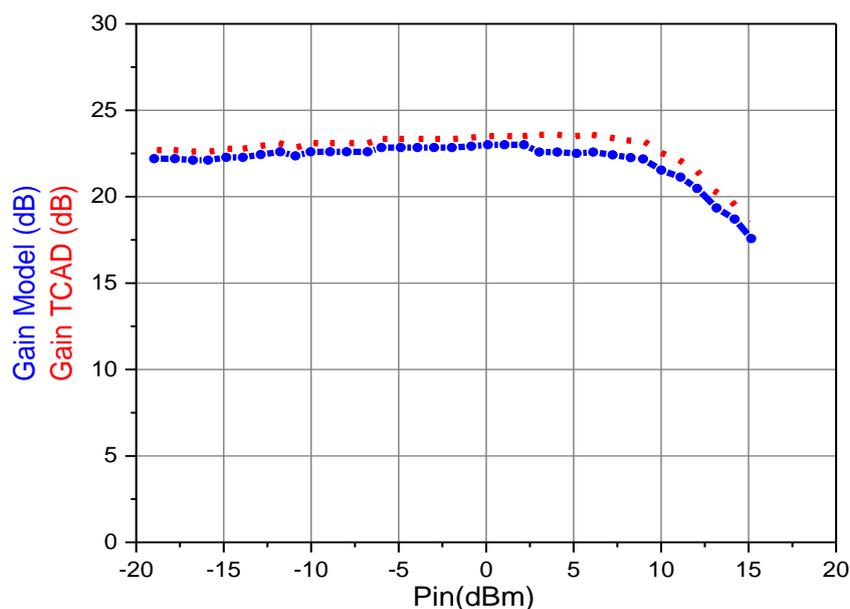


Figure V.15. Comparaisons entre les simulations Tcad-modèle du Gain.

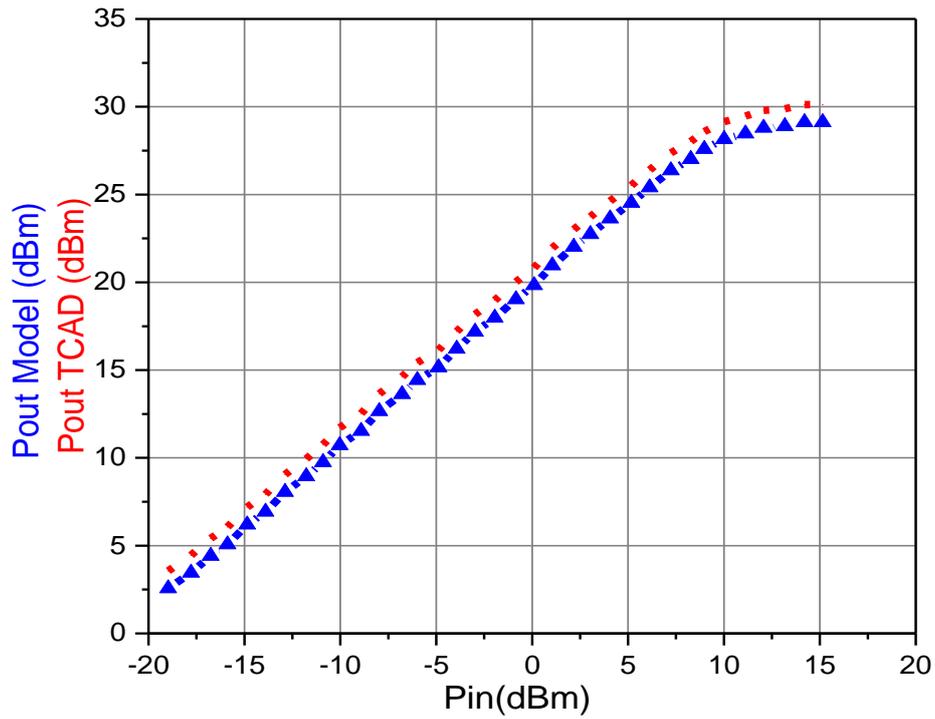


Figure V.16. Comparaisons entre les simulations Tcad-modèle de la puissance de sortie.

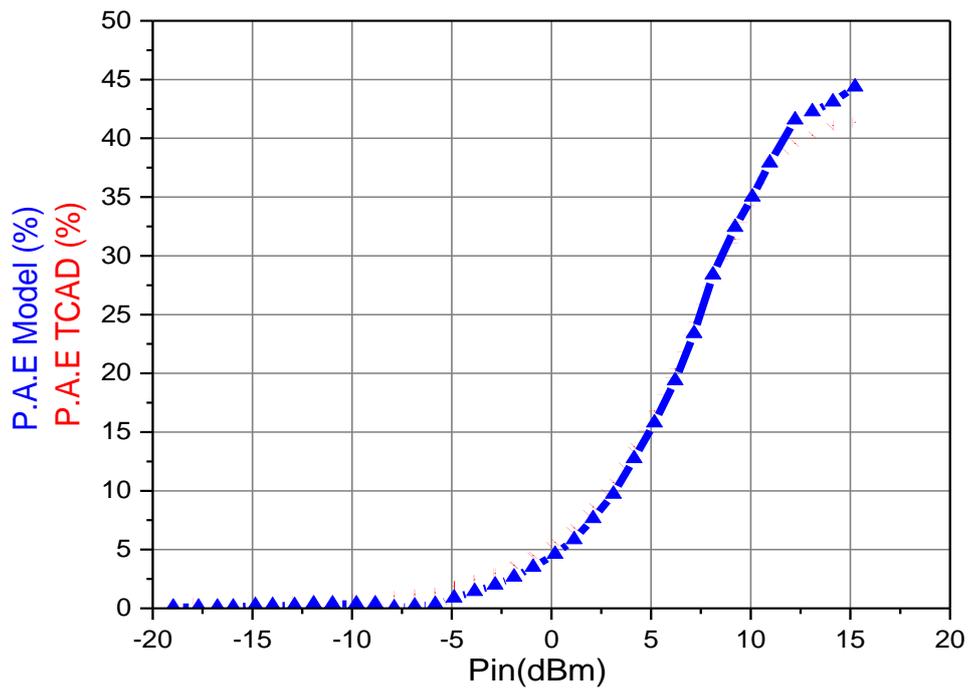


Figure V.17. Comparaisons entre les simulations Tcad-Modèle du rendement en puissance ajoutée (PAE).

V.7. Conclusion

Le but de ce chapitre était de faire un tour d'horizon sur ce que représente la modélisation. Nous avons tenté dans les termes les plus généraux possible de présenter succinctement les types de modèles les plus connus, ainsi que les méthodes d'extraction les plus utilisées tout en essayant d'offrir une vue générale sur la modélisation des transistors MOS-HEMT.

On a présenté dans ce chapitre un modèle phénoménologique de transistor MOS-HEMT GaN pour la CAO des circuits. En effet, nous avons développé un modèle non linéaire complet du MOS-HEMT en nitrure de gallium. Ce modèle est extrait à partir des simulations Tcad (Caractéristiques $I(V)$) et hyperfréquences (paramètres $[S]$), autour d'un point de fonctionnement donné.

La topologie de notre modèle, basée sur des schémas équivalents électriques et des équations analytiques qui restent simples, lui confère une rapidité et une robustesse dans un environnement de CAO. Cela constitue un grand intérêt pour les concepteurs et les ingénieurs en charge du suivi des modèles dans les fonderies. Enfin, nous avons validé ce modèle par l'environnement load-pull, en le comparant aux simulations Tcad présentées dans la partie précédente. Ce modèle va ainsi permettre d'intégrer notre composant dans des circuits. Les résultats de simulations obtenus paraissant assez conformes aux différentes validations effectuées rendent ce modèle potentiellement utilisable par les concepteurs.

L'optimisation du modèle linéaire et non linéaire du transistor conçu par des méthodes intelligentes s'est avérée nécessaire et efficace.

Conclusion Générale

Conclusion Générale

Les travaux présentés dans cette thèse, correspondent à la simulation et la modélisation non linéaire et l'optimisation des transistors HEMT et MOS-HEMT qui sont de très bons candidats pour des applications en électronique de puissance et en hyperfréquences.

