

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique

جامعة أبي بكر بلقايد - تلمسان -

Université Aboubakr Belkaïd - Tlemcen -

Faculté de TECHNOLOGIE



THESE

Présentée pour l'obtention du grade de **DOCTORAT 3^{ème} Cycle**

En : Electronique

Spécialité : Microélectronique

Par : KOURDI Zakarya

Sujet

Transistors à haute mobilité électronique InAlN/GaN et AlGaAs/InGaAs : Simulation et comparaison des performances électriques.

Soutenue publiquement, le 14 /12/2016, devant le jury composé de :

Mme OULD ABBES Amaria	Professeur	Univ. Tlemcen	Président
Mr. HAMDOUNE Abdelkader	Professeur	Univ. Tlemcen	Directeur de thèse
Mme MANSOUR-MAZARI Halima	Professeur	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur 1
Melle BENSEDDIK Nadia	MCA	Univ. Sidi Bel Abbes	Examineur 2

Remerciements

Je remercie ALLAH le tout puissant de m'avoir donné le courage et la volonté de mener à terme ce travail dans le cadre de thèse de doctorat.

Le travail a été réalisé à la faculté de technologie, au département d'Électronique de l'Université de Tlemcen, sous la direction de Mr HAMDOUNE Abdelkader professeur à l'Université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen.

Tous mes remerciements les plus sincères vont à Madame OULD ABBES Amaria, Professeur à l'université Abou-Bekr Belkaid de Tlemcen, pour m'avoir fait l'honneur d'examiner mon travail et de présider le jury.

J'adresse mes sincères remerciements à Madame MANSOUR-MAZARI Halima, Professeur, et Mademoiselle BENSEDDIK Nadia M.C.A. à l'université de Sidi Bel-Abbes, qui m'ont donné de leur temps précieux et ont eu la gentillesse d'examiner le travail et d'être membres du jury.

Je voudrais témoigner toute ma reconnaissance et toute ma gratitude à Monsieur HAMDOUNE Abdelkader qui a fait preuve de patience et pédagogie. Je lui exprime toute ma reconnaissance pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences et sa maîtrise en la matière. Je voudrais aussi lui témoigner toute ma gratitude pour ses qualités humaines et sa constante disponibilité.

Je vous serais, toutes et tous, très reconnaissant.

Je ne pourrais oublier de présenter mes vifs remerciements et ma sincère gratitude à toutes celles et tous ceux qui m'ont épaulé dans les moments durs et m'ont donné la force pour continuer et arriver au bout du travail.

Je ne peux terminer sans exprimer toute ma gratitude à tous les membres de ma famille qui m'ont soutenu et conseillé tout le long de ce travail, plus particulièrement ma mère et mon père.

A mes parents

A mes frères et sœurs

A ma famille

A mes amis

A Nadjet, Meryem, Sara, Djihane, Soundous, Soumya, Sabrina et Siham.

Sommaire

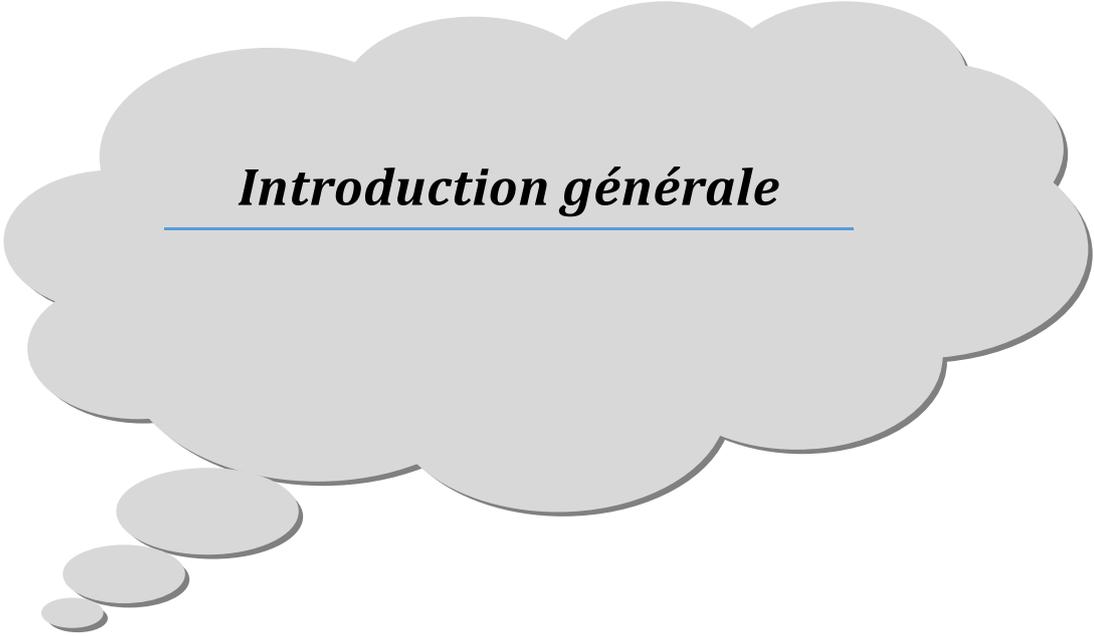
Remerciements	I
Sommaire	II
Introduction générale	- 1 -
Chapitre 1 : Matériaux III-V	- 1 -
I. Introduction	- 1 -
II. Matériaux III-V	- 2 -
II-1. Composés binaires	- 2 -
II-1.1 Structure cristalline des matériaux III-V	- 3 -
II-1.2 Structure de type wurtzite ou hexagonale	- 3 -
II-1.3 Structure de type blende de zinc ou cubique	- 4 -
II-2. Paramètres de maille des matériaux ternaires III-V	- 4 -
II-3. Polarisation interne	- 5 -
II-3.1 Polarisation spontanée	- 5 -
II-3.2 Polarisation piézoélectrique	- 8 -
II-4. Propriétés mécaniques et électroniques du GaN	- 11 -
II-5. Champ de claquage	- 13 -
II-6. Mobilité des porteurs de charge	- 14 -
II-7. Propriétés thermiques	- 15 -
II-7.1 Conductivité thermique	- 15 -
II-7.2 Coefficient de dilatation thermique	- 16 -
II-7.3 Température de debye	- 17 -
II-7.4 Chaleur spécifique	- 17 -
II-7.5 Propriétés optiques	- 17 -
II-8. Largeur de la bande interdite	- 19 -
III. Alliages ternaires utilisés	- 20 -
III-1. AlGaAs	- 20 -
III-2. InGaAs	- 21 -
III-3. InAlN	- 22 -
IV. Hétérojonction	- 24 -
IV-1. Définition d'une hétérojonction	- 24 -
IV-2. Fonctionnement physique d'une hétérojonction	- 25 -

IV-2.1 Hétérojonction à l'équilibre thermodynamique _____	- 25 -
IV-2.2 Calcul des grandeurs internes d'une hétérojonction _____	- 26 -
IV-3. Choix de la technologie et étude des deux hétérojonctions utilisées _____	- 29 -
V. Conclusion _____	- 31 -
Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique _____	- 33 -
I. Introduction _____	- 33 -
II. Différentes architectures des FETs _____	- 33 -
II-1. Transistor MOSFET _____	- 33 -
II-2. LDMOS _____	- 34 -
II-3. Transistor MESFET _____	- 35 -
II-4. Transistor HEMT _____	- 35 -
II-5. pHEMT _____	- 37 -
II-6. mHEMT _____	- 38 -
II-7. HEMT avec Field Plate _____	- 39 -
II-8. HEMT Fujitsu _____	- 40 -
II-9. HEMT Flip Chip _____	- 40 -
III. Etude des HEMTs à base de GaAs et GaN _____	- 41 -
III-1. Présentation des HEMTs _____	- 41 -
III-2. Structure d'un HEMT _____	- 43 -
III-2.1 Passivation _____	- 44 -
III-2.2 Contacts ohmiques _____	- 44 -
III-2.3 Contact Schottky _____	- 45 -
III-2.4 Couche donneuse _____	- 45 -
III-2.5 Couche espaceur (Spacer layer) _____	- 46 -
III-2.6 Gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) _____	- 46 -
III-2.7 Couche canal _____	- 47 -
III-2.8 Couche tampon _____	- 47 -
III-2.9 Substrat _____	- 47 -
IV. Propriétés électriques du HEMT _____	- 50 -
IV-1. Principe de fonctionnement _____	- 50 -
IV-1.1 Fonctionnement dans le régime de pincement _____	- 51 -
IV-1.2 Fonctionnement dans le régime de désertion _____	- 52 -
IV-1.3 Fonctionnement dans le régime linéaire _____	- 53 -

IV-1.4 Régime de la tension de coude _____	- 55 -
IV-1.5 Régime de saturation _____	- 55 -
IV-1.6 Régime d'avalanche _____	- 57 -
IV-2. Caractéristiques internes _____	- 58 -
IV-2.1 Transconductance _____	- 58 -
IV-2.2 Conductance de sortie _____	- 59 -
IV-2.3 Capacité grille-source _____	- 59 -
IV-2.4 Capacité grille-drain _____	- 59 -
IV-2.5 Capacité drain-source _____	- 60 -
IV-2.6 Résistances R_i et R_{GD} _____	- 60 -
IV-2.7 Résistances d'accès R_D et R_S _____	- 60 -
IV-2.8 Schéma équivalent en régime petit signal _____	- 60 -
IV-2.9 Caractéristiques de sortie et de transfert _____	- 61 -
IV-3. Modèle fort signal _____	- 62 -
IV-4. Fréquence de coupure et fréquence maximale d'oscillation _____	- 63 -
IV-5. Figure de mérite en puissance _____	- 64 -
IV-6. Effets limitatifs _____	- 65 -
IV-6.1 Effet thermique _____	- 65 -
IV-6.2 Courant de fuite de la diode grille-source _____	- 66 -
IV-6.3 Abaissement de barrière induit par le drain _____	- 68 -
IV-6.4 Effets de pièges _____	- 69 -
IV-6.4.1 Présentation du phénomène _____	- 69 -
IV-6.4.2 Mécanisme Drain-Lag _____	- 70 -
IV-6.4.3 Mécanisme Gate-Lag _____	- 70 -
IV-6.5 Effet Kink _____	- 71 -
IV-6.6 Auto-échauffement _____	- 72 -
V. Conclusion _____	- 73 -
Chapitre 3 : Résultats et discussions _____	- 75 -
I. Introduction _____	- 75 -
II. TCAD-SILVACO _____	- 75 -
II-1. Principes et conditions d'utilisation _____	- 75 -
II-2. ATHENA TCAD-SILVACO _____	- 76 -
II-3. ATLAS TCAD-SILVACO _____	- 77 -

II-4. DECKBUILD _____	- 77 -
II-5. TONYPLOT _____	- 77 -
III. HEMTs à base de GaAs et GaN étudiés _____	- 78 -
III-1. Structures des HEMTs _____	- 78 -
III-2. Maillage _____	- 80 -
III-3. Régions et électrodes _____	- 82 -
III-4. Dopage _____	- 84 -
IV. Simulation des grandeurs physiques internes _____	- 84 -
IV-1. Énergies des gaps en fonction des fractions molaires _____	- 84 -
IV-2. Diagrammes de bandes d'énergie _____	- 85 -
IV-3. Propriétés physiques internes _____	- 87 -
IV-4. Influence des paramètres technologiques _____	- 90 -
IV-4.1 Influence de la longueur de grille L_G _____	- 90 -
IV-4.2 Influence de l'espacement grille-drain L_{GD} _____	- 91 -
IV-4.3 Influence de l'épaisseur de la couche ohmique _____	- 92 -
IV-4.4 Influence de l'épaisseur de la couche barrière _____	- 93 -
IV-4.5 Influence de l'épaisseur de la couche espaceur _____	- 95 -
IV-4.6 Influence de l'épaisseur de la couche canal _____	- 96 -
IV-4.7 Influence de l'épaisseur de la couche tampon _____	- 97 -
IV-5. Influence du dopage _____	- 98 -
IV-5.1 Influence du dopage de la couche ohmique _____	- 98 -
IV-5.2 Influence du dopage de la couche donneuse _____	- 99 -
IV-5.3 Influence du dopage de la couche espaceur _____	- 100 -
IV-5.4 Influence du dopage de la couche canal _____	- 101 -
IV-5.5 Influence du dopage de la couche tampon _____	- 102 -
IV-5.6 Influence du dopage du substrat _____	- 103 -
IV-5.7 Influence du substrat utilisé _____	- 103 -
IV-5.8 Influence des métaux d'électrodes _____	- 105 -
IV-5.9 Influence des modèles physiques _____	- 106 -
V. Simulation des deux HEMTs et discussions _____	- 106 -
V-1. Régime statique _____	- 107 -
V-1.1 Caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ _____	- 108 -
V-1.2 Caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ _____	- 110 -

V-1.3 Effet Kink _____	- 113 -
V-1.4 Effet d'avalanche _____	- 114 -
V-1.6 Courants de fuite et de commutation _____	- 116 -
V-1.7 Abaissement de barrière induit par drain (DIBL) _____	- 118 -
V-2. Régime dynamique _____	- 120 -
V-2.1 Transconductance _____	- 120 -
V-2.2 Capacité C_{GD} _____	- 121 -
V-2.3 Capacité C_{GS} _____	- 122 -
V-2.4 Capacité C_{DS} _____	- 123 -
V-2.5 Résistance R_{DS} _____	- 125 -
V-2.6 Gains extrinsèques petit signal _____	- 126 -
V-2.7 Performances en puissance hyperfréquence _____	- 127 -
V-3.1 Retard de commutation de drain (Drain-Lag) _____	- 130 -
V-3.2 Retard de commutation de grille (Gate-Lag) _____	- 132 -
VI. Conclusion _____	- 133 -
Conclusion générale et perspectives _____	132
Bibliographie _____	134
Publications et communications _____	A
Résumé _____	B



Introduction générale

Introduction générale

Les matériaux à grand gap sont connus depuis plusieurs décennies ; le nitrure de gallium (GaN) est commercialisé depuis les années 1970, il possède une bande interdite d'énergie égale à 3.4 eV, soit une énergie jusqu'à trois fois plus élevée que celle des semi-conducteurs utilisés jusqu'alors comme le silicium (Si), le germanium (Ge) ou l'arséniure de gallium (GaAs). Les chercheurs se sont intéressés à ces types de matériaux pour les utiliser dans l'électronique et l'optoélectronique.

Le développement de ces éléments visant les applications RF n'a commencé qu'à partir des années 1980, avec l'utilisation du carbure de silicium.

L'amélioration des performances électriques des transistors fait toujours objet de grands efforts d'investigations, avec l'incorporation de nouveaux matériaux et l'adoption de nouvelles structures. Des dispositifs à base de ces nouveaux matériaux, surtout ceux à base de GaN, sont toujours d'un grand intérêt dans le domaine de recherche, pour des applications multiples aussi bien civiles que militaires.

L'objectif est de perfectionner des transistors qui fonctionnent en haute température, à des fréquences très élevées et pouvant délivrer une importante puissance de sortie. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) sont les mieux placés en ce sens, surtout ceux à base de GaAs et GaN.

Notre thèse de doctorat s'inscrit dans cet axe de recherche ; nous essaierions d'étudier deux HEMTs à base de GaAs et GaN et comparer leurs performances.

Notre manuscrit sera divisé en trois chapitres :

Dans le premier chapitre, nous étudierons les propriétés fondamentales des matériaux semi-conducteurs III-V, aussi bien ceux qui présentent une faible bande interdite que ceux à large bande interdite. Nous présenterons leurs différentes propriétés cristallographiques, physiques, électriques, optiques, thermiques et leurs caractéristiques ; ceci nous aiderait à faire le choix des matériaux qui seraient efficaces et avantageux dans le but souhaité. Puis nous présenterons les alliages ternaires que nous utiliserons dans les transistors en question, et nous terminerons une étude de base des hétérojonctions.