En effet, dans ce travail on a contribué à l'étude des structures à base de Nitrure de Gallium, sur trois aspects différents :

Le premier aspect a relaté les rappels de quelques éléments pertinents connus de la physique concernant les matériaux semi-conducteurs de la filière III-N utiles pour notre étude. Nous avons rappelé les principales propriétés des semi-conducteurs III-N, telles que la structure cristalline du nitrure de gallium (GaN), la structure de bandes et les effets de polarisation dans le cristal. Nous avons décrit aussi les substrats utilisés pour la croissance du GaN. Nous avons décrit la structure et le fonctionnement du transistor HEMT

Les performances du transistor HEMT AlGaIn/GaN pour les applications hautes puissance, RF et haute température sont fortement limitées par le courant de fuite de la grille. Les progrès technologiques accomplis récemment permettent de supprimer cet effet indésirable par l'utilisation de l'approche du transistor MOSFET.

C'est de ce fait là qu'on a entamé le deuxième aspect de notre étude et qui concerne la présentation des courants de fuites du HEMT et les propriétés des matériaux high-k. puis une étude théorique sur le transistor à hétérostructure MOS-HEMT AlGaIn/GaN : fonctionnement, avantages, applications. Ensuite, nous avons fait une étude comparative entre ces deux transistors (HEMT et MOS-HEMT) en termes de performances statiques et dynamiques, Le modèle validé nous a permis d'étudier le comportement DC et AC du transistor HEMT et MOS-HEMT, en particulier la distribution de différentes grandeurs électriques. Notre étude a montré que la technologie MOS-HEMT permet de présenter une meilleure tenue en tension et donc en puissance et en fréquence. La structure MOS-HEMT présente les meilleurs performances DC, RF grâce à la combinaison de la plus haute mobilité du matériau AlGaIn/GaN et l'offset de la bande de conduction plus large entre un fort taux de la barrière qui permet un meilleur confinement des charges dans le canal, l'ensemble de ces points permet d'améliorer les performances du transistor, de plus l'empilement de deux diélectriques qui font partie des matériaux high-k (Al_2O_3) améliore les performances du composant en termes de puissance et fréquence.

Le troisième aspect a concerné l'étude par simulation bidimensionnel des nouvelles structures des transistors MOS-HEMTs. Nous avons exposé les résultats de simulation obtenus

en régime statique et dynamique pour les MOS-HEMTs sous l'environnement Atlas du Silvaco. Dans un premier temps, nous avons validé les paramètres de calibrage des structures simulées. Ensuite, nous avons étudié l'effet des paramètres géométriques sur les caractéristiques DC et AC du MOS-HEMTs tel que longueur de grille, le type de l'oxyde, la distance L_{gs} et aussi l'influence de la température sur les caractéristiques de MOS-HEMT.

Ensuite nous avons exposé les principes des méthodes d'optimisation. Nous avons illustré leur utilisation et leur domaine d'application dans les sciences contemporaines en tenant compte des avantages et des inconvénients de ces méthodes.

Dans la dernière partie de ce travail, nous avons étudié un modèle non-linéaire empirique pour les transistors MOS-HEMT. Pour cela, nous avons étudié l'évolution des éléments intrinsèques en fonction de la polarisation du drain V_{DS} et de la grille V_{GS} . Par la suite, nous avons élaboré l'équation grand-signal de chaque élément non-linéaire pris en compte dans le modèle, à savoir, le courant I_{DS} , ainsi que la capacité grille-source C_{GS} . Le modèle est implémenté dans le simulateur commercial ADS.

Dans ce travail, nous avons conçu et simulé une structure HEMT à base de AlGaIn/GaN sur le substrat Silicium qui présente certaines limitations. Le courant de fuite de la grille est l'un des facteurs important qui limite les performances et la fiabilité de ce type de transistor. Pour réduire et supprimer ce courant, une fine couche d'oxyde ($Al_2O_3 \approx 10nm$) est insérée entre la grille et la couche barrière (AlGaIn) menant à une approche du transistor MOS-HEMT. Les principaux paramètres DC des transistors HEMT et MOS-HEMT ont été extraits, comme la transconductance G_m et le courant du drain de saturation I_{DS} et la conductance de sortie G_D .

L'analyse des courbes I-V ont montré que les performances DC du transistor MOS-HEMT sont meilleures par rapport à ceux du transistor HEMT. En isolant la grille par l'oxyde Al_2O_3 , une réduction significative du courant de fuite de la grille est observée.

Nous avons extrait aussi les paramètres radio fréquences : la fréquence de transition (F_T), la fréquence d'oscillation maximale (F_{MAX}), le gain maximal stable (G_{MSG}) ainsi les performances de la puissance hyperfréquence : puissance de la sortie, le gain en puissance, le gain transducteur et le rendement en puissance ajouté (PAE).

La miniaturisation est une des voies principales de l'évolution, car elle permet d'un côté d'augmenter la densité des composants sur un même substrat, D'un autre coté d'augmenter la fréquence de fonctionnement. La vitesse maximale des électrons dépend du matériau utilisé, ce qui veut dire que pour augmenter la fréquence de fonctionnement et donc diminuer le temps de passage des électrons sous la grille, il faut utiliser un matériau à forte mobilité ou diminuer la longueur de la grille. Pour cela, nous avons procédé à un développement de deux structures

MOS-HEMT en utilisant un diélectrique de forte constante diélectrique (high-k) : Dioxyde de titane TiO_2 .

La première structure est un transistor MOS-HEMT $\text{TiO}_2/\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$ dont la grille est 60 nm de longueur. Il fonctionne en mode de désertion (normally on). La simulation de cette structure a donné un courant maximale de 632 mA, une transconductance maximale de 200 mS, une tension seuil de -3.6V une concentration du gaz d'électrons bidimensionnels de $7,34 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. Les performances en puissance obtenues sont : un gain linéaire de 11,9 dB, une puissance de sortie maximale de 20,26 dBm (531,44 mW / mm) et un PAE maximum de 26,43%. Ensuite, nous avons étudié l'impact de la géométrie du composant sur les performances statiques et dynamiques. Nous avons travaillé sur l'amélioration du profil du contact Schottky par développement de grille en T dans le but de réduire les capacités parasites. Toutefois, pour l'électronique de puissance, une fonctionnalité « normally-off » avec une tension de seuil positive est souhaitable afin de simplifier les circuits et disposer d'une meilleure sûreté en cas de défaut d'alimentation.

La deuxième structure du MOS-HEMT simulée sur le substrat 4H-SiC présente une grille en T avec une longueur de grille de 10 nm longueur et fonctionne en mode normally off (mode E) avec une tension seuil 1.07 V. Les performances statiques et dynamiques sont meilleures : une densité de courant I_{DS} de l'ordre de 2500 mA/mm, une transconductance maximale de 1438 mS/mm et un courant de grille relativement faible ont été obtenus. Une fréquence maximale d'oscillation F_{MAX} de 758 GHz associée à une fréquence de coupure F_T de 524 GHz ont été relevées. Cette structure a permis d'améliorer les performances en puissances, nous avons obtenu un gain transducteur de 24.2 dB, une puissance de sortie maximale de 29.6 dBm, ce qui correspond à une densité de puissance de 862 mW/mm. Le rendement en puissance ajoutée (PAE) atteint 43.1%. Ces améliorations démontrent les potentialités des MOS-HEMTs $\text{AlGaIn}/\text{GaIn}$. Cependant, les caractéristiques en puissance hyperfréquences présentent des densités de puissance autour de 1 W/mm. Ces résultats en puissance sont peu satisfaisants comparés aux résultats attendus et prédits à partir des performances statiques obtenues. Ainsi, la détérioration des performances en puissance est principalement liée à la présence de pièges et aussi à la qualité de la passivation des composants. Ces performances améliorées montrent que le MOS-HEMT proposé est un dispositif prometteur pour de futures applications RF à ondes millimétriques à haute vitesse et haute puissance. Nous avons étudié l'influence de certains paramètres technologiques tels que la longueur de la grille, le type de l'oxide, la distance L_{gs} et aussi l'influence de la température sur les caractéristiques de MOS-HEMT et sur les fréquences (F_T , F_{MAX}) des transistors. Nous avons aussi étudié et simulé les défauts et

les pièges de surface et d'interface présents dans les structures dans le but de quantifier les densités de piège en terme drain-lag et gate –lag. Les électrons du gaz 2D sont plus sensibles aux défauts d'interface et la mobilité diminue. Finalement, Nous avons proposé de décrire une méthode de modélisation électrique de ces composants en tenant compte des effets physiques. Pour ce faire, nous avons procédé à l'extraction des éléments extrinsèques et intrinsèques en régime petit signal. En effet, un modèle non linéaire complet du MOS-HEMT a été développé. Ce modèle est extrait à partir des simulations TCAD (Caractéristiques (I(V)) et hyperfréquences (paramètres [S]), autour d'un point de fonctionnement donné. L'optimisation du modèle par des méthodes intelligentes s'est avérée efficace, Pour la validation des résultats, une étude comparative entre le modèle numérique et électrique est exposée par une comparaison aux résultats expérimentaux

Ce travail ouvre plusieurs perspectives d'études complémentaires :

- Variation de l'épaisseur et la fraction molaire de la composition d'Aluminium de la couche barrière AlGaN
- L'ajout d'une couche back-barrière pour améliorer le confinement des porteurs dans le canal.
- Simulation et conception d'un transistor à grille double chapeaux constitue une bonne perspective pour améliorer et accroître les performances hyperfréquences des transistors HEMT basé sur la technologie GaN
- Utilisation d'autres matériaux comme le ternaire AlInN et quaternaire AlInGaIn.
- L'établissement d'un modèle électrique tenant compte de la température.
- Une étude de la sensibilité des éléments du schéma équivalent donnera plus d'information sur la précision du modèle.
- L'amélioration de la précision du modèle non-linéaire.
- Proposition de nouveaux schémas équivalents électriques pour améliorer la précision et/ou la rapidité dans des gammes de fréquences plus élevées.
- Une étude de la linéarité en utilisant un signal bi-porteuse et la mesure de l'intermodulation et essayer des solutions et des techniques pour l'obtention d'une meilleure linéarité de la transconductance et un gain en courant plat.

Références bibliographiques

Références bibliographiques

1. Shockley, W., A unipolar “field-effect” transistor, in *Semiconductor Devices: Pioneering Papers*. 1991, World Scientific. p. 473-484.
2. Dubuc, N., *Modélisation Electrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haut rendement*. 2003, Limoges.
3. Mead, C., Schottky barrier gate field effect transistor. *Proceedings of the IEEE*, 1966. **54**(2): p. 307-308.
4. Ouarch, Z., *Caractérisation et modélisation des effets de pièges et thermiques des transistors à effet de champ sur AsGa: application à la simulation de la dynamique lente des circuits non linéaires micro-ondes*. 1999, Limoges.
5. Siligaris, A., *Modélisation grand signal de MOSFET en hyperfréquences: Application à l'étude des non linéarités des filières SOI*. 2004, Lille 1.
6. Rhoderick, E.H., Metal-semiconductor contacts. *IEE Proceedings I-Solid-State and Electron Devices*, 1982. **129**(1): p. 1.
7. 植之原道行, SM Sze: *Physics of Semiconductor Devices*, Wiley-Interscience, New York, 1969, 812 頁, 16.5× 23.5 cm, 7,980 円. *日本物理學會誌*, 1970. **25**(4): p. 336.
8. Kurtin, S., T. McGill, and C. Mead, Fundamental transition in the electronic nature of solids. *Physical Review Letters*, 1969. **22**(26): p. 1433.
9. Jang, H.W., et al., Mechanism of two-dimensional electron gas formation in Al_xGa_{1-x}N/GaN heterostructures. *Applied physics Letters*, 2002. **81**(7): p. 1249-1251.
10. Heikman, S., et al., Polarization effects in AlGa_N/Ga_N and Ga_N/AlGa_N/Ga_N heterostructures. *Journal of applied physics*, 2003. **93**(12): p. 10114-10118.
11. Ibbetson, J.P., et al., Polarization effects, surface states, and the source of electrons in AlGa_N/Ga_N heterostructure field effect transistors. *Applied Physics Letters*, 2000. **77**(2): p. 250-252.
12. Rizzi, A., Surface and interface electronic properties of group III-nitride heterostructures. *Applied surface science*, 2002. **190**(1-4): p. 311-317.
13. Destler, W. and Y. Lau, A Tribute to George Bekefi (1925-1995). *IEEE Transactions on Plasma Science*, 1996. **24**(3): p. 556-557.
14. Yoshida, S., S. Misawa, and S. Gonda, Properties of Al_xGa_{1-x}N films prepared by reactive molecular beam epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 1982. **53**(10): p. 6844-6848.

15. Amano, H., et al., Metalorganic vapor phase epitaxial growth of a high quality GaN film using an AlN buffer layer. *Applied Physics Letters*, 1986. **48**(5): p. 353-355.
16. Khan, M.A., et al., Observation of a two-dimensional electron gas in low pressure metalorganic chemical vapor deposited GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunctions. *Applied Physics Letters*, 1992. **60**(24): p. 3027-3029.
17. Gautier, S., et al., MOVPE growth study of B_xGa_(1-x)N on GaN template substrate. *Superlattices and Microstructures*, 2006. **40**(4-6): p. 233-238.
18. Olsen, V., et al., Bandgap bowing in crystalline (ZnO)_{1-x}(GaN)_x thin films; influence of composition and structural properties. *Semiconductor Science and Technology*, 2018. **34**(1): p. 015001.
19. Bernardini, F. and V. Fiorentini, Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys. *Physical Review B*, 2001. **64**(8): p. 085207.
20. Fiorentini, V., F. Bernardini, and O. Ambacher, Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy heterostructures. *Applied Physics Letters*, 2002. **80**(7): p. 1204-1206.
21. Ambacher, O., et al., Pyroelectric properties of Al (In) GaN/GaN hetero- and quantum well structures. *Journal of physics: condensed matter*, 2002. **14**(13): p. 3399.
22. Liu, Y., et al., Demonstration of undoped quaternary Al In Ga N/Ga N heterostructure field-effect transistor on sapphire substrate. *Applied Physics Letters*, 2005. **86**(22): p. 223510.
23. Vurgaftman, I., J. Meyer, and L. Ram-Mohan, Band parameters for III-V compound semiconductors and their alloys. *Journal of applied physics*, 2001. **89**(11): p. 5815-5875.
24. Pearton, S., et al., Fabrication and performance of GaN electronic devices. *Materials Science and Engineering: R: Reports*, 2000. **30**(3-6): p. 55-212.
25. Duboz, J.-Y., GaN as seen by the industry. *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences-Series IV-Physics*, 2000. **1**(1): p. 71-80.
26. Perlin, P., et al., Pressure studies of gallium nitride: crystal growth and fundamental electronic properties. *Physical Review B*, 1992. **45**(23): p. 13307.
27. Savastenko, V. and A. Sheleg, Study of the elastic properties of gallium nitride. *Physica status solidi (a)*, 1978. **48**(2).
28. Polian, A., M. Grimsditch, and I. Grzegory, Elastic constants of gallium nitride. *Journal of Applied Physics*, 1996. **79**(6): p. 3343-3344.
29. Takagi, Y., et al., Brillouin scattering study in the GaN epitaxial layer. *Physica B: Condensed Matter*, 1996. **219**: p. 547-549.