Le deuxième chapitre sera consacré aux transistors HEMTs : nous présenterons leurs différents types (pHEMT, FP-HEMT, ...), leurs fonctionnements et leurs structures avec le

rôle de chaque couche. L'état de l'art des transistors HEMTs sera présenté avec tous les effets indésirables qui entachent leurs propriétés physiques et leurs performances électriques.

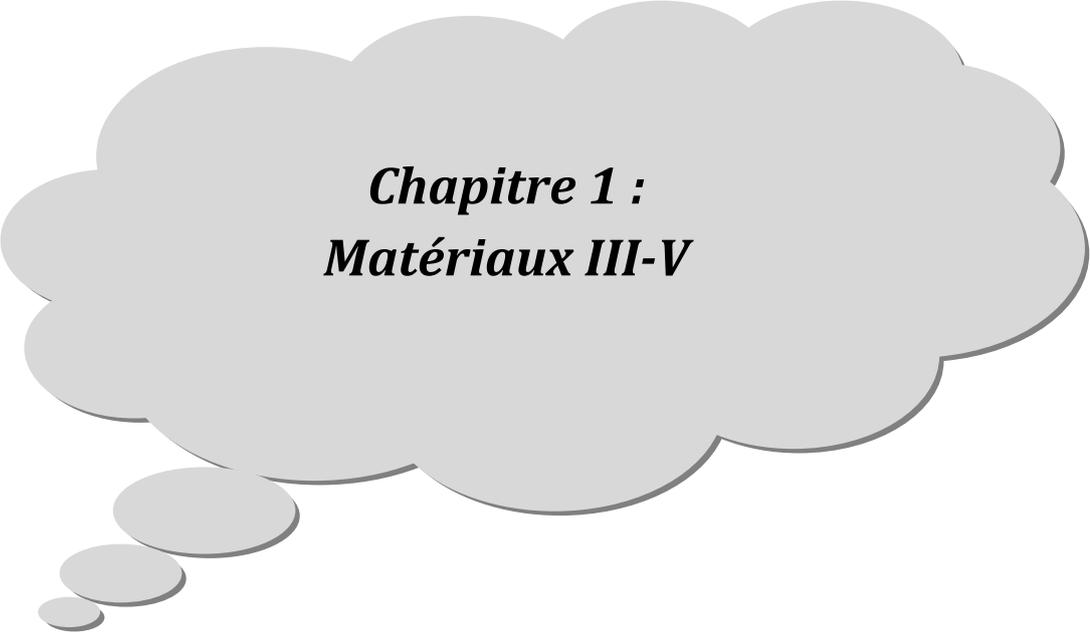
Puis, nous désignerons les structures HEMTs à base d'InAlN/GaN et AlGaAs/InGaAs qui sont notre sujet d'étude.

Nous nous pencherons sur les matériaux utilisés en donnant leurs caractéristiques et en comparant leurs propriétés. Nous présenterons aussi les différents substrats de croissance du nitrure de gallium actuellement employés.

Le troisième chapitre sera consacré à la simulation des performances des deux HEMTs, en utilisant le logiciel commercial Silvaco. Il s'agira de calculer leurs différentes caractéristiques avec une mise en avant des différents phénomènes observés au cours des simulations et présentation également des modèles des dispositifs.

Nous simulerons l'influence des paramètres technologiques et physiques sur les performances des transistors en régime statique, régime dynamique petit signal, en puissance hyperfréquence et en mode impulsionnel pour caractériser les pièges. Une interprétation ou discussion des résultats sera donnée, avec une comparaison des performances entre les deux transistors.

Nous finirons notre travail par une conclusion générale et des perspectives.



Chapitre 1 :
Matériaux III-V

Chapitre 1 : Matériaux III-V

I. Introduction

Les matériaux à base de nitrure sont des semi-conducteurs dont les propriétés physico-chimiques ne sont pas encore très connues, contrairement aux autres semi-conducteurs traditionnels. Leur élaboration est toujours en cours d'optimisation et pose des problèmes qui demeurent jusqu'ici à surmonter ; mais on espère une amélioration de la qualité des matériaux et ainsi des performances des dispositifs électroniques et optoélectroniques.

Notre travail consiste à étudier les propriétés électriques des structures à hétérojonctions tels que les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base de matériaux binaires et ternaires qui contiennent toujours l'arsenic et l'azote. Nous rappelons tout d'abord quelques propriétés physico-chimiques des matériaux binaires et massifs ; puis les alliages ternaires AlGaAs, InGaAs et InAlN qui font à l'heure actuelle, l'objet de plusieurs investigations à cause de leurs avantages très intéressants dans l'électronique et l'optoélectronique. La structure de bande des trois nitrures, GaN, AlN, InN et leurs alliages, peut être classiquement décrite par le modèle à trois vallées Γ , L et X quasi paraboliques, cela suffit pour décrire le comportement électrique de ces composés. Nous présenterons aussi les principales propriétés des hétérojonctions.

Les performances électriques des dispositifs, sont très influencées par les matériaux semi-conducteurs à grand gap. Les paramètres de ces matériaux sont importants et doivent être pris en compte, le choix du matériau à utiliser doit répondre aux exigences demandées et aux qualités que le dispositif devra posséder.

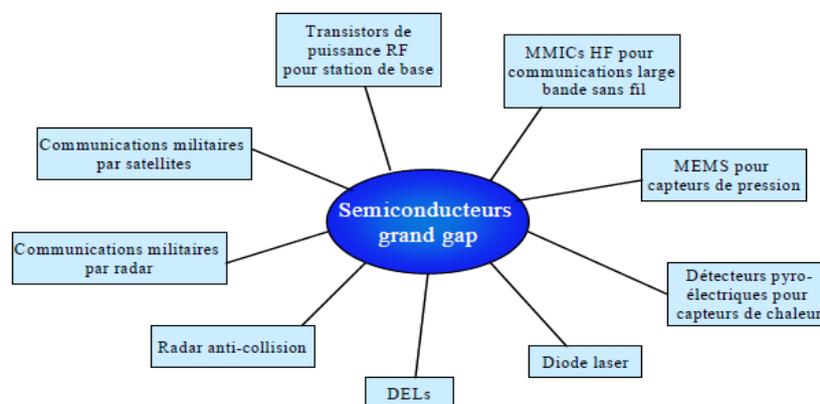


Figure I-1 : Exemples d'applications des semi-conducteurs à grand gap (Meyer, 2005).

II. Matériaux III-V

II-1. Composés binaires

Les semi-conducteurs III-V les plus simples sont les semi-conducteurs binaires, constitués d'éléments du groupe V (azote, phosphore, arsenic, antimoine) et d'éléments du groupe III (bore, aluminium, gallium, indium).

Au voisinage du point central Γ de la zone de Brillouin, les contraintes sont absentes ; on a le couplage spin orbite et le champ cristallin. Leur structure de bandes présente une bande de conduction unique et trois bandes de valence non dégénérées. Les transitions entre la bande de conduction et ces trois bandes de valence se produisent avec des trous lourds (hh) ou des trous légers (lh) et donnent naissance à trois excitons appelés respectivement A, B et C (énergie de liaison de l'exciton A : $\Delta E_{A,B} = 6$ à 8 meV et $\Delta E_{B,C} \approx 20$ meV dans GaN (Mestaria, 2012).

Nous donnons au tableau (I-1) les paramètres de maille de quelques éléments III-V où l'indice '0' correspond à la maille équilibrée non contrainte à la température ambiante (Ioffe, 2011), (KRAMER, 2006), et au tableau (I-2) un extrait de la classification périodique des éléments III, IV et V.

Matériaux	GaAs	AlAs	InAs	GaN	AlN	InN
Type	Cubique			würtzite		
a_0 (Å)	-	-	-	3.189	3.112	3.545
c_0 (Å)	5.653	5.660	6.0583	5.185	4.982	5.703
c_0/a_0 (exp)	-	-	-	1.6259	1.6010	1.6116
c_0/a_0 (cal)	-	-	-	1.6336	1.6190	1.6270
u_0	-	-	-	0.376	0.380	0.377

Tableau I-1 : Paramètres de maille d'éléments III-V à 300K (Ioffe, 2011).

III	IV	V
B ₅	C ₆	N ₇
Al ₁₃	Si ₁₄	P ₁₅
Ga ₃₁	Ge ₃₂	As ₃₃
In ₄₉	Sn ₅₀	Sb ₅₁
Ti ₈₁	Pb ₈₂	Bi ₈₃

Tableau I-2 : Extrait de la classification périodique des éléments (EL Ouchdi, 2011).

II-1.1 Structure cristalline des matériaux III-V

Les matériaux semiconducteurs III-V cristallisent sous deux formes différentes à la température ambiante : la structure hexagonale ou würtzite et la structure cubique ou blende de zinc. On peut aussi trouver la structure de type NaCl, trigonale et graphène.

La pression de transition entre les deux structures würtzite et cubique est de 50 GPa (Purdue, 2005). La structure NaCl est composée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées d'atomes de gallium et d'azote, décalés de $(a/2)$.

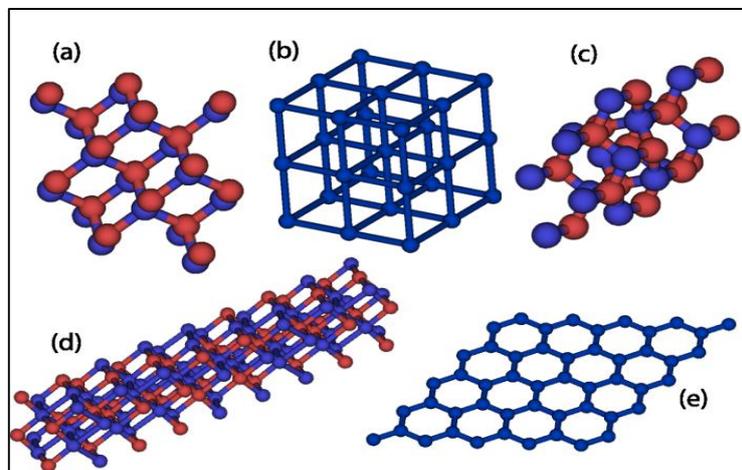


Figure I-2 : Différentes structures : (a) Würtzite, (b) Blende de Zinc, (c) NaCl, (d) trigonale, (e) graphène (Purdue, 2005).

II-1.2 Structure de type würtzite ou hexagonale

C'est une structure thermodynamiquement très stable, constituée par deux sous-réseaux hexagonaux compacts, l'un contenant les atomes de gallium (Ga), l'autre

d'aluminium (Al) ou d'indium (In) interpénétrés et décalés suivant l'axe c de $5/8$ ème de la maille élémentaire.

Cette structure est caractérisée par les paramètres de maille : a , c et u (Tableau I-1).

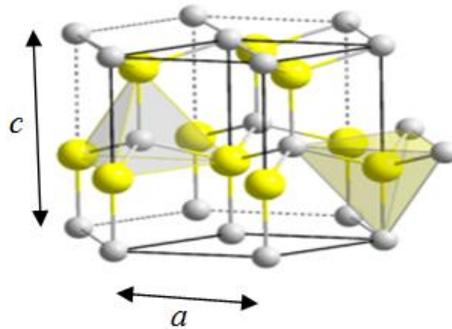


Figure I-3 : Exemple de maille hexagonale (würtzite) (Wikimedia Foundation, 2015).

II-1.3 Structure de type blende de zinc ou cubique

La structure cubique est une structure thermodynamiquement métastable, sa diagonale de maille est constituée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées d'atomes ; le réseau réciproque de cette structure est un octaèdre à faces tronquées.

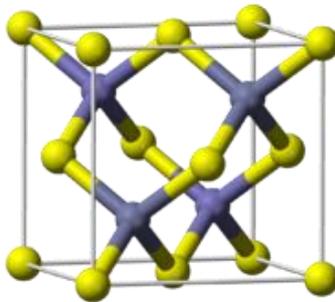


Figure I-4 : Exemple de maille hexagonale, la géométrie cubique ou zinc-blende présentée ici est non contrainte mécaniquement (Robert, 2015).

II-2. Paramètres de maille des matériaux ternaires III-V

Un semiconducteur III-V ternaire est un assemblage de matériaux binaires en fonction d'une fraction molaire x d'un élément. Pour résoudre le problème d'accord des paramètres de maille entre des matériaux ternaires et binaires, on doit choisir le coefficient stœchiométrique dans l'utilisation des hétérojonctions qui sont très utilisées dans les dispositifs électroniques et optoélectroniques. En effet ; au niveau d'une hétérojonction, une polarisation spontanée et une densité de porteurs de charge élevée se créent et permettent d'améliorer grandement les

performances de ces dispositifs. Les paramètres de maille « a » des composés ternaires $\text{In}_x\text{AlN}_{1-x}\text{N}$, $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ et $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont donnés par l'équation I.1.

$$\begin{aligned} a_{\text{InAlN}} &= a_{\text{InN}} \times x + a_{\text{AlN}} \times (1 - x) + \delta_a \times x \times (1 - x) \\ a_{\text{InGaAs}} &= a_{\text{InAs}} \times x + a_{\text{GaAs}} \times (1 - x) + \delta_a \times x \times (1 - x) \\ a_{\text{AlGaAs}} &= a_{\text{AlAs}} \times x + a_{\text{GaAs}} \times (1 - x) + \delta_a \times x \times (1 - x) \end{aligned} \quad \text{I.1}$$

Récemment, Darack et Chieva (Darakchieva, 2008) ont utilisé l'approximation du gradient généralisé : pour $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$, les deux paramètres de maille a et c présentent essentiellement une dépendance linéaire sur x, avec de très petits écarts par rapport à la règle de Vegard.

Ils ont montré que même ces petits écarts δ_a et δ_c qui sont des paramètres des accords de mailles pourraient avoir une influence sur les calculs de contraintes, comme effectués à partir des données par Raman (Ramanan, 2014), ils ont trouvé $\delta_a = 0.0412 \pm 0.0039 \text{ \AA}$ et $\delta_c = -0.060 \pm 0.010 \text{ \AA}$.

II-3. Polarisation interne

II-3.1 Polarisation spontanée

Les dissymétries de la structure cristalline sont associées à un fort facteur d'ionisation de la liaison de covalence métal-nitride (Ambacher, 1999), cette iconicité entraîne la formation d'un ensemble de dipôles orientés partiellement ou complètement en fonction d'un champ électrique. En effet le gallium (1.6 eV) est moins électronégatif que l'azote (3 eV) ; une charge négative $-q$ apparaît autour des atomes d'azote, et une autre charge positive $+q$ apparaît autour des atomes de gallium.

Le matériau est donc le siège d'une polarisation macroscopique P_{SP} , sans qu'une contrainte externe ne soit appliquée (Morkoc, 2008). La figure I.5 illustre la polarisation spontanée sur une maille élémentaire du matériau GaN.

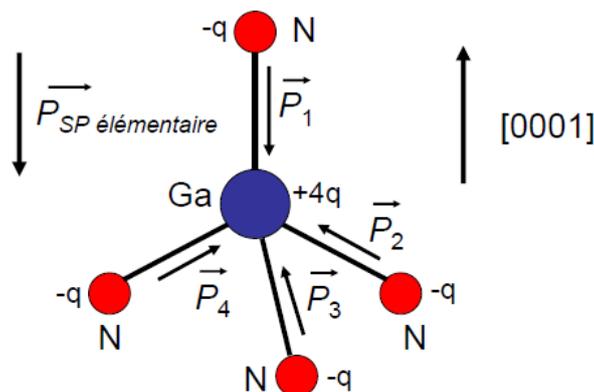


Figure I-5 : Polarisation spontanée du GaN à l'équilibre (Ludovic, 2009).

La polarisation totale qui s'établit est la résultante de la sommation de chaque contribution à cette polarisation, P_1 , P_2 , P_3 et P_4 . La polarisation résultante sur une maille élémentaire $P_{SP\text{élémentaire}}$ suit la direction [0001] et le sens de P_1 (Ludovic, 2009).

De plus, la symétrie du cristal d'une maille GaN exige que cette polarisation doit être parallèle à l'axe c (Nye, 1985).

$$P^{SP} = P_3^{SP} u_z \tag{I.2}$$

Deux éléments sont responsables de la polarisation spontanée. Tout d'abord, on doit tenir compte de la différence d'électronégativité de Ga et de N. Cela signifie que le nuage d'électrons le long de la liaison III-N est un peu décalé vers l'azote.

Cette propriété avec la faible symétrie de la structure wurtzite, rend les barycentres des charges positive et négative à des positions différentes dans une même structure idéale pour laquelle a et c sont reliés entre eux par l'équation I.3.

$$\frac{c}{a} = \sqrt{\frac{8}{3}} \tag{I.3}$$

Il y'a création de dipôles microscopiques dans la maille élémentaire qui donnent lieu à une polarisation macroscopique. Ce serait la seule cause de la polarisation spontanée pour un cristal wurtzite idéal.

D'autre part, comme nous l'avons déjà mentionné, la structure cristalline des matériaux III-N n'est pas idéale. Le tétraèdre est donc légèrement déformé faisant la liaison III-N plus courte le long de la direction [0001] que les trois autres liaisons. C'est une autre raison qui fait que les barycentres des charges positives et négatives sont différents et donnent lieu à une polarisation macroscopique.

Des calculs sur c/a ont été effectués afin d'estimer la valeur de cette polarisation spontanée (Bernardini, 1997). Les valeurs sont reportées dans le tableau I-3.

Cette polarisation change d'un matériau à l'autre en raison à la fois les différences d'électronégativité des métaux et des différences de polarisations. Pour un alliage ternaire, la polarisation spontanée ne peut pas être obtenue par une simple interpolation linéaire (Bernardini, 2001), (Bernardini, 2002).

Matériau	GaAs	InAs	GaN	AlN	InN
P_{SP} [cm^{-2}]	-0.160	-0.045	-0.029	-0.081	-0.032

Tableau I-3 : Les valeurs calculées de la polarisation spontanée (Bernardini, 1997).

La polarisation spontanée, P_{SP} , se manifeste aux interfaces du matériau avec le vide, ou avec un autre composé. La densité de charge à l'interface est égale à P_{SP} . η_S entre le matériau et le vide, ou $[P_{SP}(A) - P_{SP}(B)] \cdot \eta_S$ à l'interface entre deux matériaux A et B (où η_S est le vecteur unitaire normal à la surface).

Dans les matériaux à base de N, le vecteur de polarisation P_{SP} est orienté dans la direction [0001] (Curutchet, 2005).

Au sein d'une structure würtzite face-N, la polarisation spontanée conduit à une charge globale positive +Q en surface et négative -Q à l'opposée (Ludovic, 2009). La polarisation spontanée est de sens inverse dans une structure würtzite face-Ga, la charge en surface est donc négative, et elle est positive à l'opposé.

Par contre ; pour les matériaux à base d'As, le vecteur de la polarisation P_{SP} est orienté dans une seule direction car la structure est cubique.

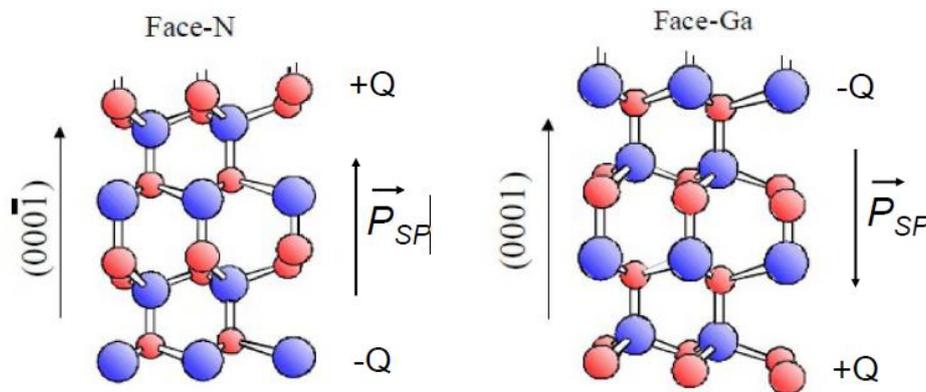


Figure I-6 : Polarisation spontanée et répartition de la charge globale aux interfaces sur une structure GaN de type würtzite face-N et face-Ga (Morkoc, 2008).

Le calcul de la polarisation spontanée des alliages ternaires est effectué par le modèle linéaire de Vegard ; les polarisations spontanées respectives des trois ternaires AlGaAs, InGaAs et InAlN sont données par les équations I.4 (Morkoc, 2008).

$$\begin{aligned}
 P_{SP}(x) &= xP_{SP}(AlAs) + (1 - x)P_{SP}(GaAs) \\
 P_{SP}(x) &= xP_{SP}(InAs) + (1 - x)P_{SP}(GaAs) \\
 P_{SP}(x) &= xP_{SP}(AlN) + (1 - x)P_{SP}(InN)
 \end{aligned}
 \tag{I.4}$$

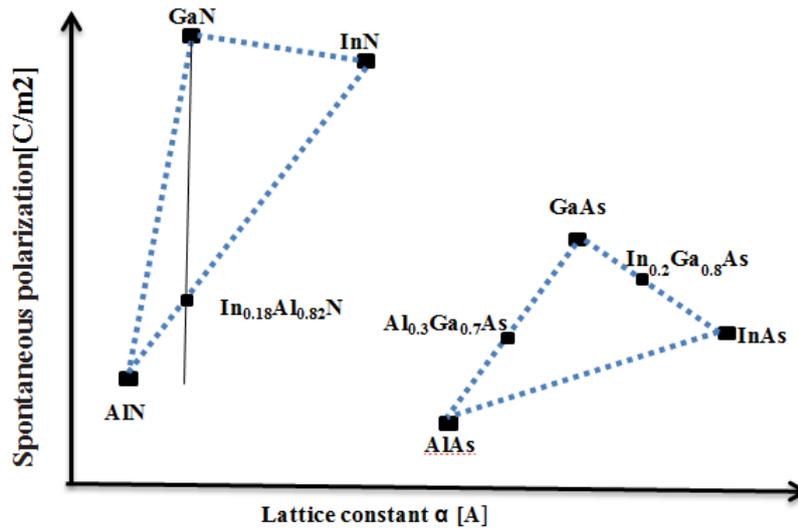


Figure I-7 : Polarisation spontanée en fonction de la constante de réseau.

Pour l'hétérojonction InAlN/GaN, on obtient une grande polarisation spontanée sans désaccord de maille pour $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}$.

Le matériau ternaire $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ donne un bon accord de maille avec GaN pour une concentration en aluminium de 83%, et par conséquent une polarisation piézoélectrique nulle. Lorsque le pourcentage est inférieur à cette valeur, la couche va se trouver en compression et la polarisation piézoélectrique positive va s'opposer à la polarisation spontanée de la couche (Chikhaoui, 2011).

Les HEMTs à base de GaN supportent un champ électrique interne en moyenne cinq fois supérieur à ceux du Si et du GaAs. Cette tension est supérieure à 50 V (elle est de l'ordre de 30V pour le GaAs), une grande valeur de cette tension est souhaitée pour les applications en haute puissance (JARDAL, 2006).

II-3.2 Polarisation piézoélectrique

Cette polarisation apparaît quand un matériau non centro-symétrique est soumis à une contrainte. La cause est une déformation supplémentaire du tétraèdre par rapport au matériau non sollicité. Le traitement général de la polarisation créée par une contrainte appliquée fait intervenir le tenseur piézoélectrique d (de rang 3). La polarisation P_i ($i = x, y, z$) est donnée par la relation I.5.

$$P_i = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 d_{ijk} \sigma_{jk} = d_{ijk} \sigma_{jk} \tag{I.5}$$

σ_{ij} sont les composantes du tenseur ; d_{ijk} sont appelés modules piézo-électriques.

En raison des symétries du tenseur, il y a 18 d_{ijk} indépendants. Cela rend possible l'utilisation de la notation matricielle en donnant de nouveaux symboles (AUGAUDY, 2002) pour d_{ijk} , et en remplaçant jk par un seul suffixe j .

Pour les termes non diagonaux, un facteur 2 intervient, par exemple $d_{16} = 2d_{112}$. Les mêmes règles s'appliquent pour remplacer les deux suffixes d_{eij} par un seul. Nous avons alors une nouvelle notation.

$$P_i = \sum_{j=1}^3 d_{ij} \sigma_j = d_{ij} \sigma_j \quad I.6$$

Sous forme matricielle, on a :

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_2 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} \quad I.7$$

Pour arguments de symétrie, on peut réduire les composantes d_{ij} à 5 dont 3 sont indépendantes (Nye, 1985).

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{24} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad I.8$$

Expérimentalement, on a généralement accès à la couche qui est liée à la contrainte par la loi de Hooke.

$$\sigma_{ij} = c_{ijkl} \epsilon_{kl} \quad I.9$$

Où les composants C_{ijkl} forment un tenseur de rang 4. En utilisant les propriétés de nouvelle génération de tenseurs, on peut utiliser une notation matricielle.

Si l'on tient compte de la symétrie du groupe, on aura (Nye, 1985) :

$$\begin{pmatrix} \sigma_1 \\ \sigma_2 \\ \sigma_2 \\ \sigma_4 \\ \sigma_5 \\ \sigma_6 \end{pmatrix} = \begin{bmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \frac{1}{2}(c_{11} - c_{12}) \end{bmatrix} \begin{pmatrix} \epsilon_1 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_2 \\ \epsilon_4 \\ \epsilon_5 \\ \epsilon_6 \end{pmatrix} \quad I.10$$

En utilisant ces équations, on obtient la relation entre la polarisation et la tension piézo-électrique qui est exprimée par la matrice des coefficients ϵ_{ij} .

Les valeurs du coefficient piézoélectrique, rapportées dans la littérature sont présentées dans le tableau I-4. Le fait important est que ces constantes sont au moins 5 fois plus grandes que pour les autres semi-conducteurs usuels (Gironcoli, 1989). Si l'on néglige la déformation de cisaillement, ce qui est généralement une bonne approximation dans le cas de la croissance épitaxiale, on peut voir que la seule composante non nulle de la polarisation piézoélectrique sera le long de l'axe c , c'est-à-dire $P^{pz} = u_z P^{pz}_3$. Par exemple, pour une croissance [0001], $\epsilon_3 = 0$ (surface libre qui donne l'approximation biaxiale : $\epsilon_3 = 2 \frac{c_{13}}{c_{33}} \epsilon_1 = -0.51 \epsilon_1$). On peut facilement montrer que :

$$P_3^{pz} = 2d_{31}\epsilon_1 \left(c_{11} + c_{12} - 2 \frac{c_{13}^2}{c_{33}} \right) \quad I.11$$

	C ₁₁	C ₁₂	C ₁₃	C ₃₃
GaN (GPa)	390	145	106	398
InN (GPa)	190	104	121	182
AlN (GPa)	410	149	99	389
GaAs (GPa)	135	50.8	38.2	147.6

Tableau I-4 : Constantes élastiques à 300K (Levinshtein, 2001).

Quand une variation de la polarisation se produit, cela a pour effet de créer une charge de surface σ_{surf} .

$$\sigma_{surf} = n\Delta P \quad I.12$$

En théorie, on devrait être en mesure de voir cet effet dans un cristal massif (pyroélectricité par exemple), mais les effets sont compensés par des états de surface ou un dopage résiduel fournissant des porteurs libres. Néanmoins ; dans les hétérostructures, la présence d'un champ électrique est clairement établie et les effets sont importants.

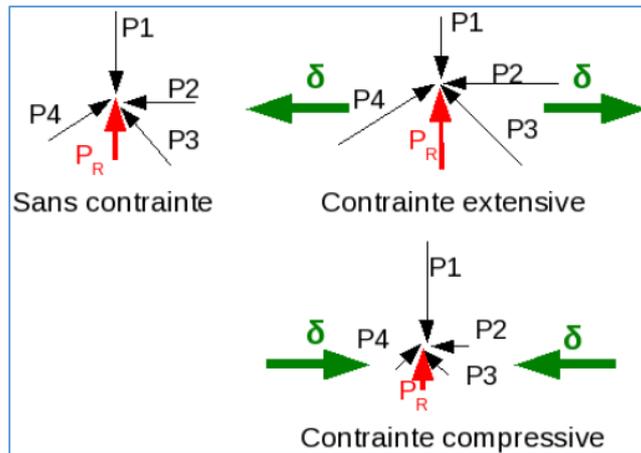


Figure I-8 : Propriétés mécaniques d'un matériau binaire.

II-4. Propriétés mécaniques et électroniques du GaN

Le nitrure de gallium pur est un solide transparent, isolant, dur, et de densité $6.1 - 6.15 \text{ kg.m}^{-3}$ (Levinshtein, 1995), cette valeur est identique quel que soit le polytype. Sa rigidité est forte avec un module de Young de 150 GPa pour la forme würtzite et 181 GPa (Levinshtein, 1995) pour sa forme cubique. Sa dureté, selon le test de (Anon., 2015), est de 15.5 GPa pour le polytype hexagonal ; elle est intermédiaire entre celle du silicium (11.3 GPa) et celle du carbure de silicium (24.3 GPa) (Levinshtein, 1995). À l'heure actuelle aucun test de dureté n'a été effectué sur la phase cubique du nitrure de gallium.

Le nitrure de gallium et l'arséniure de gallium sont des semi-conducteurs qui présentent des gaps directs : le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se situent à une valeur presque identique de vecteur d'onde k sur le diagramme représentant l'énergie E en fonction du vecteur d'onde k (figure I-9).

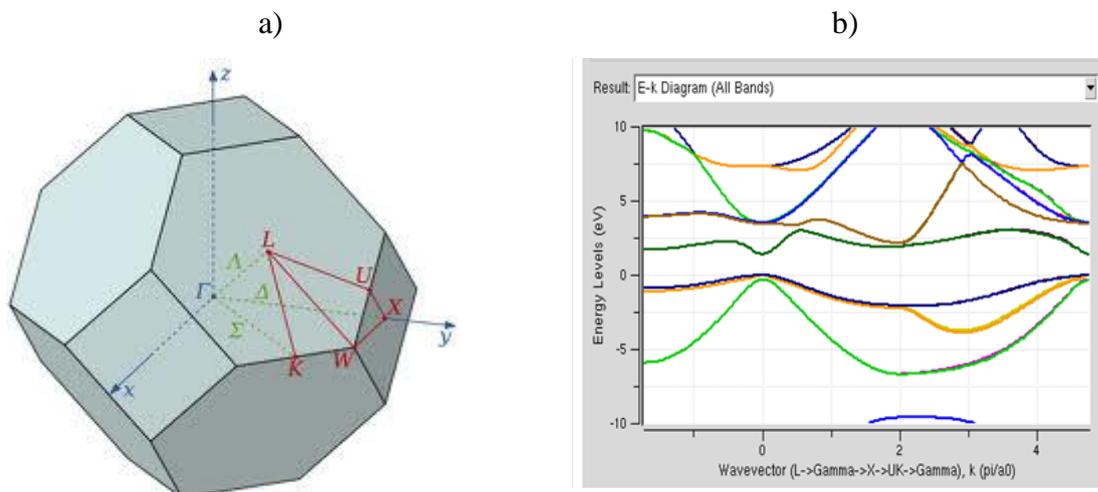


Figure I-9 : (a) Mailles primitives (premières zones de Brillouin) et (b) Energie $E(k)$ des bandes.

Les structures hexagonales et cubiques présentent une largeur de bande interdite de 3.43eV et 3.20 eV, respectivement, à 300 K. Ces valeurs augmentent lorsque la température diminue, elles sont calculées selon l'équation établie par Y.P. Varshni à partir de données expérimentales (Varshni, 1967) :

$$E_g = E_0 - \left[\frac{\alpha T}{T + \beta} \right] \quad I.13$$

Où $E_0 = 3.47$ eV, $\alpha = 0.599$ meV.K⁻¹ et $\beta = 880$ K (Olivier, 2010).