30. Yamaguchi, M., et al., Brillouin scattering study of gallium nitride: elastic stiffness constants. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1997. **9**(1): p. 241.
31. Schwarz, R., K. Khachatryan, and E. Weber, Elastic moduli of gallium nitride. *Applied Physics Letters*, 1997. **70**(9): p. 1122-1124.
32. Leszczynski, M., et al., Lattice constants, thermal expansion and compressibility of gallium nitride. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1995. **28**(4A): p. A149.
33. Polian, A., Mechanical properties of the group III nitrides. *EMIS DATAREVIEWS SERIES*, 1999. **23**: p. 11-20.
34. Edgar, J. and J. Edgar, Crystal structure, mechanical properties, and thermal properties of BN. *Properties of group III nitrides*, 1994(11).
35. Ambacher, O., Growth and applications of group III-nitrides. *Journal of Physics D: Applied Physics*, 1998. **31**(20): p. 2653.
36. Morkoc, H., et al., Large-band-gap SiC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies. *Journal of Applied Physics*, 1994. **76**(3): p. 1363-1398.
37. Denis, A., Elaboration, cristallogénèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne IIIA et en particulier de GaN. 2003, Université Sciences et Technologies-Bordeaux I.
38. Kim, K., W.R. Lambrecht, and B. Segall, Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN, and InN. *Physical Review B*, 1996. **53**(24): p. 16310.
39. Christensen, N. and I. Gorczyca, Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure. *Physical Review B*, 1994. **50**(7): p. 4397.
40. Azuhata, T., T. Sota, and K. Suzuki, Elastic constants of III-V compound semiconductors: modification of Keyes' relation. *Journal of Physics: Condensed Matter*, 1996. **8**(18): p. 3111.
41. Shur, M., R. Gaska, and A. Bykhovski, GaN-based electronic devices. *Solid-State Electronics*, 1999. **43**(8): p. 1451-1458.
42. Sichel, E. and J. Pankove, Thermal conductivity of GaN, 25–360 K. *Journal of physics and chemistry of solids*, 1977. **38**(3): p. 330.
43. Porowski, S. and I. Grzegory, Thermodynamical properties of III–V nitrides and crystal growth of GaN at high N₂ pressure. *Journal of Crystal Growth*, 1997. **178**(1-2): p. 174-188.

44. Bernardini, F., V. Fiorentini, and D. Vanderbilt, Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides. *Physical Review B*, 1997. **56**(16): p. R10024.
45. Ambacher, O., et al., Two-dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization charges in N-and Ga-face AlGa_N/Ga_N heterostructures. *Journal of applied physics*, 1999. **85**(6): p. 3222-3233.
46. Rol, F., Etude optique de boîtes quantiques uniques non polaires de Ga_N/Al_N. 2007, Université Joseph-Fourier-Grenoble I.
47. Smorchkova, I., et al., Polarization-induced charge and electron mobility in AlGa_N/Ga_N heterostructures grown by plasma-assisted molecular-beam epitaxy. *Journal of applied physics*, 1999. **86**(8): p. 4520-4526.
48. Hsu, L. and W. Walukiewicz, Effect of polarization fields on transport properties in AlGa_N/Ga_N heterostructures. *Journal of Applied Physics*, 2001. **89**(3): p. 1783-1789.
49. Mishra, U. and J. Singh, *Semiconductor device physics and design*. 2007: Springer Science & Business Media.
50. Ambacher, O., et al., Two dimensional electron gases induced by spontaneous and piezoelectric polarization in undoped and doped AlGa_N/Ga_N heterostructures. *Journal of applied physics*, 2000. **87**(1): p. 334-344.
51. Lorenzini, P., *Caractérisations des hétérostructures AlGa_N/Ga_N : des propriétés de transport aux transistors à haute mobilité HEMT*. Habilitation à Diriger des Recherches Université de Nice SophiaAntipolis, Valbonne, 2004.
52. Lugani, L., et al., Ultrathin InAl_N/Ga_N heterostructures on sapphire for high on/off current ratio high electron mobility transistors. *Journal of Applied Physics*, 2013. **113**(21): p. 214503.
53. Gurusinghe, M., S. Davidsson, and T. Andersson, Two-dimensional electron mobility limitation mechanisms in Al_xGa_{1-x}N/Ga_N heterostructures. *Physical Review B*, 2005. **72**(4): p. 045316.
54. Störmer, H., et al., Two-dimensional electron gas at a semiconductor-semiconductor interface. *Solid State Communications*, 1979. **29**(10): p. 705-709.
55. Bouzid-Driad, S., *Réalisation et caractérisation de transistors HEMTs Ga_N pour des applications dans le domaine millimétrique*. 2013, Lille 1.

56. Chiu, H.-C., et al., Device Characteristics of AlGa_N/Ga_N MOS-HEMTs Using High- κ Praseodymium Oxide Layer. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2008. **55**(11): p. 3305-3309.
57. Campbell, S.A., et al., Titanium dioxide (TiO₂)-based gate insulators. *IBM journal of research and development*, 1999. **43**(3): p. 383-392.
58. Hashizume, T., et al., Chemistry and electrical properties of surfaces of Ga_N and Ga_N/AlGa_N heterostructures. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 2001. **19**(4): p. 1675-1681.
59. Horio, K., A. Wakabayashi, and T. Yamada, Two-dimensional analysis of substrate-trap effects on turn-on characteristics in GaAs MESFETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2000. **47**(3): p. 617-624.
60. Werquin, M., Études théoriques et expérimentales de transistors HEMT's de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences. 2005, Lille 1.
61. Meneghesso, G., et al., Surface-related drain current dispersion effects in AlGa_N-Ga_N HEMTs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2004. **51**(10): p. 1554-1561.
62. Laloue, A., Modélisation non linéaire distribuée des transistors à effet de champ: application à l'analyse de la stabilité des transistors et des caractéristiques en bruit dans les circuits MMIC millimétriques. 2001, Limoges.
63. Li, C.-L., T.M. Barton, and R.E. Miles, Avalanche breakdown and surface deep-level trap effects in GaAs MESFET's. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1993. **40**(4): p. 811-816.
64. Dora, Y., et al., ZrO₂ gate dielectrics produced by ultraviolet ozone oxidation for Ga_N and AlGa_N/ Ga_N transistors. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 2006. **24**(2): p. 575-581.
65. Iwakami, S., et al., 20 m Ω , 750 V high-power AlGa_N/Ga_N heterostructure field-effect transistors on Si substrate. *Japanese journal of applied physics*, 2007. **46**(6L): p. L587.
66. Kato, S., et al., C-doped Ga_N buffer layers with high breakdown voltages for high-power operation AlGa_N/Ga_N HFETs on 4-in Si substrates by MOVPE. *Journal of Crystal Growth*, 2007. **298**: p. 831-834.
67. Leclaire, P., et al., AlGa_N/Ga_N HEMTs with very thin buffer on Si (111) for nanosystems applications. *Semiconductor Science and Technology*, 2014. **29**(11): p. 115018.

68. Choi, Y.C., et al., The effect of an Fe-doped GaN buffer on off-state breakdown characteristics in AlGa_N/Ga_N HEMTs on Si substrate. *IEEE transactions on Electron devices*, 2006. **53**(12): p. 2926-2931.
69. Dora, Y., Understanding material and process limits for high breakdown voltage AlGa_N/Ga_N HEMTs. 2006: University of California, Santa Barbara.
70. Khan, A.A., et al. Analytical demonstration of gate leakage current in AlGa_N/Ga_N/InGa_N/Ga_N DH-HEMT. in *Recent Trends in Electronics, Information & Communication Technology (RTEICT), 2017 2nd IEEE International Conference on*. 2017. IEEE.
71. Gregušová, D., et al., Polarization-Engineered n⁺ Ga_N/InGa_N/AlGa_N/Ga_N Normally-Off MOS HEMTs. *physica status solidi (a)*, 2017. **214**(11).
72. Rennesson, S., et al., Optimization of $\{\text{Al}\}_{0.29}\{\text{Ga}\}_{0.71}\{\text{N}\}/\{\text{Ga}\}_{\text{N}}$ High Electron Mobility Heterostructures for High-Power/Frequency Performances. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2013. **60**(10): p. 3105-3111.
73. Lutsenko, E.V., et al., Investigation of Photoluminescence, Stimulated Emission, Photoreflectance, and 2DEG Properties of Double Heterojunction AlGa_N/Ga_N/AlGa_N HEMT Heterostructures Grown by Ammonia MBE. *physica status solidi (a)*, 2018: p. 1700602.
74. Comyn, R., et al., AlGa_N/Ga_N/AlGa_N DH-HEMTs Grown on a Patterned Silicon Substrate. *physica status solidi (a)*, 2017.
75. Defrance, N., Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences. 2007, Lille 1.
76. Chikhaoui, W., Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGa_N/Ga_N et AlIn_N/Ga_N. 2011, INSA de Lyon.
77. Mahabadi, S.J., Upper drift region double step partial SOI LDMOSFET: A novel device for enhancing breakdown voltage and output characteristics. *Superlattices and Microstructures*, 2016. **89**: p. 345-354.
78. Chou, B.-Y., et al., TiO₂-dielectric AlGa_N/Ga_N/Si metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistors by using nonvacuum ultrasonic spray pyrolysis deposition. *IEEE Electron Device Letters*, 2014. **35**(11): p. 1091-1093.
79. Touati, Z.-e., Z. Hamaizia, and Z. Messai. DC and RF characteristics of AlGa_N/Ga_N HEMT and MOS-HEMT. in *Electrical Engineering (ICEE), 2015 4th International Conference on*. 2015. IEEE.