Cette formule nous donne un gap de 3.424 eV pour GaN hexagonal à une température de 300 K. Celui du 4H-SiC vaut 3.240 eV et celui du Si vaut 1.103 eV à 300 K (toujours calculés à partir de l'équation I.13) (Olivier, 2010).

Une large bande interdite va de paire avec une faible densité intrinsèque des porteurs, le champ de claquage dépend de la valeur de l'énergie du gap.

Le GaN NID (Non Intentionnellement Dopé) est en fait toujours dopé de type n. La concentration électronique peut varier de 10¹⁶ à 10¹⁹ at.cm⁻³ en fonction du type de croissance. Les valeurs mesurées sont peu fiables, car d'un côté les défauts du GaN vont contribuer à donner des valeurs plus élevées et de l'autre, des phénomènes de compensation des donneurs par des accepteurs situés à des niveaux profonds, peuvent avoir lieu contribuant à abaisser la valeur de la concentration électronique mesurée. Les mesures par effet Hall permettent, en fonction de la température, d'obtenir des valeurs de la concentration plus fiables ainsi que l'énergie d'activation des donneurs (Olivier, 2010). L'énergie d'activation dépend de la concentration des donneurs (équation I.14).

$$E_a(N_D) = E_a(N_D = 0) - \alpha N_D^{1/3} \quad I.14$$

Où α est la constante d'écrantage dans GaN (2.4×10^{-8} eV.cm⁻¹). Pour GaN non-intentionnellement dopé, l'énergie d'activation $E_a(N_D=0)$ est égale à 30 meV. Pour un dopage de 3×10^{17} cm⁻³, on trouve une énergie d'activation de 17 meV. Au-delà de 10^{18} cm⁻³, l'énergie d'activation s'annule ; la concentration des électrons ne décroît plus avec la température dans ce cas, et GaN se comporte comme un métal (Semi-conducteur au-delà de la transition de Mott) (Olivier, 2010).

II-5. Champ de claquage

Le champ de claquage (ou bien champ critique) indique la tension maximale de fonctionnement du composant, il a son importance lorsque l'on s'intéresse à l'électronique de puissance.

$$E_C \propto E_g^{3/2}$$

I. 15

Cette propriété engendre donc une limitation de la puissance RF (Meyer, 2005). L'augmentation du champ critique donne la possibilité de réaliser des transistors de petite dimension avec des dopages plus importants. En conséquence ; le composant présentera entre autres, une grande transconductance, un meilleur gain en puissance, des fréquences plus élevées et un meilleur rendement dû aux résistances d'accès plus faibles (Alshaikh-Eid, 2006). La valeur du champ de claquage théorique du GaN est mise en regard avec celles d'autres semi-conducteurs selon la figure I.10.

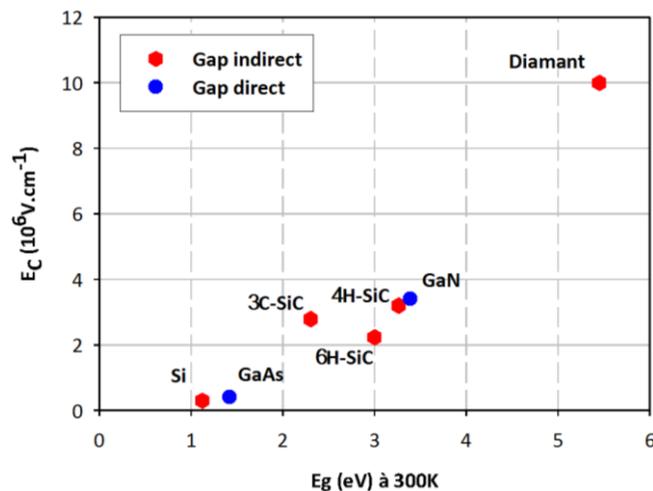


Figure I-10 : Champs critiques de différents matériaux semi-conducteurs pour une concentration de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, en fonction de leurs gaps (à 300 K) (Per, 2006).

Les matériaux à large bande interdite possèdent un champ de claquage supérieur à celui d'autres matériaux comme le Si ou le GaAs. Le champ électrique critique du diamant (environ 10 MV.cm^{-1} à 300 K) est théoriquement 30 fois plus élevé que celui du Si. Celui du GaN est de l'ordre de 3.4 MV.cm^{-1} à 300 K, soit 11 fois plus élevé que le champ critique du Si (Olivier, 2010).

	Si	GaAs	GaN	4H-SiC
E _C (MV/cm)	0.3	0.4	3.3	3
E _G (eV)	1.1	1.43	3.39	3.26

Tableau I-5 : Champ de claquage et énergie de gap pour quelques matériaux (Ioffe, 2011).

II-6. Mobilité des porteurs de charge

Toute variation de dopage ou de température, modifie la mobilité des porteurs de charge notée généralement μ_n pour les électrons et μ_p pour les trous (Olivier, 2010) ; cette dernière est donnée par la relation I.16.

$$\mu_n = \mu_{min} \left(\frac{T}{300} \right)^\beta + \left[\frac{\mu_{max} \left(\frac{T}{300} \right)^\alpha - \mu_{min} \left(\frac{T}{300} \right)^\beta}{1 + \left(\frac{N_{tot}}{N_{ref}} \right)^\gamma} \right] \quad I.16$$

Où T est la température, N est la concentration des porteurs, α , β et γ sont des paramètres propres à chaque semi-conducteur dont les valeurs sont reportées dans le tableau I-6.

Matériau	Porteurs	μ_{min} (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	μ_{max} (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	N _{ref} (cm ⁻³)	α	β	γ
GaN	Électrons	55	1000	2×10 ¹⁷	-2	-3,8	1
	Trous	30	170	3×10 ¹⁷	-5	-3,7	2
GaAs	Électrons	1000	8000	2.8×10 ¹⁸	-	-	1
	Trous	100	500	1.5×10 ¹⁹	-	-	2

Tableau I-6 : Mobilités des électrons et des trous de GaN et GaAs (Ioffe, 2011).

Les valeurs des mobilités d'électrons et de trous de GaN, ainsi que celles d'autres semi-conducteurs sont reportées dans le tableau I-7. La différence importante entre les mobilités dans GaN et dans GaAs est liée à la différence entre les masses effectives des porteurs de charge qui sont plus grandes dans GaN. Cette « supériorité » du GaAs par rapport au GaN n'est cependant plus valable sous un fort champ électrique.

Semi-conducteur	Mobilité des électrons (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹) à 300K	Mobilité des trous (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹) à 300K
GaN	900	170
3C-SiC	900	40
4H-SiC	750	115
Si	1360	600
GaAs	8000	500

Tableau I-7 : Mobilités des porteurs de charge dans les matériaux utilisés (Ioffe, 2011).

II-7. Propriétés thermiques

II-7.1 Conductivité thermique

La conductivité thermique d'un matériau traduit sa capacité à dissiper la chaleur. On peut également définir la résistance thermique (notée R_{TH}) qui est l'inverse de la conductivité thermique, cette résistance thermique est directement liée à la puissance dissipée.

$$R_{TH} = \frac{\Delta T}{P_{diss}} \quad I. 17$$

Dans le cas de l'amplification où les puissances délivrées sont importantes, l'élévation de température pour une puissance dissipée donnée sera bien plus faible dans des transistors utilisant des matériaux à grand gap (Bougrov, 2001).

La conductivité thermique du GaN est de 1.3 W.K⁻¹.cm⁻¹ (Ioffe, 2011) ; elle est trois fois supérieure à celle du GaAs et du saphir, mais trois à quatre fois plus faible que celle du SiC.

La quantité de chaleur représente la capacité du matériau à transférer par unité de temps et par unité de surface sous un gradient de température (1 W=1 J.s⁻¹).

Le coefficient de dilatation thermique varie de 5.59×10⁻⁶ K⁻¹ à 5.1×10⁻⁶ K⁻¹ entre 300 K et 900 K suivant l'orientation « a », et de 3.17×10⁻⁶ K⁻¹ à 4.47×10⁻⁶ K⁻¹ suivant l'orientation de GaN. Ce coefficient donne une information sur la façon dont le matériau se dilate ou se contracte avec la température (Bougrov, 2001).

Selon du choix l'hétéroépitaxie, le choix du substrat doit être pris en considération. Le tableau I-8 donne les coefficients de dilatation thermique et la conductivité thermique pour GaN, GaAs et SiC.

	Conductivité thermique (W K ⁻¹ .cm ⁻¹)	Coefficients de dilatation thermique (10 ⁻⁶ K ⁻¹)	
		$\Delta a/a$ (300K)	$\Delta a/a$ (900K)
h-GaN	1.3	5.59	5.11
GaAs	0.5	5.73	6
3C-SiC	4.9	3.8	4.8

Tableau I-8 : Conductivité thermique et coefficient de dilatation thermique pour GaN, GaAs et SiC (Ioffe, 2011).

II-7.2 Coefficient de dilatation thermique

En plus de la contrainte due au substrat, il apparaît une deuxième contrainte et par conséquent une deuxième déformation thermo-élastique au cours du refroidissement après l'hétéroépitaxie. La différence entre les coefficients d'expansions thermiques linéaires des différentes couches déposées et du substrat est due à cette contrainte ; elle dépend du substrat choisi pour l'hétéroépitaxie de la croissance, et elle a lieu à haute température. La couche épitaxiée peut se trouver en compression ou en tension biaxiale dans son plan de croissance, selon le substrat utilisé.

Le coefficient de dilatation thermique est fonction de la température sur les monocristaux. Selon l'axe de maille "a", ce coefficient est constant sur toute la gamme de températures. Suivant l'axe "c", le coefficient de dilatation augmente en fonction de la température avec un changement brutal de la pente à 700 K.

	Si	GaN	GaAs	SiC	InP
α_a (10 ⁻⁶ /K)	2.6	5.59	6.86	4.2	4.6
α_c (10 ⁻⁶ /K)	2.6	3.17	6.86	4.2	4.6

Tableau I-9 : Coefficients de dilatation thermique pour les substrats les plus utilisés (Ioffe, 2011).

Parmi les substrats donnés par le tableau I.9, le carbure de silicium 6H-SiC est le plus adapté en termes de dilatation thermique avec GaN. Si le coefficient de dilatation thermique du substrat est différent de celui de GaN, il peut se créer des contraintes résiduelles induisant des fissures dans le GaN.

II-7.3 Température de Debye

La température de Debye T_D est une grandeur physique déterminée à partir de la chaleur spécifique ou bien à partir des coefficients élastiques, à la valeur maximale des énergies des vibrations. Le tableau suivant présente les valeurs T_D les plus souvent données dans la littérature à 700 K (ou 650 K) (Benbakhti, 2006).

	GaAs	AlN	GaN	InN
Température de Debye [K]	344	1150	600	660

Tableau I-10 : Température de Debye de quelques matériaux (Ioffe, 2011).

II-7.4 Chaleur spécifique

L'augmentation de la température entraîne une augmentation du nombre de phonons. La chaleur spécifique et la température de Debye sont reliées par la relation de Debye (Benbakhti, 2006).

$$C_P(T) = \frac{12\pi^2 R}{5} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad I.18$$

Avec $R = 8.344 \text{ J/mol.K}$; T_D : température de Debye.

II-7.5 Propriétés optiques

Les propriétés optiques d'un matériau recouvrent principalement son indice de réfraction et son coefficient d'absorption. Ces propriétés sont primordiales pour les composants optoélectroniques puisqu'elles régissent le déplacement de la lumière dans le composant. L'indice de réfraction d'un matériau est défini par le rapport de la vitesse de la lumière dans le vide, c , sur la vitesse de la lumière dans le matériau, v , par :

$$n = \frac{c}{v} \quad I.19$$

La vitesse de la lumière dans un matériau n'est pas constante, elle change avec la longueur d'onde.

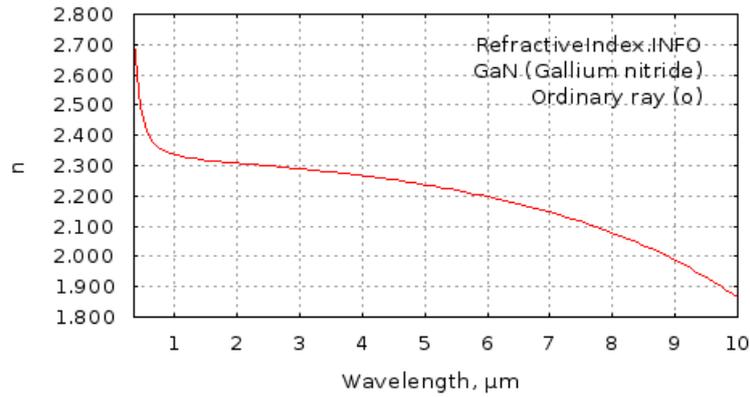


Figure I-11 : Indice de réfraction du GaN entre 0.35 et 10 μm (Anon., 2011).

	GaAs	InAs	InN	GaN	AlN
Constante diélectrique statique (ϵ_{DC})	12.9	15.15	14.4	9.7	8.5
Constante diélectrique RF (ϵ_{RF})	10.89	12.3	5.8	5.3	4.6
Coefficient de recombinaison radiative ($\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}$) $\times 10^{-10}$	7.0	1.1	2.0	110	0.4
Energie du phonon optique (meV)	36.1	27	73	83.7	99

Tableau I-11 : Propriétés optiques pour les matériaux de base (Ioffe, 2011).

Composé III-V	E_G (eV)	m^*/m_0	μ (cm^2/Vs)	a (Å)
AlSb	1.58	0.12	200	6.1355
AlAs	2.153	0.037	12000	5.66
AlN	6.2	0.4	314	a=3.111 c=4.978
InAs	0.36	0.023	33000	6.0584
InSb	0.17	0.0145	80000	6.4794
InP	1.35	0.077	4600	5.8686
InN	0.7	0.11	250	a=3.544 c=5.718
GaN	3.36	0.19	380	a=3.189 c=5.185
GaP	2.26	0.82	110	5.4512
GaAs	1.42	0.067	8500	5.6533
GaSb	0.72	0.042	5000	6.0959

Tableau I-12 : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K (CASTAGNE, 1989).

L'étude de la structure de bande a montré que les éléments les plus légers incluant le bore, l'aluminium, l'azote... donnent un composé à large bande interdite avec une masse effective des électrons élevée, c'est le cas du GaP. De tels matériaux sont d'intérêt pour l'électronique de puissance (CASTAGNE, 1989). Les éléments les plus lourds incluant l'antimoine, le thallium... donnent un composé à faible gap ; ils ont des propriétés très intéressantes surtout dans l'électronique rapide et l'optoélectronique (KIREEV, 1975).

Parmi les intérêts principaux des matériaux III-V, c'est qu'ils possèdent des mobilités très élevées et de grandes vitesses de saturation par rapport au silicium ; cela leur permet de fonctionner dans une gamme de fréquences atteignant 250 GHz. GaN a une tension de claquage 10 fois supérieure que celle du silicium, il est donc utilisé en électronique de puissance (DUBOZ, 1999).

L'intérêt majeur de ces semi-conducteurs, c'est qu'on peut en obtenir des alliages ternaires et quaternaires par substitution de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne.

Les alliages ternaires apparaissent donc sous la forme $A_xB_{1-x}C$ où (x) est un coefficient stœchiométrique qui varie entre 0 et 1 et qui représente la concentration du composé AC alors que (1-x) représente la concentration du composé BC, comme c'est le cas du $Ga_xIn_{1-x}Sb$. Les alliages quaternaires apparaissent sous la forme $A_xB_{1-x}C_yD_{1-y}$, comme c'est le cas du $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$.

II-8. Largeur de la bande interdite

L'évolution en température de la largeur de la bande interdite suit la loi empirique Varshni (Anceau, 2004) :

$$E_G(T) = E_G(0) - \alpha \frac{T^2}{T - \beta} \quad I. 18$$

Où $E_G(0)$ est la largeur de bande interdite à température ($T=0$ K), α et β sont des constantes, β dépend de la température de Debye.

	AlN	GaN	InN	GaAs	InAs
E_G (0K)	6.026	3.472	1.970	1.519	0.415
α (eV/K)	$1.79 \cdot 10^{-3}$	$7.70 \cdot 10^{-4}$	$2.45 \cdot 10^{-4}$	$4.04 \cdot 10^{-4}$	$2.76 \cdot 10^{-4}$
β (K)	1462	600	624	204	83
Réf.	(Bougrov, 2001)	(Teisseyre, 1994)	(Guo, 1994)	(Ioffe, 2011)	(Ioffe, 2011)

Tableau I-13 : E_G (0K), α et β de quelques matériaux.

III. Alliages ternaires utilisés

III-1. AlGaAs

L'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ est composé des deux semiconducteurs GaAs et AlAs. À une température de 900°C environ, se rejoignent les paramètres physiques de ces deux matériaux qui ont la même structure cristalline ; et tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants à GaAs et AlAs (Aouati, 2011).

Les différents paramètres physiques de l' $Al_xGa_{1-x}As$ sont donnés en fonction de la fraction x d'aluminium. À la température ambiante, l'affinité électronique χ s'écrit (Rumyantsev, 1998) :

$$\begin{aligned} \chi &= 4.07 - x \cdot 1.1 & x < 0.45 \\ \chi &= 4.64 - x \cdot 0.14 & 0.45 < x < 1 \end{aligned} \quad I.19$$

Les énergies liées à la structure de bandes, peuvent être déduites de la différence entre les énergies du bas des différentes vallées des bandes de conduction et du haut de la bande de valence.

L'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ se caractérise par deux transitions, l'une directe et l'autre indirecte selon la fraction molaire de l'aluminium. À température ambiante (300 K) le minimum de la bande de conduction se trouve soit en vallée Γ quand x est inférieur 0.45, ou en vallée X quand le taux d'aluminium est supérieur à 0.45 (figure I.12).

La bande interdite E_G dépend de la fraction molaire x , et l'énergie entre les différentes vallées des bandes de conduction et la vallée Γ de la bande de valence sont données par les équations I.20 à I.23 (Rumyantsev, 1998).

$$\begin{aligned} E_G &= 1.424 + 1.247 x ; \text{ pour } x < 0.45 \\ E_G &= 1.9 + 0.125 x + 0.143 x^2 ; \text{ pour } x > 0.45 \end{aligned} \quad I.20$$

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1.424 + 1.155 x + 0.37 x^2 \quad I.21$$

$$E_{X-\Gamma} = 1.9 + 0.124 x + 0.144 x^2 \quad I.22$$

$$E_{L-\Gamma} = 1.71 + 0.69 x$$

I.23

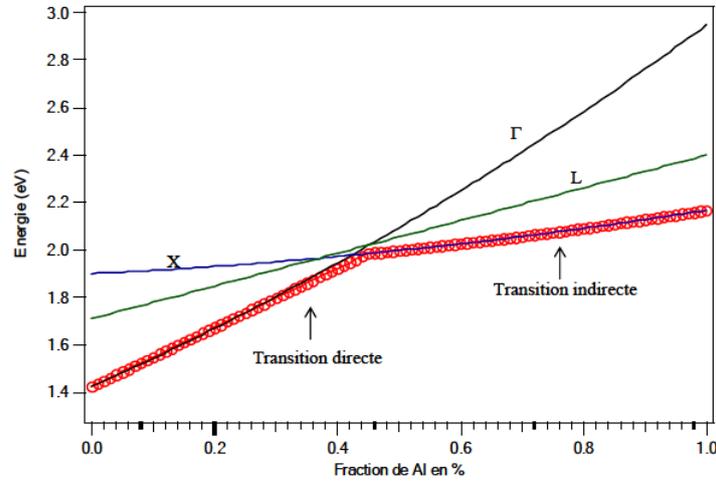


Figure I-12 : Energies du gap et entre différentes vallées des bandes de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence, en fonction du taux d'aluminium (Aouati, 2011).

III-2. InGaAs

Les alliages InGaAs ont des structures de bande très différentes de celles des composés GaAs et InAs.

Les calculs numériques des densités d'états ont été menés avec la méthode de Gilat et Raubenheimer (Gilat, 1966), (Lehmann, 1972). Les énergies des différentes vallées des bandes de conduction sont données par la figure I.13, en fonction de la fraction molaire de gallium.

L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ change selon le taux d'indium x , avec $0 < x < 1$. Les différents paramètres physiques de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'indium. À la température ambiante, l'affinité électronique χ s'écrit sous la forme suivante (Goetz, 1983) :

$$\begin{aligned} \chi &= 4.9 - x \cdot 0.83 \text{ pour } x \neq 0.53 \\ \chi &= 4.5 \text{ pour } x = 0.53 \end{aligned} \quad I.24$$

L'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se caractérise par deux transitions, l'une directe et l'autre indirecte selon la fraction molaire d'indium. À température ambiante (300 K) ; le minimum de la bande de conduction se trouve en vallée Γ quand le taux d'indium est inférieur 0.53, ou en vallée X quand le taux d'indium est supérieur à 0.53.

Les différentes valeurs d'énergie de la bande interdite E_G en fonction de x , et l'énergie entre les différentes vallées des bandes de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données par les équations I.25 à I.28 (Goetz, 1983).

$$E_G = 0.36 + 0.63 x + 0.43 x^2 \text{ pour } x \neq 0.53 \quad I.25$$

$$E_G = 0.74 \text{ pour } x = 0.53$$

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1.37 + 0.63 x + 1.16 x^2 \quad I.26$$

$$E_{X-\Gamma} = 0.4105 + 0.6337 x + 0.475 x^2 \quad I.27$$

$$E_{L-\Gamma} = 1.08 + 0.024 x + 0.65 x^2 \quad I.28$$

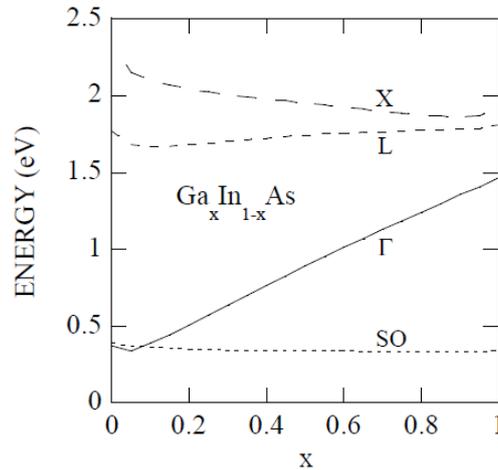


Figure I-13 : Energies des différentes vallées des bandes de conduction par rapport au point Γ de la bande de valence, en fonction du taux d'Indium (Ioffe, 2011).

III-3. InAlN

Le calcul de (Chin, 1995) a donné une valeur de 0.7 eV pour le potentiel de diffusion d'alliage InN, tandis que (Hsu, 2007) ont utilisé compensé l'énergie de la bande de conduction.

L'alliage $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ change de phase selon le taux d'indium x , avec $0 < x < 1$. Pour une fraction d'indium égale à 0.18, la transition de l'alliage est identique à celle du GaN ; elle se caractérise par une transition directe. Quand le taux d'indium dépasse 18%, la transition devient indirecte comme celle de l'InN (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Les différents paramètres physiques de l' $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ sont donnés en fonction de la fraction x d'indium. À la température ambiante, l'affinité électronique χ s'écrit (Goldberg, 2001) :

$$\chi = 0.6 + x 4.4 \quad I.29$$

$$\chi = 1.4 \text{ pour } x = 0.18$$

À partir des gaps des composés binaires AlN et InN, on peut calculer le gap de l'InAlN en utilisant la loi de Vegard qui est une loi empirique indiquant que les valeurs des

propriétés d'un alliage ternaire (énergie du gap, paramètre de maille, constantes élastiques, etc.) peuvent être déterminées par une interpolation linéaire des valeurs de ses composants binaires.

Cependant, les valeurs mesurées peuvent dévier de l'interpolation linéaire à cause de la taille relative des constituants, du volume relatif par électron de valence, et à cause des effets de la zone de Brillouin. On doit alors introduire un paramètre de courbure (b) dans l'expression afin de suivre les données expérimentales.

$$E_g^{InAlN} = (1 - x)E_g^{InN} + xE_g^{AlN} + bx(1 - x) \quad I.30$$

Plusieurs travaux suggèrent des valeurs différentes du paramètre de courbure (Walukiewicz, 2004), (Wang, 2009). Ces désaccords peuvent être attribués à une faible qualité cristalline et à de niveaux de dopage élevés. Des calculs récents et des études expérimentales ont montré que le paramètre de courbure pour InAlN dépend fortement de la composition du matériau (Dridi, 2003), (Goldhahn, 2006). Afin de tenir compte de la composition, ce paramètre est donné par l'expression I.31 (Goldhahn, 2006).

$$b(x) = \frac{C_{g,1}}{1 + xC_{g,2}} \quad I.31$$

Avec $C_{g1}=15.3$ et $C_{g2}=4.81$ (Vitanov, 2010)

Comme le montre la figure I-14, ce modèle permet d'obtenir un très bon accord avec les données expérimentales (Yamaguchi, 1998), (Butte, 2005), (Goldhahn, 2006), (Darakchieva, 2008). La dépendance de la largeur de la bande interdite sur la composition devrait être attribuée aux effets de transfert de charges liés aux grandes différences d'électronégativité entre les atomes III et V (Lorenz, 2006). Selon (Darakchieva, 2008), la loi de Vegard est une application qui permet de trouver la composition adaptée en maille. 18% d'indium dans InAlN permet un bon accord de maille avec GaN (Lorenz, 2006), ce qui est intéressant pour les applications HEMT, le résultat est obtenu avec un paramètre de courbure de 3.5 eV.

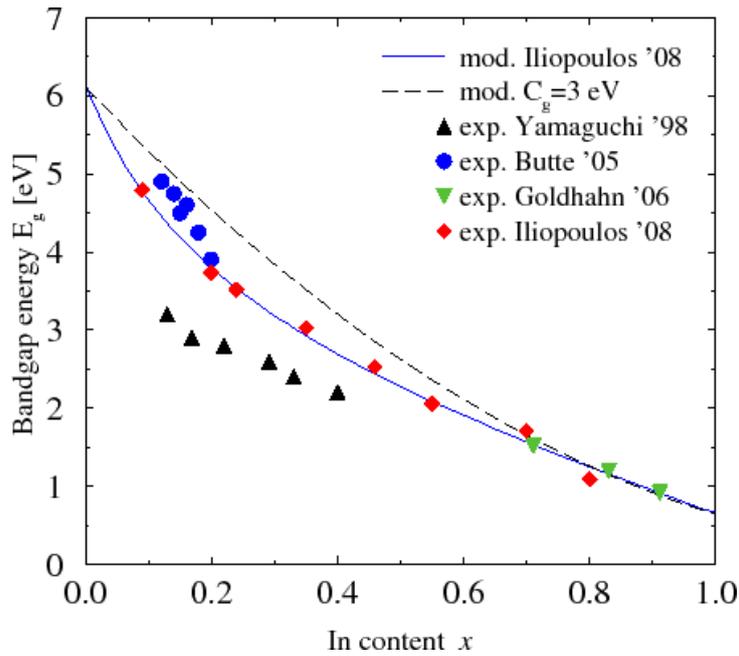


Figure I-14 : Energie du gap de l' $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire d'In (Vitanov, 2010).

Les différentes valeurs de l'énergie de la bande interdite E_G en fonction de x , et l'énergie entre les différentes vallées des bandes de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données par les équations I.32 à I.34 (Goldberg, 2001).

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1.37 + 0.63 x + 1.16 x^2 \quad I.32$$

$$E_{X-\Gamma} = 0.4105 + 0.6337 x + 0.475 x^2 \quad I.33$$

$$E_{L-\Gamma} = 1.08 + 0.024 x + 0.65 x^2 \quad I.34$$

IV. Hétérojonction

IV-1. Définition d'une hétérojonction

Le terme hétérojonction désigne la jonction entre deux semi-conducteurs de gaps différents. Il s'agit d'une jonction épitaxiée, c'est à dire obtenue par croissance directe d'un cristal semi-conducteur sur un plan réticulaire de surface d'un autre cristal. Une telle croissance ne peut se faire que si les constantes de réseau des deux S-C sont suffisamment proches, de manière à éviter la présence de défauts à la jonction (p. ex. dislocations).

Généralement, on a trois types d'hétérojonctions, ils sont classés suivant le type d'offset qui se produit à l'hétérojonction abrupte des semi-conducteurs, comme illustré dans la figure I-15.

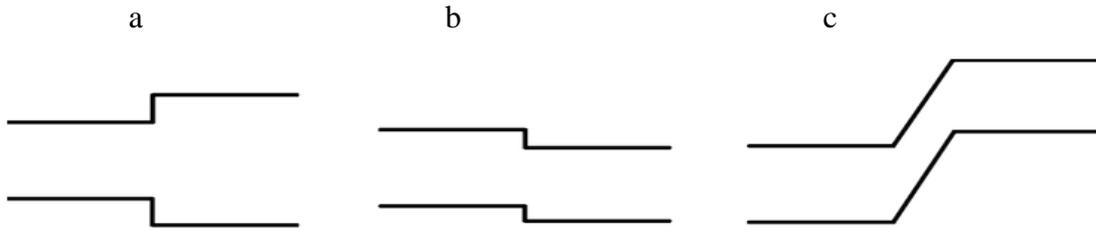


Figure I-15 : diagrammes schématiques des trois types d'hétérojonction.

Dans l'hétérojonction type I (figure I-15-a), les offsets des bandes de conduction et de valence agissent comme des barrières de potentiel et gardent les électrons et les trous dans le matériau de plus petit gap.

Les hétérojonctions de type II sont à gaps décalés (figure I-15-b) ou brisés (figure I-15-c). Dans ces situations, électrons et trous sont alors séparés dans l'espace, avec les électrons diffusant dans un matériau et les trous dans l'autre.

La figure I.16 illustre montre le diagramme de deux semi-conducteurs de gaps différents, avant et après contact.

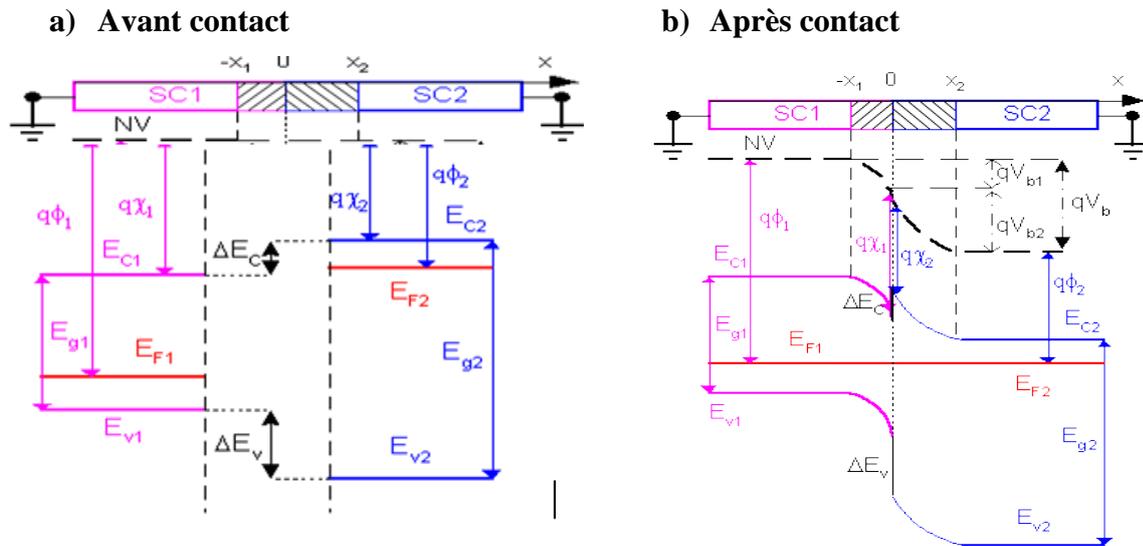


Figure I-16 : Diagramme de bandes ; a) avant contact et b) après contact.