80. Fiorenza, P., et al., Channel Mobility in GaN Hybrid MOS-HEMT Using SiO₂ as Gate Insulator. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 2017. **64**(7): p. 2893-2899.
81. Selvaraj, S.L., et al., AlN/AlGa_N/Ga_N metal-insulator-semiconductor high-electron-mobility transistor on 4 in. silicon substrate for high breakdown characteristics. *Applied physics letters*, 2007. **90**(17): p. 173506.
82. Zhang, Z., et al., AlGa_N/Ga_N MIS-HEMTs of Very-Low $\{V\} - \{th\}$ Hysteresis and Current Collapse With In-Situ Pre-Deposition Plasma Nitridation and LPCVD-Si₃N₄ Gate Insulator. *IEEE Electron Device Letters*, 2017. **38**(2): p. 236-239.
83. Yagi, S., et al., High breakdown voltage AlGa_N/Ga_N metal-insulator-semiconductor high-electron-mobility transistor with TiO₂/Si₃N₄ gate insulator. *Japanese journal of applied physics*, 2007. **46**(4S): p. 2309.
84. Ha, M.-W., et al., Ni/Au Schottky gate oxidation and BCB passivation for high-breakdown-voltage AlGa_N/Ga_N HEMT. *Superlattices and Microstructures*, 2006. **40**(4-6): p. 562-566.
85. Lalinský, T., et al., AlGa_N/Ga_N high electron mobility transistors with nickel oxide based gates formed by high temperature oxidation. *Applied Physics Letters*, 2012. **100**(9): p. 092105.
86. Wu, J., W. Lu, and K. Paul. Normally-OFF AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT with a two-step gate recess. in *Electron Devices and Solid-State Circuits (EDSSC), 2015 IEEE International Conference on*. 2015. IEEE.
87. Vallo, M., et al., Impact of Ir gate interfacial oxide layers on performance of AlGa_N/Ga_N HEMT. *Applied Surface Science*, 2013. **267**: p. 159-163.
88. Dong, Z., et al., High breakdown AlGa_N/Ga_N MOSHEMT with thermal oxidized Ni/Ti as gate insulator. *Solid-State Electronics*, 2010. **54**(11): p. 1339-1342.
89. Sze, S.M., *High-speed semiconductor devices*. New York, Wiley-Interscience, 1990, 653 p. No individual items are abstracted in this volume., 1990.
90. Balog, M., et al., Chemical vapor deposition and characterization of HfO₂ films from organo-hafnium compounds. *Thin Solid Films*, 1977. **41**(3): p. 247-259.
91. Robertson, J., Band offsets of wide-band-gap oxides and implications for future electronic devices. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures Processing, Measurement, and Phenomena*, 2000. **18**(3): p. 1785-1791.
92. Wilk, G. and R. Wallace, Electrical properties of hafnium silicate gate dielectrics deposited directly on silicon. *Applied Physics Letters*, 1999. **74**(19): p. 2854-2856.

93. Center, N.T., Zhaoyang Fan. US-Army, 2010. **8**: p. 2011.
94. Kim, S.K., et al., Transformation of the crystalline structure of an ALD TiO₂ film on a Ru electrode by O₃ pretreatment. *Electrochemical and solid-state letters*, 2006. **9**(1): p. F5-F7.
95. Popovici, M., et al., Improved EOT and leakage current for metal–insulator–metal capacitor stacks with rutile TiO₂. *Microelectronic engineering*, 2011. **88**(7): p. 1517-1520.
96. Han, J.H., et al., Improvement in the leakage current characteristic of metal-insulator-metal capacitor by adopting RuO₂ film as bottom electrode. *Applied Physics Letters*, 2011. **99**(2): p. 022901.
97. Wang, W., et al., Effect of Nb doping on structural and electrical properties of homoepitaxial rutile TiO₂: Nb films. *Ceramics International*, 2018. **44**(2): p. 2432-2435.
98. Tang, H., et al., Electrical and optical properties of TiO₂ anatase thin films. *Journal of applied physics*, 1994. **75**(4): p. 2042-2047.
99. SEOW, T.L., STUDY OF TRAPPING EFFECTS IN ALGAN/GAN MOSHEMTS. 2015.
100. Silvaco, I., ATLAS User's Manual Device Simulation Software. 2010, Santa Clara, CA.
101. Piprek, J., Semiconductor optoelectronic devices: introduction to physics and simulation. 2013: Academic press.
102. Hall, R.N., Electron-hole recombination in germanium. *Physical review*, 1952. **87**(2): p. 387.
103. Shockley, W. and W. Read Jr, Statistics of the recombinations of holes and electrons. *Physical review*, 1952. **87**(5): p. 835.
104. Farahmand, M., et al., Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries. *IEEE Trans. Electron Devices*, 2001. **48**(3): p. 535-542.
105. Pei, Y., et al., Deep submicron AlGaN/GaN HEMTs with ion implanted source/drain regions and non-alloyed ohmic contacts. *Electronics Letters*, 2007. **43**(25): p. 1466-1467.
106. Dasgupta, S., et al., Ultralow nonalloyed ohmic contact resistance to self aligned N-polar GaN high electron mobility transistors by In (Ga) N regrowth. *Applied physics Letters*, 2010. **96**(14): p. 143504.
107. Asbeck, P., et al., Piezoelectric charge densities in AlGaN/GaN HFETs. *Electronics letters*, 1997. **33**(14): p. 1230-1231.

108. Pouvil, P., Composants semiconducteurs micro-ondes. 1994: Masson.
109. Mathieu, H. and H. Fanet, Physique des semiconducteurs et des composants électroniques-6ème édition: Cours et exercices corrigés. 2009: Dunod.
110. Fukui, H., Optimal noise figure of microwave GaAs MESFET's. IEEE Transactions on Electron Devices, 1979. **26**(7): p. 1032-1037.
111. Woerlee, P.H., et al., RF-CMOS performance trends. IEEE Transactions on Electron Devices, 2001. **48**(8): p. 1776-1782.
112. Lee, K., et al., The impact of semiconductor technology scaling on CMOS RF and digital circuits for wireless application. IEEE Transactions on Electron Devices, 2005. **52**(7): p. 1415-1422.
113. Bouzid, S., et al. AlGaN/GaN HEMT on Si (111) substrate for millimeter microwave power applications. in Advanced Semiconductor Devices & Microsystems (ASDAM), 2010 8th International Conference on. 2010. IEEE.
114. Bouzid-Driad, S., et al., AlGaN/GaN HEMTs on Silicon Substrate With 206-GHz f_{MAX} . IEEE Electron Device Letters, 2013. **34**(1): p. 36-38.
115. Guhel, Y., Réalisation de transistors à effet de champ à base de GaN pour l'amplification de puissance en gamme d'ondes millimétriques et à haute température. 2002, Lille 1.
116. Huque, M., et al. Effect of the aspect ratio in AlGaN/GaN HEMT's DC and small signal parameters. in Semiconductor Device Research Symposium, 2007 International. 2007. IEEE.
117. Dasgupta, S., et al., Ultralow nonalloyed ohmic contact resistance to self aligned N-polar GaN high electron mobility transistors by In (Ga) N regrowth. Applied Physics Letters, 2010. **96**(14): p. 143504.
118. Zhernokletov, D.M., et al., Interface trap density reduction for Al₂O₃/GaN (0001) interfaces by oxidizing surface preparation prior to atomic layer deposition. ACS applied materials & interfaces, 2015. **7**(23): p. 12774-12780.
119. BENYAHYA, N., Caractérisation et simulation des transistors HEMTs de la filière InAlN/GaN. 2017.
120. Liu, Z., et al., Temperature-dependent forward gate current transport in atomic-layer-deposited Al₂O₃/AlGaN/GaN metal-insulator-semiconductor high electron mobility transistor. Applied Physics Letters, 2011. **98**(16): p. 163501.
121. Murugapandiyam, P., et al., Design and analysis of 30 nm T-gate InAlN/GaN HEMT with AlGaN back-barrier for high power microwave applications. Superlattices and Microstructures, 2017. **111**: p. 1050-1057.

122. Shinohara, K., et al. 220GHz f_T and 400GHz f_{max} in 40-nm GaN DH-HEMTs with re-grown ohmic. in Electron Devices Meeting (IEDM), 2010 IEEE International. 2010. IEEE.
123. Lv, Y., et al., High-frequency AlGaIn/GaN HFETs with f_T/f_{max} of 149/263 GHz for D-band PA applications. Electronics Letters, 2016. **52**(15): p. 1340-1342.
124. Mi, M.-H., et al., 90 nm gate length enhancement-mode AlGaIn/GaN HEMTs with plasma oxidation technology for high-frequency application. Applied Physics Letters, 2017. **111**(17): p. 173502.
125. Tang, Y., et al., Ultrahigh-Speed GaN High-Electron-Mobility Transistors With f_T/f_{max} of 454/444 GHz. IEEE Electron Device Letters, 2015. **36**(6): p. 549-551.
126. Shinohara, K., et al. Self-aligned-gate GaN-HEMTs with heavily-doped n⁺⁺-GaN ohmic contacts to 2DEG. in Electron Devices Meeting (IEDM), 2012 IEEE International. 2012. IEEE.
127. Denninghoff, D., et al. N-polar GaN/InAlN/AlGaIn MIS-HEMTs with 1.89 S/mm extrinsic transconductance, 4 A/mm drain current, 204 GHz f_T and 405 GHz f_{max} . in Device Research Conference (DRC), 2013 71st Annual. 2013. IEEE.
128. Saldanha, R.R., Optimisation en Electromagnétisme par application conjointe des Méthodes de Programmation Non linéaire et de la Méthode des Eléments Finis. 1992, Grenoble INPG.
129. Sareni, B., Méthodes d'optimisation multimodales associées à la modélisation numérique en électromagnétisme. 1999, Ecole Centrale de Lyon.
130. Vasconcelos, J., Optimisation de forme des structures électromagnétiques. 1994, Ecole Centrale de Lyon.
131. Pham, D. and D. Karaboga, Intelligent optimisation techniques: genetic algorithms, tabu search, simulated annealing and neural networks. 2012: Springer Science & Business Media.
132. Juidette, H., Contribution à la mise en oeuvre de techniques de planification de chemin et d'optimisation. doctorat es sciences, UFR-automatique et technologies de l'information, faculté des sciences, Rabat, 2002.
133. Holland, J.H., Adaptation in natural and artificial systems: an introductory analysis with applications to biology, control, and artificial intelligence. 1992: MIT press.
134. Pirlot, M., General local search methods. European journal of operational research, 1996. **92**(3): p. 493-511.

135. Voisin, S., Application des Algorithmes Génétiques à l'estimation de mouvement par modélisation markovienne. Stage DEA-Mars-Juin, 2004.
136. Djeflal, F., et al., Analytical analysis of nanoscale multiple gate MOSFETs including effects of hot-carrier induced interface charges. *Microelectronics Reliability*, 2009. **49**(4): p. 377-381.
137. Goldberg, D.E. and V. Corruble, Algorithmes génétiques: exploration, optimisation et apprentissage automatique. 1994: Ed. Addison-Wesley France.
138. Metropolis, N., et al., Equation of state calculations by fast computing machines. *The journal of chemical physics*, 1953. **21**(6): p. 1087-1092.
139. Kirkpatrick, S., C.D. Gelatt, and M.P. Vecchi, Optimization by simulated annealing. *science*, 1983. **220**(4598): p. 671-680.
140. Černý, V., Thermodynamical approach to the traveling salesman problem: An efficient simulation algorithm. *Journal of optimization theory and applications*, 1985. **45**(1): p. 41-51.
141. Rahoual, M. and P. Siarry, Les réseaux informatiques: conception et optimisation. 2006: Technip.
142. Jamieson, M., P. Fieguth, and L.J. Lee. Parametric contour estimation by simulated annealing. in *Image Processing, 2003. ICIP 2003. Proceedings. 2003 International Conference on. 2003. IEEE*.
143. Berthiau, G., La méthode du recuit simulé pour la conception des circuits électroniques: adaptation et comparaison avec d'autres méthodes d'optimisation. 1994, Châtenay-Malabry, Ecole centrale de Paris.
144. Delmas, J.-F. and B. Jourdain, Modèles Aléatoires. Vol. 57. 2006: Springer.
145. Aaen, P., J.A. Plá, and J. Wood, Modeling and characterization of RF and microwave power FETs. 2007: Cambridge University Press.
146. Shirvan, M.G. and M. Fathipour, A compact model for the ion implanted channel LDMOS transistor. *Solid State Sciences*, 2012. **14**(4): p. 471-475.
147. Charbonniaud, C., Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde. 2005, Limoges.
148. Scheinberg, N. and E. Chisholm, A capacitance model for GaAs MESFETs. *IEEE journal of solid-state circuits*, 1991. **26**(10): p. 1467-1470.
149. Statz, H., et al., GaAs FET device and circuit simulation in SPICE. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 1987. **34**(2): p. 160-169.

150. Curtice, W.R., A MESFET model for use in the design of GaAs integrated circuits. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1980. **28**(5): p. 448-456.
151. Curtice, W.R., GaAs MESFET modeling and nonlinear CAD. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1988. **36**(2): p. 220-230.
152. Angelov, I., H. Zirath, and N. Rosman, A new empirical nonlinear model for HEMT and MESFET devices. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1992. **40**(12): p. 2258-2266.
153. Angelov, I., L. Bengtsson, and M. Garcia, Extensions of the Chalmers nonlinear HEMT and MESFET model. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 1996. **44**(10): p. 1664-1674.
154. Angelov, I., et al. On the modeling of high power FET transistors. in Microwave Integrated Circuits Conference (EuMIC), 2016 11th European. 2016. IEEE.
155. Emekar, S., et al. Modified angelov model for an exploratory GaN-HEMT technology with short, few-fingered gates. in Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), 2017 International Conference on. 2017. IEEE.
156. I. Angelov, L.B., M. Garcia, F. van Raay, G. Kompa,, Extensions and model verification of the Chalmers Nonlinear HEMT and MESFET Model. IEEE Proceedings I-Solid-State and Electron Devices, 1997. **99**.

Publications et communications

Publications et communications

- **Touati, Z., Z. Hamaizia, and Z. Messai**, Study of AlGa_N/Ga_N MOS-HEMTs with TiO₂ gate dielectric and regrown source/drain. JOURNAL OF NEW TECHNOLOGY AND MATERIALS, 2018. 8(2): p. 16-23.
- **Zine-eddine, T., H. Zahra, and M. Zitouni**, Design and analysis of 10 nm T-gate enhancement-mode MOS-HEMT for high power microwave applications. Journal of Science: Advanced Materials and Devices, 2019.
- **Touati, Z.e., Z. Hamaizia, and Z. Messai**. DC and RF characteristics of AlGa_N/Ga_N HEMT and MOS-HEMT. in 2015 4th International Conference on Electrical Engineering (ICEE). 2015.
- **TOUATI, Z.-e., Z. HAMAIZIA, and Z. MESSAI**, Optimization of Small-Signal Model of E-mode Ga_N MOS-HEMT by Using Genetic and Simulated Annealing Algorithms. Second International Conference on Electrical Engineering ICEEB'2018
- **Z messai, ZE Touati, TH Nouibat, Z Ouennoughi, H Zahra**. DC/RF performance of AlGa_N/Ga_N underlap MOS-HEMT.in 2018 INTERNATIONAL CONFERENCE ON MATERIALS SCIENCE ICMS2018.