IV-2. Fonctionnement physique d'une hétérojonction

IV-2.1 Hétérojonction à l'équilibre thermodynamique

Soit une hétérojonction formée par deux semi-conducteurs de types p et n avec des gaps différents. Soient N_A et N_D les concentrations d'accepteurs et de donneurs dans les semi-conducteurs de type p et n, respectivement.

Lors de la mise en contact des deux semi-conducteurs, des électrons vont diffuser du semiconducteur de type n vers celui de type p et des trous diffusent dans le sens inverse. Cette diffusion de porteurs de charge est une conséquence des concentrations très différentes de porteurs de charge dans les deux semi-conducteurs. Il en résulte un courant électrique de porteurs majoritaires, appelé courant de diffusion. Les électrons qui arrivent au côté p se recombinent avec des trous, juste après la jonction.

Ainsi ; dans une région proche de la jonction, les trous libres disparaissent et il reste des accepteurs ionisés (charges négatives). De la même manière ; les électrons libres disparaissent du côté n près de la jonction, et il reste des donneurs ionisés (charges positives).

On obtient finalement une zone avec des charges fixes (les impuretés ionisées) non compensées autour de la jonction. Cette zone s'appelle la zone de déplétion. Plus loin de la jonction, le semiconducteur garde ses propriétés non perturbées et reste électriquement neutre.

Un champ électrique apparaît, dirigé des charges positives vers les charges négatives, c'est-à-dire du semiconducteur n vers le semiconducteur p. Ce champ électrique doit être localisé près de la jonction : il ne peut pas exister dans les régions où il y a des charges libres.

Au fur et à mesure que la diffusion progresse, le champ électrique autour de la jonction augmente. Comme il s'oppose au passage des trous de p vers n et des électrons de n vers p, il en résulte une diminution de l'intensité du courant de diffusion.

Un électron libre qui contribue à la génération d'une paire électron-trou arriverait dans la partie p près de la jonction (porteur minoritaire) sera accéléré vers n par le champ électrique. De la même manière, un trou arrivant près de la zone de déplétion dans la région n, sera accéléré vers la région p. Il en résulte un courant de porteurs minoritaire (qui s'ajoutent aux porteurs majoritaires une fois qu'ils ont traversé la jonction), appelé courant de dérive.

Ce courant circule dans le sens opposé au courant de diffusion. Le courant de dérive est relativement indépendant du champ électrique. Il est limité par la génération de porteurs minoritaires et atteint donc la valeur de saturation pour des champs relativement faibles.

A l'équilibre, le champ électrique s'établit à une valeur telle que le courant de diffusion est égal et opposé au courant de dérive.

IV-2.2 Calcul des grandeurs internes d'une hétérojonction

Le calcul de la distribution de potentiel au voisinage de l'interface se fait comme dans le cas de l'homo-jonction PN par l'intégration de l'équation de poisson. Ce calcul est relativement compliqué dans le cas où la charge d'espace résulte d'un régime d'accumulation pour plusieurs raisons.

Un calcul simplifié peut être développé en régime de déplétion en supposant comme dans le cas de l'homo-jonction PN que la zone de déplétion est vide de porteurs libres.

Pour que la zone de charge d'espace soit de déplétion dans chacun des semi-conducteurs, il faut que ces derniers soient de types différents. Nous supposons les semi-conducteurs dopés de manière homogène ; soient $N_D - N_A$ l'excès de donneurs dans le semiconducteur 1 et $N_A - N_D$ l'excès d'accepteurs dans le semiconducteur 2 (Ioffe, 2011).

L'équation de poisson s'écrit :

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{\rho(x)}{\varepsilon} \quad \text{I. 35}$$

Dans le semiconducteur 1, on a :

$$\rho(x) = qN_{D1} \quad \text{I. 36}$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1} \quad \text{I. 37}$$

En intégrant une fois avec la condition $E = 0$ en $x = x_1$, on obtient :

$$\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1}(x - x_1) = E(x) \quad \text{I. 38}$$

Soit :

$$E_{Sc1} = -\frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1}x \quad \text{I. 39}$$

En intégrant une deuxième fois, avec V_1 le potentiel de la région neutre du semiconducteur 1, on obtient :

$$V(x) = -\frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1}(x - x_1)^2 + V_1 \quad \text{I. 40}$$

Dans le semiconducteur 2, on a :

$$\rho(x) = qN_{A2} \quad \text{I. 41}$$

$$\frac{d^2V(x)}{dx^2} = -\frac{qN_{A2}}{\varepsilon_2} \quad \text{I. 42}$$

En intégrant une fois avec la condition $E = 0$ en $x = x_2$, on obtient :

$$\frac{dV(x)}{dx} = -\frac{qN_{A2}}{\varepsilon_2}(x - x_2) = E(x) \quad \text{I. 43}$$

Soit :

$$E_{Sc2} = -\frac{qN_{A2}}{\varepsilon_2}x \quad \text{I. 44}$$

En intégrant une deuxième fois, V_2 étant le potentiel de la région neutre du semiconducteur 2, on obtient :

$$V(x) = -\frac{qN_{A2}}{\varepsilon_2}(x - x_2)^2 + V_2 \quad \text{I. 45}$$

Le champ et le potentiel électriques sont représentés sur la figure I.17.

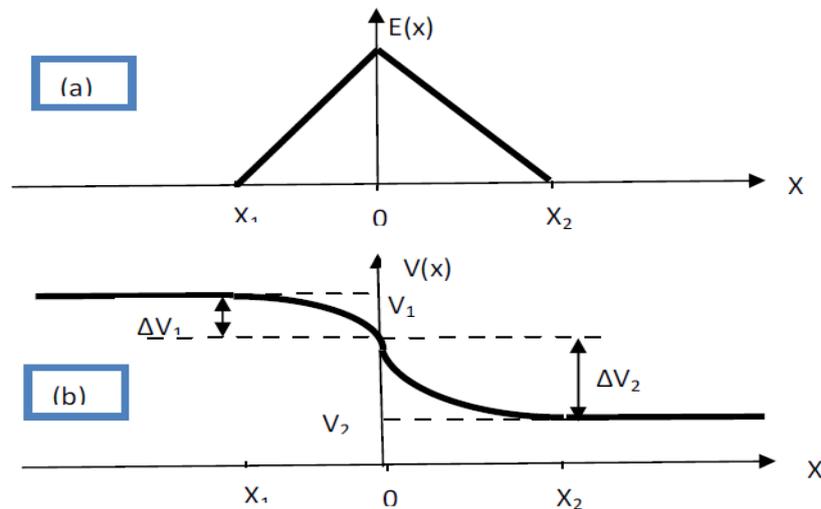


Figure I-17 : Champ et potentiel électriques à l'interface d'une hétérojonction.

La continuité du vecteur déplacement du champ électrique à l'interface s'écrit :

$$E_{Sc2}\varepsilon_2 = E_{Sc1}\varepsilon_1 \quad \text{et} \quad -qN_{A2}x_2 = -qN_{D1}x_1 \quad \text{I. 46}$$

La continuité du potentiel en $x = 0$ s'écrit :

$$V_1 - V_2 = \frac{qN_{A2}}{\varepsilon_2}x_2^2 + \frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1}x_1^2 \quad \text{I. 47}$$

En posant $W = x$:

$$V_1 - V_2 = -\frac{qN_{D1}}{\varepsilon_1}W_1^2 \left(\frac{\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1}}{\varepsilon_2 N_{A2}} \right) = \frac{qN_{A2}}{\varepsilon_2}W_2^2 \left(\frac{\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1}}{\varepsilon_1 N_{D1}} \right) \quad \text{I. 48}$$

D'où les expressions de la largeur de la zone de charge d'espace dans chacun des semi-conducteurs :

$$W_1 = \left[\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_1 N_{D1}}{q N_{D1} (\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1})} \right]^{1/2} \sqrt{(V_1 - V_2)} \quad \text{I. 49}$$

$$W_2 = \left[\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_1 N_{A2}}{q N_{A2} (\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1})} \right]^{1/2} \sqrt{(V_1 - V_2)} \quad \text{I. 50}$$

La largeur totale de la zone de déplétion $W=W_1+W_2$ est donnée par :

$$W = \left[\frac{\varepsilon_2 \varepsilon_1 (N_{A2} + N_{D1})}{q N_{D1} N_{A2} (\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1})} \right]^{1/2} \sqrt{(V_1 - V_2)} \quad \text{I. 51}$$

La différence de potentiel (V_1-V_2) s'établit en partie dans chacun des semi-conducteurs ; le rapport des chutes de potentiel correspondantes est donnée par :

$$\frac{\Delta V_1}{\Delta V_2} = \frac{\varepsilon_1 N_{D1}}{\varepsilon_2 N_{A2}} \quad \text{I. 52}$$

Comme dans le cas de l'homojonction PN ou de la diode Schottky ; toute variation de V entraîne une modulation de la largeur W de la zone de charge d'espace et par suite une modulation de la charge développée dans chacun des semi-conducteurs. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle. La charge d'espace est donnée par :

$$Q_{Sc1} = -Q_{Sc2} = q N_{D1} W_1 = q N_{A2} W_2 \quad \text{I. 53}$$

En remplaçant W_1 par son expression et $V_1 - V_2$ par $V_d - V$:

$$Q = \left[\frac{2q N_{D1} N_{A2} \varepsilon_2 \varepsilon_1}{(\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1})} \right]^{1/2} \sqrt{(V_d - V)} \quad \text{I. 54}$$

La capacité différentielle est donnée par :

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \left[\frac{2q N_{D1} N_{A2} \varepsilon_2 \varepsilon_1}{2(\varepsilon_2 N_{A2} + \varepsilon_1 N_{D1})} \right]^{1/2} \sqrt{(V_d - V)} \quad \text{I. 55}$$

IV-3. Choix de la technologie et étude des deux hétérojonctions utilisées

Les premiers transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base d'InAlN ont été étudiés en 2007 (Sarazin, 2007).

Notre travail vise l'étude d'un HEMT opérant à haute fréquence et grande puissance ; notre choix est fait donc sur l'utilisation de la technologie InAlN/GaN, mais nous avons aussi considéré la technologie AlGaAs/InGaAs pour comparer les performances électriques des deux transistors.

Pour mieux comprendre le fonctionnement de nos transistors, nous allons étudier brièvement les deux différentes structures de bande des matériaux mis en jeu dans les HEMTs InAlN/GaN et AlGaAs/InGaAs/GaAs.

Pour le HEMT InAlN/GaN, le ternaire $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$ présente un gap supérieur à 4 eV (Butte, 2007), (Iliopoulos, 2008) si la fraction molaire $x = 0.18$ et GaN admet un gap de 3.4 eV, ceci entraîne la formation d'une discontinuité de la bande de conduction à l'interface (ΔE_C).

Dans le HEMT InGaAs/AlGaAs/GaAs ; pour GaAs, $E_G = 1.424$ eV ; pour $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $E_G = 0.81$ eV si la fraction molaire $x = 0.52$; et pour $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$, $E_G = 1.92$ eV si la fraction molaire $x = 0.47$.

La figure I.18 présente les niveaux d'énergie mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact.

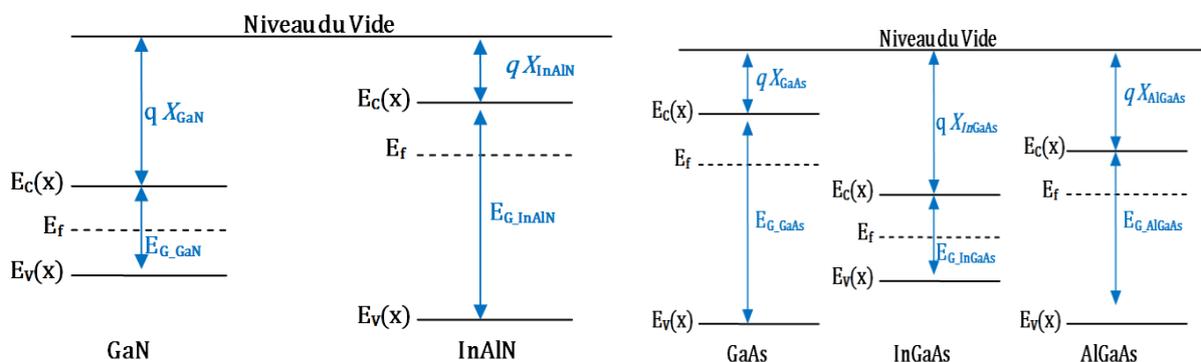


Figure I-18 : Niveaux d'énergie des matériaux mis en jeu dans les hétérojonctions.

D'après les règles d'Anderson ; quand la jonction entre les deux matériaux est établie, leurs niveaux de Fermi s'alignent. Le niveau du vide ne peut pas subir de discontinuités, il en résulte alors une discontinuité entre les bandes à l'interface de la structure. La figure I-19 montre les niveaux des énergies pour l'hétérojonction dans le cas d'une tension appliquée nulle.

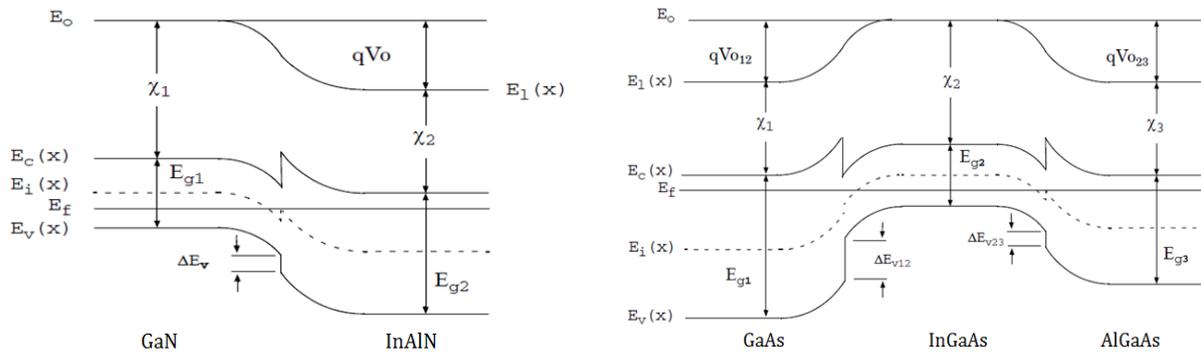


Figure I-19 : Niveaux d'énergie des matériaux à l'hétérojonction pour une tension appliquée nulle (Silvaco, 2010).

Nous pouvons observer la formation d'un puits quantique à l'interface entre les deux matériaux qui forment l'hétérojonction. Dans le premier matériau de plus faible largeur de bande interdite, ce puits reste limité ; le matériau de plus grande largeur de bande interdite joue le rôle de barrière.

Dans ce puits quantique, des charges libres se regroupent et forment un gaz d'électrons à deux dimensions. La densité de porteurs dans ce canal dépendra du niveau de Fermi dans la bande interdite du matériau (niveau de dopage), c'est-à-dire la différence de gaps des deux matériaux et leur dopage.