Study of AlGa_N/Ga_N MOS-HEMTs with TiO₂ gate dielectric and regrown source/drain

Z. Touati ^a, Z. Hamaizia^a and Z. Messai^{b,c}

^aLaboratory of Semiconducting and Metallic Materials, University of Mohamed Khider Biskra, Algeria

^bElectronics Department, Faculty of Sciences and Technology, University of BBA, Algeria

^cLaboratory of Optoelectronics and Components, UFAS 19000, Algeria

* Corresponding author, email: zinouu113@yahoo.fr

Received date: Oct. 15, 2017; revised date: June 03, 2018; accepted date: Sep. 18, 2018

Abstract

In this work, we proposed a novel TiO₂/AlGa_N/Ga_N metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistor model (MOS-HEMT) with 60 nm gate-length and high-k TiO₂ gate dielectric. The DC and RF characteristics of the proposed AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT structure were obtained using the TCAD Silvaco Software. It shows a maximum extrinsic transconductance of 198.3 mS/mm, a saturated drain-current density at V_{gs} = 4 V of 668.4 mA/mm, with a maximum of 677.9 mA/mm, a unity-gain cut-off frequency of 229.8 GHz, and an impressive maximum oscillation frequency of 627.8 GHz. Characterized at 10 GHz, the power performance of the proposed device shows an output power of 22.3 dBm, a power gain of 13.1 dB, and a power-added efficiency of 26.5%. The obtained simulated results are very encouraging while compared to existing AlGa_N/Ga_N MOS-HEMTs. This is, in fact, the best TiO₂/AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT simulated high-frequency performance reported so far, making it suitable for high-power RF circuit applications.

Keywords: TiO₂/AlGa_N/Ga_N; MOS-HEMT; high-k, TiO₂; Regrown Source/Drain; SILVACO.

1. Introduction

GaN-based High Electron Mobility Transistors (HEMTs) are quite suitable devices for high-power and high-frequency applications, due to their appropriate material properties such as high breakdown voltage, high saturation velocity, low effective mass, high thermal conductivity and high two-dimensional electron gas (2DEG) density, in the order of 10¹⁸ cm⁻², produced by spontaneous and piezoelectric polarization in AlGa_N/Ga_N heterostructures [1-3]. However, Schottky gate transistors usually exhibit high gate leakage current [4], making the drain current to collapse when operating at high frequencies [5] thus, limiting the performance and reliability of HEMTs in Radio Frequency (RF) power applications.

Metal Oxide Semiconductor HEMTs (MOS-HEMTs) with insulating dielectric have been widely investigated, and excellent performance have been reported using various high-k insulators (Al₂O₃ [4-6], TiO₂ [7-9], HfO₂ [10, 11], Pr₂O₃ [12, 13], SiN [14], SiO₂ [14] and NiO [15]).

In [16], Hong-Yu et al. asserted that SiO₂-gate AlGa_N/Ga_N HEMTs show good electrical performance such as high unity-gain cut-off frequency f_{max} and maximum oscillation frequency f_{max} , low gate leakage, small threshold voltage V_{th} fluctuation and small current collapse. However, high leakage currents were observed in MOS-HEMTs under forward bias conditions [17-19], probably due

to insufficient AlGa_N bandgaps [16]. In addition, Deen et al. [17] and Hayashi et al. [20] reported severe V_{th} fluctuations from HEMTs with HfO₂-gate dielectric materials while Stoklas et al. [21] described similar instability issues in HEMTs with ZrO₂-gate dielectric materials. Therefore, further investigation is necessary to gain better understanding of high-k insulators/(Al)Ga_N interfaces.

Furthermore, all these devices suffer from a high contact resistance (of about 0.3Ω·mm) and high on-resistance (of about 1Ω·mm) due to the alloyed ohmic contacts and large source-drain distance. Recently, n⁺ regrown source/drain regions have become a novel approach leading to non-alloyed ohmic contacts and a self-aligned gate process [22, 23].

In this work, the DC and microwave characteristics of a novel AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT with 5-nm-thick TiO₂ dielectric layer, 60 nm gate-length, and 10 nm heavily doped (n⁺⁺ InGa_N) regrown ohmic source/drain regions was investigated.

Using the commercial TCAD Silvaco Software, the proposed TiO₂/AlGa_N/Ga_N MOS-HEMT device exhibits a maximum extrinsic transconductance (g_m) of 198.3 mS/mm, a saturated I_{ds} density of 668.4 mA/mm at V_{gs} = 4 V, with a maximum at 677.9 mA/mm, a unity-gain cut-off frequency (f_c) of 229.8 GHz, as well as an impressive maximum oscillation frequency f_{max} of 627.8 GHz. In terms of power performance, it can deliver an output power (P_{out}) of 22.3



Contents lists available at ScienceDirect

Journal of Science: Advanced Materials and Devices

journal homepage: www.elsevier.com/locate/jsamd

Original Article

Design and analysis of 10 nm T-gate enhancement-mode MOS-HEMT for high power microwave applications



Touati Zine-eddine ^{a, *}, Hamaizia Zahra ^a, Messai Zitouni ^{b, c}

^a Laboratory of Semiconducting and Metallic Materials, University of Mohamed Khider Biskra, Algeria

^b Electronics Department, Faculty of Sciences and Technology, University of BBA, Algeria

^c Laboratory of Optoelectronics and Components, UFAS 19000, Algeria

ARTICLE INFO

Article history:

Received 17 December 2018

Received in revised form

30 December 2018

Accepted 2 January 2019

Available online 7 January 2019

Keywords:

Enhancement-mode

MOS-HEMT

High-k

TiO₂

Regrown source/drain

TCAD

ABSTRACT

In this work, we propose a novel enhancement-mode GaN metal-oxide-semiconductor high electron mobility transistor (MOS-HEMT) with a 10 nm T-gate length and a high-k TiO₂ gate dielectric. The DC and RF characteristics of the proposed GaN MOS-HEMT structure are analyzed by using a TCAD Software. The device features are heavily doped (n++ GaN) source/drain regions for reducing the contact resistances and gate capacitances, which uplift the microwave characteristics of the MOS-HEMT. The enhancement-mode GaN MOS-HEMTs showed an outstanding performance with a threshold voltage of 1.07 V, maximum extrinsic transconductance of 1438 mS/mm, saturation current at V_{GS} = 2 V of 1.5 A/mm, maximum current of 2.55 A/mm, unity-gain cut-off frequency of 524 GHz, and with a record maximum oscillation frequency of 758 GHz. The power performance characterized at 10 GHz to give an output power of 29.6 dBm, a power gain of 24.2 dB, and a power-added efficiency of 43.1%. Undoubtedly, these results place the device at the forefront for high power and millimeter wave applications.

© 2019 The Authors. Publishing services by Elsevier B.V. on behalf of Vietnam National University, Hanoi.

This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).

1. Introduction

GaN-based high electron mobility transistors (HEMTs) are the most preferred devices for high-power and high frequency applications, due to their suitable material properties such as high breakdown voltage, high saturation velocity, low effective mass, high thermal conductivity and high two-dimensional electron gas (2DEG) density of the order of 10¹³ cm⁻² at the hetero interface [1–3]. However, Schottky gate transistors usually exhibit a high gate leakage current [4], and a drain current collapse when operating at high frequencies. These are the major factors that limit the performance and reliability of HEMT in radio frequency (RF) power applications.