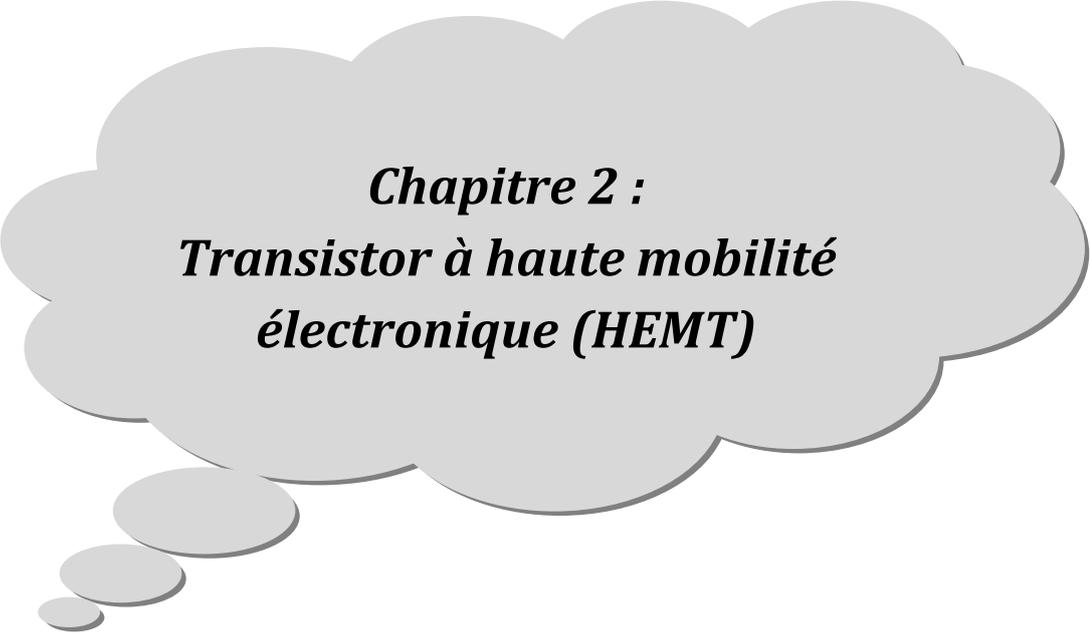
La densité des électrons dans le puits quantique varie si l'on applique une tension. La tension grille remplit cette fonction dans un HEMT.

V. Conclusion

Dans ce premier chapitre, nous avons étudié les principales propriétés électriques, mécaniques, thermiques et optiques des composés binaires GaAs et GaN.

Nous avons aussi passé en revue les principales propriétés des composés ternaires qui seront utilisés dans nos transistors.

Enfin, Nous avons présenté les différents types d'hétérojonctions. Nous avons mis l'accent sur les hétérojonctions des matériaux utilisés dans nos transistors avec un calcul de leurs paramètres internes.



***Chapitre 2 :
Transistor à haute mobilité
électronique (HEMT)***

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

I. Introduction

En 1985, le premier transistor à haute mobilité électronique (HEMT) a été utilisé en micro-onde avec le plus faible bruit, dans un radiotélescope au Japon. En refroidissant le composant à la température de l'hélium liquide, il était possible de capter un signal provenant d'une molécule interstellaire située à mille années-lumière de la terre. Plus tard, le HEMT sera implanté dans des récepteurs de télévision pour capter les signaux des satellites géostationnaires (36000 km d'altitude), puis il deviendra le transistor le plus investi dans l'industrie des transistors.

Le HEMT est en fait un MESFET (Metal/Semiconductor Field Effect Transistor) évolué, mais il a pris le pas sur ce dernier depuis le début des années 1990 (Bougrov, 2001).

Le HEMT à base du nitrure de gallium possède des propriétés très intéressantes, il est donc très utilisé dans le domaine des télécommunications. En effet, le nitrure de gallium présente une énergie de bande interdite trois fois plus élevée par rapport au GaAs.

D'autre part, GaN possède une bonne conductivité thermique, une haute température de fusion et une grande vitesse de saturation des électrons. Toutes ces propriétés font de lui, un candidat de choix pour les applications de puissance hyperfréquence.

II. Différentes architectures des FETs

II-1. Transistor MOSFET

Un transistor MOS (figure II.1) se compose généralement d'un substrat de semi-conducteur, d'une couche mince de diélectrique (dioxyde de silicium SiO_2 , nitrure de silicium Si_3N_4 ,...), et d'une couche conductrice (métal ou polysilicium fortement dopé) pour l'électrode de grille. De chaque côté de la grille, on a deux régions dans le substrat fortement dopées par implantation ionique ou diffusion thermique qui forment la source et le drain (Sah, 2006).

La structure est symétrique ; on ne peut pas distinguer la source et le drain, les rôles de ces derniers sont définis après que les tensions de polarisation soient appliquées. La région sur laquelle le potentiel appliqué est le plus élevé est le drain, l'autre est la source généralement à la masse (Colinge, 2002). L'espace entre la source et le drain forme canal ; il y a deux types de transistors :

- NMOS : le canal de conduction est constitué d'électrons.

- PMOS : le canal de conduction est constitué de trous.

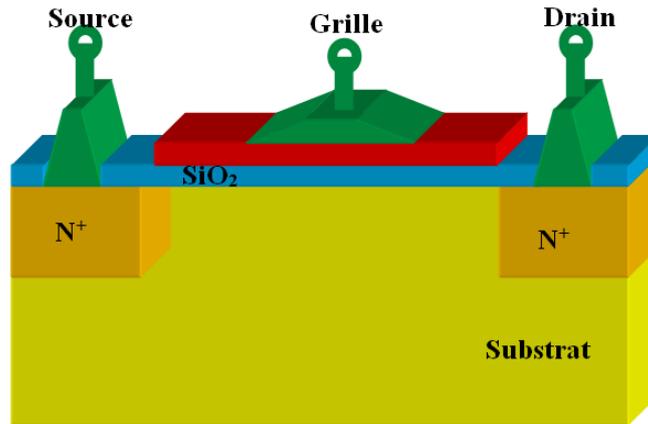


Figure II.1 : Vue 3D d'un transistor MOSFET.

II-2. LDMOS

Les transistors LDMOS (Lateraly Diffused Metal Oxyde Semiconductor) sont largement utilisés pour les applications d'amplification de puissance, ils ont la particularité d'être naturellement désertés (Normally OFF); mais il existe néanmoins des LDMOS (Normally ON). Le canal d'électrons est engendré sous la grille par la disposition de couches dopées positivement ou bien négativement. Le contrôle du canal est réalisé latéralement par une tension de grille positive.

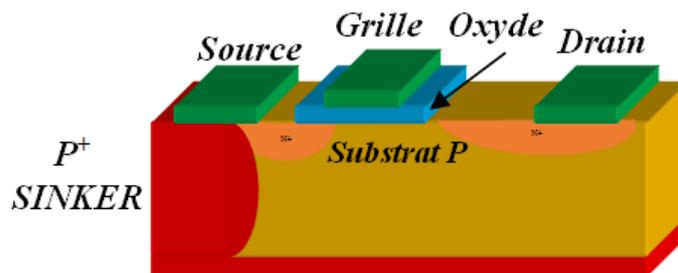


Figure II.2 : Coupe d'un transistor LDMOS.

Contrairement aux transistors présentés précédemment, le transistor LDMOS a la particularité de supporter des tensions de claquage importantes pouvant aller jusqu'à plusieurs dizaines de volts en bande L (environ 60 V). Ses fréquences d'utilisation couvrent majoritairement les bandes L et S (0.9 GHz à 4 GHz). En raison de ses bonnes performances (2 W à 2 GHz) (Wood, 2009) et de son coût de fabrication raisonnable, il est principalement utilisé dans les amplificateurs des stations de bases en télécommunications GSM. Cependant ses performances sont limitées à des fréquences de travail basses (quelques GHz).

II-3. Transistor MESFET

Le transistor MESFET est le plus ancien des transistors à effet de champ hyperfréquence, sa technique est maintenant bien établie. Sa structure la plus classique est schématisée dans la figure II.3 ; elle est la plus simple des différentes structures des transistors FET (Mathieu, 1998), (Azizi, 1981), c'est la structure d'un JFET mais la jonction PN est remplacée par une barrière Schottky (Métal/Semiconducteur) qui présente des vitesses de réponse beaucoup plus élevées que la jonction PN (Bernard, 2004).

On a un substrat non dopé d'épaisseur 100 μm environ, qui doit être le plus isolant possible ; il sert uniquement de support mécanique. Sur ce substrat ; on dépose une couche active dopée « N_D », d'une épaisseur de 0.1 à 0.3 μm , elle est déposée soit par épitaxie, soit par implantation ionique. Cette couche constitue le canal conducteur du transistor, elle doit comporter le moins possible d'impuretés et de défauts cristallins.

De part et d'autre du canal, deux zones fortement dopées « N^+ » sont ajoutées par implantation ionique ou par diffusion thermique. Elles permettent le contact avec les électrodes métalliques qui sont le drain et la source. La résistance de la zone de contact doit être la plus faible possible afin de ne pas dégrader les performances du transistor. L'électrode de la grille doit former avec le semiconducteur du canal un contact redresseur du type Schottky (le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur). Les électrodes métalliques de grille, de drain et de source sont déposées directement sur la structure. La largeur des électrodes est de quelques micromètres (de 20 à 300 μm) et la longueur de la grille « L_G » est de quelques dixièmes de micromètres (de 0.2 à 1 μm).

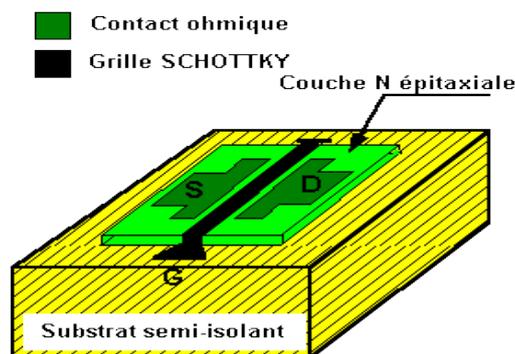


Figure II-3 : Coupe schématique du MESFET (Bernard, 2004).

II-4. Transistor HEMT

Le silicium est à la base de la plupart des composants à semi-conducteurs ; mais des composants à base de matériaux III-V sont de plus en plus étudiés et utilisés par les

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

chercheurs, ils possèdent de très bonnes propriétés en termes de puissance à haute fréquence et de faible bruit. Les transistors à base de matériaux III-V sont utilisés dans un grand domaine d'applications civiles et militaires comme les télécommunications, la sécurité et le biomédical (Pavlidis, 2006).

Les premiers transistors à haute mobilité électronique (High Electron Mobility Transistors : HEMTs en Anglais) sont apparus en 1980 (Fujitsu, Thomson) (Geoffroy, 2007).

L'idée est d'utiliser une hétérojonction pour séparer spatialement les électrons et les impuretés ionisées, afin d'améliorer le transport électronique en réduisant l'interaction électrons-impuretés, ce qui favorise la montée en fréquence. La grande mobilité effective se trouve dans un canal non intentionnellement dopé.

Sa structure est similaire à celle d'un MESFET (transistor à effet de champ à grille Schottky) conventionnel dont le transport a lieu dans une couche dopée et donc de faible mobilité.

Le HEMT est aussi appelé TEGFET (Two dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) ou MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor). On y retrouve les électrodes de source, grille et drain, communes au transistor à effet de champ.

Le MODFET est utilisé plutôt en commutation dans les circuits intégrés numériques. Il peut également être utilisé comme amplificateur de puissance avec une faible tension de commande.

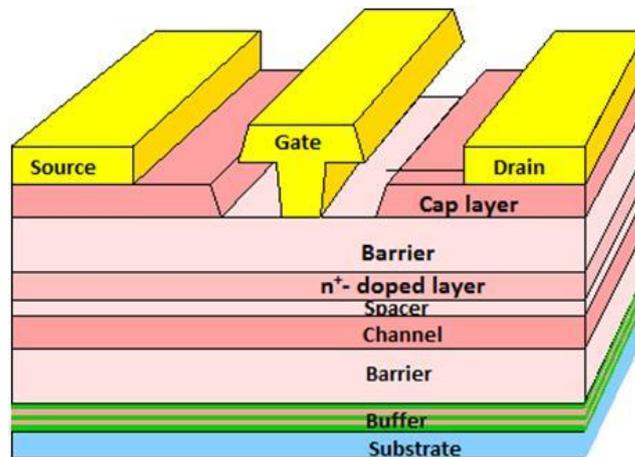


Figure II-4 : Transistor MODFET à base de GaAs (Maddocks, 2013).

La couche superficielle (appelée cap layer) est formée par un matériau de faible bande interdite pour permettre la réalisation des contacts ohmiques de la source et du drain. Cette couche est fortement dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès (Banse, 1999).

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

Le HEMT est constitué essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à grand gap et un matériau à petit gap.

La couche à grand gap non dopée, est destinée à la réalisation du contact Schottky de la grille ; elle est déposée après gravure du cap layer (fossé de grille ou recessed gate). La couche de matériau à grand gap dopée, a pour rôle de fournir les électrons libres au canal ; c'est la couche donneuse. Ce dopage est généralement réalisé par un dopage au silicium. On a ensuite l'espaceur (spacer layer), c'est une couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopé (nid) qui permet de séparer les atomes donneurs d'électrons, de la couche active ; les interactions électrons-impuretés sont ainsi fortement réduites. Une meilleure mobilité des électrons dans le canal est obtenue pour une faible épaisseur de la couche espaceur.

Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopé. Cette couche active reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons, et c'est elle qui détermine les performances du transport des électrons dans le dispositif. Une couche tampon, appelée buffer, permet d'améliorer le confinement des électrons dans le canal en réduisant l'injection des porteurs vers le substrat. Cette couche permet aussi d'avoir un matériau de base de bonne qualité cristallographique nécessaire à la croissance des autres couches. Enfin, on a le substrat semi-isolant (SI).

II-5. pHEMT

Idéalement, les deux matériaux utilisés pour réaliser une hétérojonction auraient la même constante de réseau : ce qui n'est pas le cas dans la pratique. Les discontinuités ainsi générées entre les semiconducteurs forment des niveaux de pièges profonds et réduisent les performances du dispositif.

On peut remédier à ce problème par l'utilisation d'un HEMT pseudomorphique (pHEMT). On adopte une couche extrêmement mince de l'un des matériaux, afin d'améliorer l'accord de maille entre les deux semiconducteurs qui forment l'hétérojonction. Par exemple ; pour l'hétérojonction GaAlAs (N)/GaInAs ; le matériau GaInAs n'est pas adapté en maille sur GaAs, seule la croissance d'une très faible épaisseur (10 à 20 nm) est possible. Le matériau GaInAs est donc contraint ou pseudomorphique.

Le transport s'effectue dans le matériau GaInAs non dopé. Les propriétés de transport de GaInAs contraint étant similaires à celles de GaAs, la supériorité du HEMT pseudomorphiques sur le HEMT conventionnel réside dans une plus grande discontinuité

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

ΔE_C , à l'interface de l'hétérojonction GaAlAs/GaInAs ($\Delta E_C \approx 0.3$ eV), donc à une plus grande charge accumulée à l'interface et des performances meilleures.

Cependant ; les pHEMTs à base d'InP ont des inconvénients comme le coût élevé d'InP, une faible stabilité mécanique, etc.

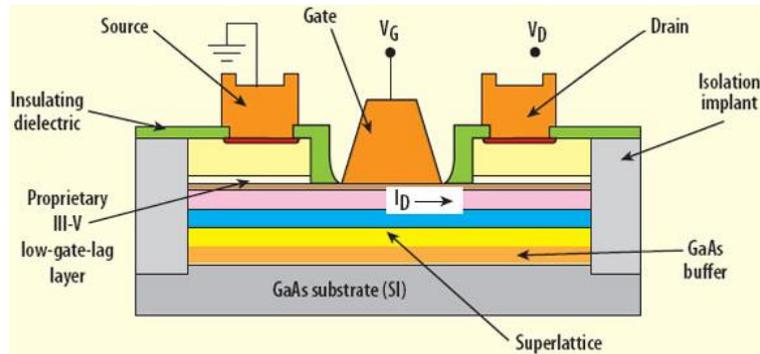


Figure II.5 : Transistor pHEMT (Freeston, 2010).

II-6. mHEMT

Une autre technique consiste à utiliser une couche tampon entre les matériaux de différentes constantes de réseau ; on a dans ce cas un HEMT métamorphique (mHEMT).