Metal oxide semiconductor HEMTs (MOS-HEMTs) with an insulating dielectric is widely investigated, and excellent performance is demonstrated utilizing Al₂O₃ [4,6], TiO₂ [7–9], HfO₂ [10,11], Pr₂O₃ [12,13], SiN [14], SiO₂ [14] and NiO [15] as the gate

dielectric to overcome the aforementioned limitation. These solutions, however, were performed at the expense of a decrease in the device transconductance (g_m) and large shift in the threshold voltage (V_{th}). The dielectric with high permittivity (high κ) can effectively alleviate these problems.

All these devices suffered from the high contact resistance of >0.3 Ω mm and the high on-resistance of >1 Ω mm due to the alloyed ohmic contacts and the large source-drain distance. Recently, the heavily doped n + GaN source/drain ohmic contacts allowed a significant reduction of the contact resistivity in the proposed device [16,17]. The T-gate structure reduces the gate access resistance by providing a large gate area while maintaining the smaller gate length and reduces the extrinsic gate capacitance [18].

Also, most of the developed AlGaN/GaN based HEMTs [19] and MOS-HEMTs [17] are the depletion type due to their unique material properties leading to spontaneous and piezoelectric polarizations for two-dimensional electron gas (2DEG) formation [19]. Although these types of devices were used in microwave power amplifiers, low noise and RF switching devices, enhancement-mode MOS-HEMTs [17,20] have added a more advantage in simpler circuit design and low power consumption due to the elimination of negative power supply [17] which is suitable for the radio frequency integrated circuit (RFIC) design. In this paper, we

* Corresponding author. Laboratory of Semiconducting and Metallic Materials, University of Mohamed Khider Biskra, Algeria

E-mail addresses: zinouu113@yahoo.fr (T. Zine-eddine), hamaiziaz@gmail.com (H. Zahra), messaimr@yahoo.fr (M. Zitouni).

Peer review under responsibility of Vietnam National University, Hanoi.

<https://doi.org/10.1016/j.jsamd.2019.01.001>

2468–2179/© 2019 The Authors. Publishing services by Elsevier B.V. on behalf of Vietnam National University, Hanoi. This is an open access article under the CC BY license (<http://creativecommons.org/licenses/by/4.0/>).



The 4th International Conference on Electrical Engineering- ICEE'15
December 13th to 15th, 2015, Boumerdes, Algeria
Institute of Electrical and Electronic Engineering (IGEE, Former INELEC),
University of Boumerdes (UMBB), Boumerdes, Algeria.

Attendance Certificate

This is to certify that **Mr. Zine-eddine TOUATI** has attended the International Conference on Electrical Engineering (ICEE2015) held at the Institute of Electrical and Electronic Engineering; University M'hamed Bougara of Boumerdes on December 13-15, 2015 and presented the paper entitled: **DC and RF characteristics of AlGaN/GaN HEMT and MOS-HEMT**.
Co-authors: **Zahra HAMAIZIA, Messai ZITOUNI**.



Conference General Chair

Conference Chair
Dr. Abdelhamid DAAMOUCHE



جامعة محمد خيضر - بسكرة، كلية العلوم و التكنولوجيا، قسم الهندسة الكهربائية
University Mohamed Khider, Biskra, Faculty of Sciences & Technology
Department of Electrical Engineering



ICEEB2018
INTERNATIONAL CONFERENCE
DECEMBER 2-3, BISKRA ALGERIA

*Second International Conference on Electrical Engineering,
ICEEB'18*

CERTIFICATE OF PARTICIPATION

This is to certify that the paper entitled :

*Optimization of Small-Signal Model of E-mode GaN MOSHEMT
by Using Genetic and Simulated Annealing Algorithms*



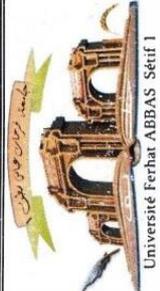
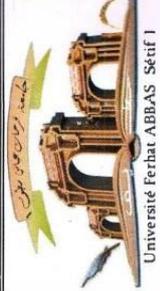
has been presented at the ICEEB'18

*Authors : Zine-Eddine Touati, Hamaizia
Zahra and Messai Zitouni.*

*Pr. Mohamed Boumehras
General Chair ICEEB'2018*

INTERNATIONAL CONFERENCE
DECEMBER 2-3, BISKRA ALGERIA

December 2-3, 2018, Biskra, Algeria



Ferhat ABBAS SETIF 1 University
Faculty of Technology
Laboratory of Surfaces and Interfaces Studies of Solid Materials

Certificate of Attendance

MESSAI Zitouni

Attended the International Conference on Materials Science (ICMS2018)
Held at Ferhat ABBAS SETIF 1 University (ALGERIA), 12-14 September 2018

With an **ORAL Presentation**

Title: DC/RF performance of AlGaIn/GaN underlap MOS-HEMT

Co-authors: Zine-Eddine Touati, Taha-Housseyn Nouibat, Zahir Ouennoughi and Hamaizia Zahra

Conference Director



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique
Université Mohamed Khider – Biskra
Faculté des Sciences et de la technologie
Département Génie électrique

Thèse Doctorat LMD en Electronique
Spécialité: **Micro-électronique**

Présenté par : TOUATI Zine-eddine
Encadré par : Dr. HAMAIZIA Zahra
Co-encadré par : Dr. MESSAI Zitouni

THEME

Contribution à la modélisation non linéaire et l'optimisation des transistors à effet de champ à hétérojonction par des méthodes intelligentes

Résumé :

Les transistors à hétérostructures MOS-HEMT à base de nitrure type AlGa_N/Ga_N apparaissent comme les meilleurs candidats pour les applications hyperfréquences, de puissance, et haut température.

Dans ce travail, nous avons contribué au développement de la technologie des transistors à hétérojonction à base III-N à l'aide d'un simulateur TCAD Atlas-Silvaco qui nous permettra de simuler, prévoir la géométrie de la structure et analyser les défauts et les pièges présents dans la structure. On a conçu et optimisé grâce à des simulations numériques deux structures HEMT et MOSHEMT à base de AlGa_N/Ga_N, dans l'objectif d'améliorer et d'accroître leurs performances statiques (DC), dynamiques (RF) et de puissance hyperfréquence. Puis, on a décrit une modélisation électrique non linéaire du transistor MOS-HEMT en tenant compte des effets physiques. Finalement on a procédé à une étape d'optimisation des paramètres du modèle non linéaire par des méthodes intelligentes pour l'améliorer. La validation du modèle numérique et électrique est exposée par une comparaison aux mesures statiques DC et RF du transistor MOS-HEMT.

La première structure est un transistor MOS-HEMT TiO₂/AlGa_N/Ga_N dont la grille est 60 nm de longueur. Il fonctionne en mode de désertion (normally on). La simulation de cette structure a donné un courant maximale de 632 mA, une transconductance maximale de 200 mS, une tension seuil de -3.6V et une concentration du gaz d'électrons bidimensionnels de $7,35 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-2}$. La deuxième structure du MOS-HEMT simulée sur le substrat 4H-SiC présente une grille en forme de T avec une longueur de grille de 10 nm et fonctionne en mode normally off (mode E) avec une tension seuil de 1.07 V. Les performances statiques et dynamiques sont meilleures : une densité de courant I_{DS} de l'ordre de 2500 mA/mm, une transconductance maximale de 1438 mS/mm et un courant de grille relativement faible ont été obtenus. Une fréquence maximale d'oscillation de 758 GHz associée à une fréquence de coupure de 524 GHz ont été relevées. Ces améliorations démontrent les potentialités des MOS-HEMTs AlGa_N/Ga_N. Cependant, les caractéristiques en puissance hyperfréquences présentent des densités de puissance autour de 1 W/mm.

Enfin, Nous avons examiné l'influence de certains paramètres technologiques qui impactent les performances du transistor tels que la longueur de la grille et la distance grille/drain. L'effet de la température sur les caractéristiques électriques du transistor a été aussi traité.

Mots clé : Transistor MOS-HEMT, modèle linéaire, non linéaire, modèle numérique, microondes, Ga_N, Silvaco, ADS, algorithme génétique (AG).