Cap	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	$6 \times 10^{18}/\text{cm}^3$	15nm
Barrier	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	undoped	15nm
		$\delta\text{-doping } 4.5 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	
	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	undoped	3nm
Channel	$\text{In}_{0.53}\text{Ga}_{0.47}\text{As}$	undoped	23nm
	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	undoped	4nm
		$\delta\text{-doping } 1.3 \times 10^{12}/\text{cm}^2$	
Buffer	$\text{In}_{0.52}\text{Al}_{0.48}\text{As}$	undoped	400nm
Metamorphic Buffer	$\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0 - 0.5$)	undoped	1000nm
	S.I. GaAs substrate		

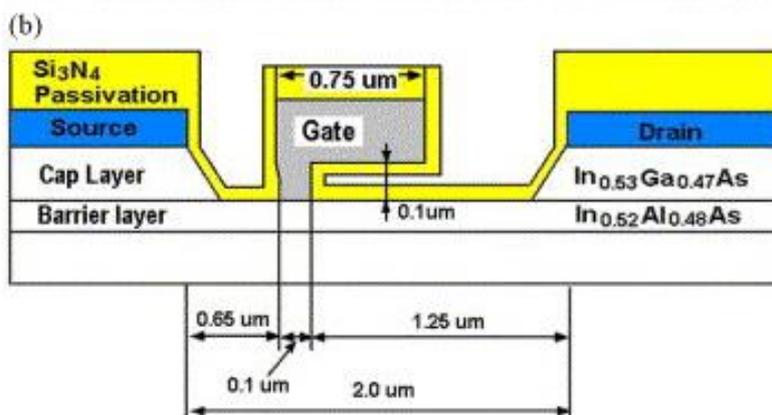


Figure II.6: Transistor mHEMT (Han, 2004).

Le matériau InAlAs constitue la couche tampon, la concentration d'indium est choisie de manière à obtenir un accord de maille à la fois avec le substrat GaAs et le canal InGaAs. L'hétérojonction N⁺InAlAs/InGaAs sur GaAs est désadaptée en maille mais une couche tampon InAlAs épaisse d'un micromètre environ et dont la composition en indium varie graduellement à partir d'une valeur faible côté substrat viendrait relaxer le matériau constituant le transistor. Les taux d'indium peuvent être similaires à la filière InP (53% et plus), entraînant des performances fréquentielles comparables. L'avantage majeur est la plus grande disponibilité à plus faible coût du substrat GaAs par rapport à InP.

II-7. HEMT avec Field Plate

L'amélioration des HEMTs à base de GaN était un grand défi pour plusieurs groupes de recherche. Il était question d'augmenter la densité de puissance en augmentant la tension de claquage, d'améliorer la conductivité thermique du substrat, d'optimiser la structure des transistors et d'augmenter donc l'efficacité de ces transistors. Deuxièmement, on a cherché à augmenter leurs fréquences de fonctionnement dans les ondes millimétriques tout en préservant la densité de puissance et l'efficacité. Un autre point aussi important est l'abaissement du coût de production.

L'utilisation d'une plaque de champ (Field Plate: FP) avec l'électrode de grille s'est avérée un moyen efficace pour augmenter la tension de claquage dans un HEMT à base de GaN. C'est une électrode supplémentaire qui prolonge la grille ou bien elle est isolée de la grille par SiN qui est le plus utilisé. Cette électrode permet de modifier la répartition du champ électrique dans le canal, le maximum du champ électrique est donc décalé du bord de la grille et la tension de claquage augmente. En plus de l'augmentation de la tension de claquage et de la densité de puissance de sortie, on obtient aussi des améliorations significatives dans la fréquence de coupure, la fréquence maximale d'oscillation et les capacités parasites.

La figure II-7 représente deux transistors GaN ayant, l'un une grille avec Field plate intégrée ; et l'autre avec Field plate séparée.

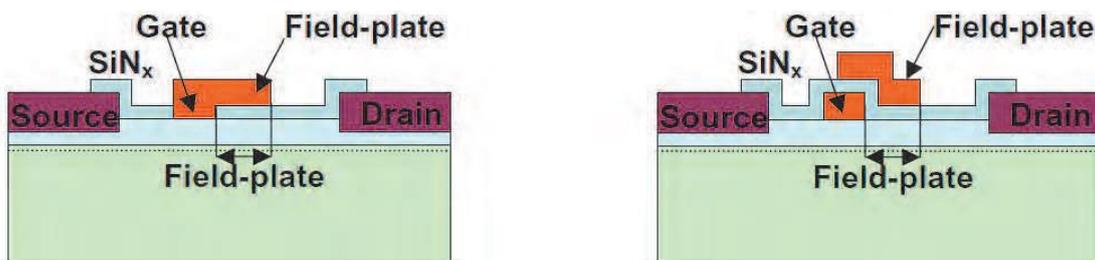


Figure II-7 : HEMT : (a) avec Field plate intégrée, (b) avec Field plate séparée (Mishra, 2005).

II-8. HEMT Fujitsu

En 2008, le laboratoire Fujitsu (Fujitsu, 2009) a développé le premier HEMT à base de GaN capable de couper l'alimentation en mode veille et atteindre un niveau de sortie élevé. Cette caractéristique est recommandée pour les alimentations utilisées dans les dispositifs tels que les ordinateurs, les appareils électroménagers et les automobiles ; c'est une interruption complète de l'alimentation (mode stand-by), lorsqu'aucune tension n'est appliquée à la grille. Un HEMT classique exige une tension de grille négative pour passer au mode stand-by.

Dans cette nouvelle structure, la couche cap layer est constituée d'une couche de nitrure d'aluminium de type n (n-AlN) prise en sandwich entre deux couches de nitrure de gallium de type n (n-GaN) ; cette configuration permet de supprimer le courant lorsque le HEMT est en stand-by.

Ce transistor a été initialement développé pour les amplificateurs de transmission sans fil, mais la tension appliquée à la grille pour le faire basculer entre les états activé et désactivé (tension de commutation) était de l'ordre de 0.5 V. Il ne pouvait pas être utilisé pour les alimentations qui permettent une grande tension au niveau du drain ; une telle alimentation doit avoir une densité de courant d'au moins 600 mA/mm.

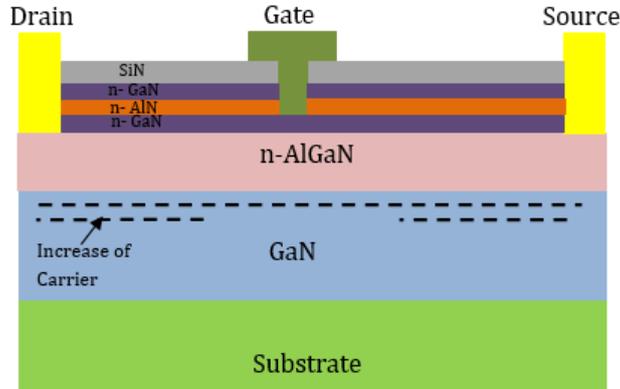


Figure II-8: Structure d'un HEMT Fujitsu (Fujitsu, 2009).

II-9. HEMT Flip Chip

La structure d'un HFET de type flip chip (Silvaco, 2010) à base de GaN se compose d'une couche AlN qui a pour rôle de dissiper la chaleur, d'une couche de 2.7 nm d'AlGaN dopée, d'une couche GaN ayant une épaisseur de 20 nm et une concentration égale à $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ et d'une couche de GaN non dopée avec 1 μm d'épaisseur.

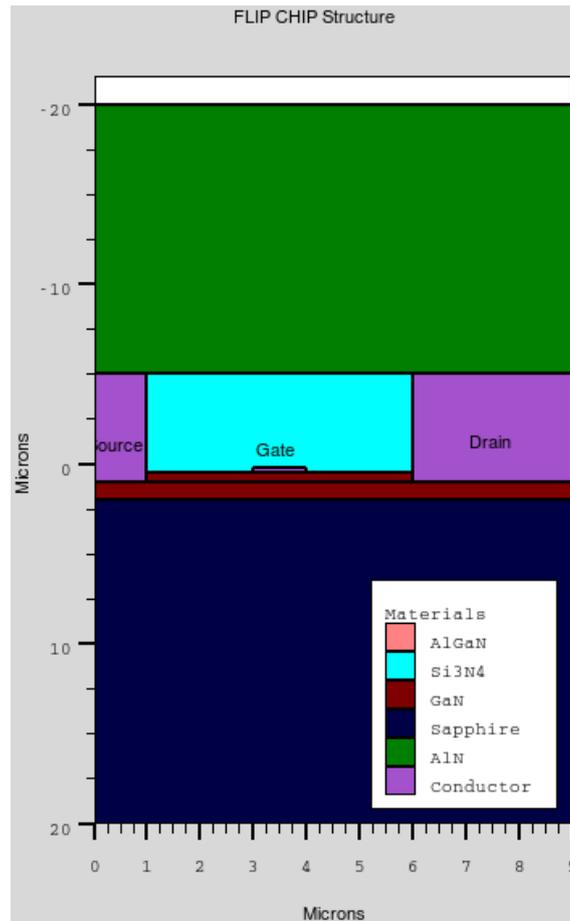


Figure II-9 : Vue 2D d'un HEMT Flip Chip (Silvaco, 2010).

Une augmentation de la température de fonctionnement du transistor entraîne une chute de la mobilité des porteurs, ce qui se traduit par une diminution du gain et du courant I_{DSS} , et donc de la puissance de sortie du composant.

L'équipe de l'UCSB utilise la technique du 'flip-chip' pour pallier aux problèmes de dissipation thermique existants dans un HEMT sur substrat saphir. La technique consiste à utiliser un substrat AlN qui admet une meilleure dissipation thermique que le saphir (180 contre 30 W/mK).

Grâce à cette technique, la température de fonctionnement d'un transistor de dimension $50 \times 0.25 \mu\text{m}$ passe de 200 à 600°C, la densité de courant passe de 1.1 à 1.6 A/mm, et la transconductance passe de 200 à 280 mS/mm (Xu, 2002).

III. Etude des HEMTs à base de GaAs et GaN

III-1. Présentation des HEMTs

Les transistors pseudomorphiques à haute mobilité électronique (pHEMTs) à base de GaAs ont été les meilleurs pour les applications de communication à haute fréquence pour

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

leur excellent comportement en RF et leur faible bruit. Avec des longueurs de grille de 25 nm et 45 nm, des fréquences de coupure de 526 GHz et 400 GHz ont été rapportées (Yamashita, 2002), (Freeston, 2010).

Les avantages des deux technologies sont combinés dans les HEMTs métamorphiques ; ceux qui utilisent pour tampon une couche relaxée, de composition ajustée pour diminuer le désaccord de maille entre le substrat et la couche supérieure. La technique offre une très bonne performance RF, un bruit plus faible, et un grand gain. Plusieurs techniques d'optimisation telle que l'électrode grille en forme de T sont utilisées pour augmenter la fréquence de coupure qui a atteint 440 GHz (Lee, 2007), (Elgaid, 2005).

Il a été suggéré d'utiliser un canal d'antimoine dilué dans le but d'améliorer la qualité de l'interface et le confinement des électrons dans le canal (Hsu, 2007). Un autre point de recherche est la conception de transistors fonctionnant en mode d'enrichissement, pour remédier à plusieurs problèmes.

Des tentatives pour diminuer le courant de fuite de la grille dans les transistors E-mode à travers des structures MOS sont en cours (Lin, 2007). Un avantage de la technique MOS est l'amélioration de la performance RF des transistors en raison d'une faible tension grille-source et d'une faible capacité grille-drain (Lee, 2010).

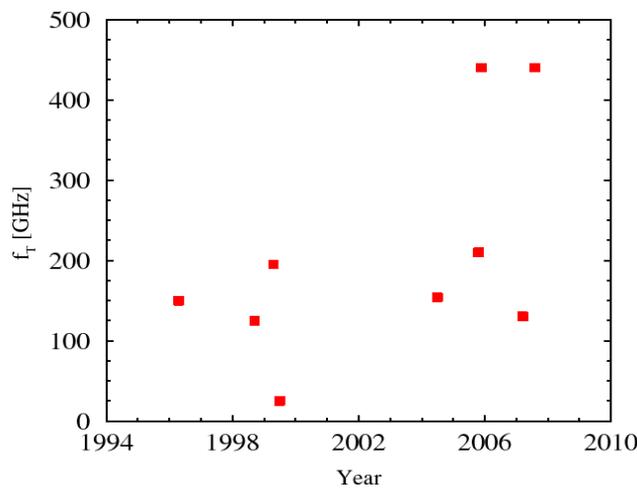


Figure II-10 : Fréquence de coupure des mHEMTs à base de GaAs, au fil du temps (Lee, 2010).

La structure d'un HEMT InAlN/GaN (figure II-11) est constituée d'une hétérojonction entre la couche buffer de GaN et la couche barrière d'InAlN. Le GaN est épitaxié sur un substrat à l'aide de plusieurs couches tampons pour diminuer le désaccord de maille, qui peuvent être de dimensions et de constitutions variables en fonction du substrat utilisé. Des

gravures sont réalisées dans InAlN pour les contacts ohmiques nécessaires à la réalisation de la source et du drain qui donnent accès au canal bidimensionnel via une zone dopée d'interconnexion.

Enfin, un contact Schottky qui matérialise la grille du composant permet de moduler la zone de charge d'espace et donc la densité de porteurs dans le canal. Dans ce type de structure, la modulation de grille se fait par des tensions négatives permettant de dépléter plus ou moins la zone du canal bidimensionnel entre la grille et le drain (transistor à déplétion, ou "Normally ON").

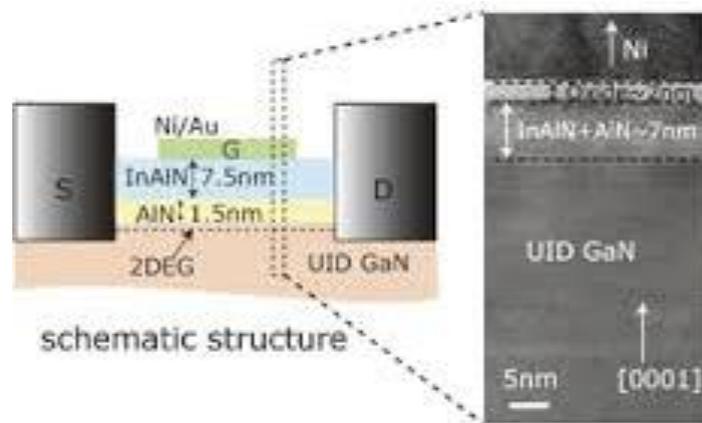


Figure II-11 : Coupe d'un transistor HEMT InAlN/GaN (Satyaki, 2014).

III-2. Structure d'un HEMT

Un transistor à haute mobilité électronique (HEMT) possède d'une manière générale, la structure donnée par la figure II-12.

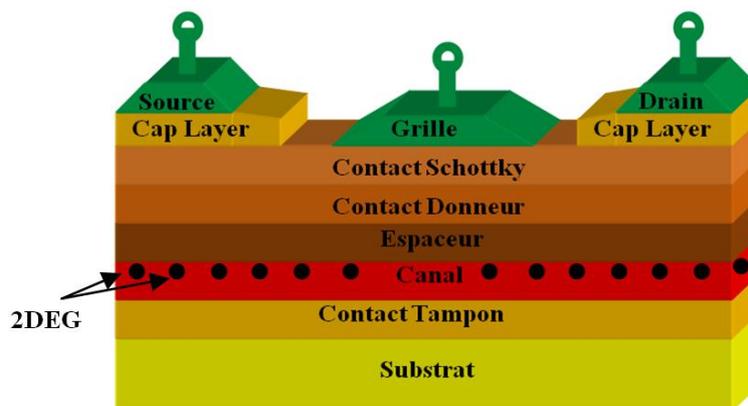


Figure II-12 : Vue 3D de la structure d'un HEMT.

III-2.1 Passivation

La passivation des HEMTs GaN peut être réalisée par un film de Si_3N_4 , SiO_2 , MgO , Sc_2O_3 , BaTiO_3 ou LiNbO_3 . Elle peut contribuer à la réduction de la dispersion des caractéristiques statiques et dynamiques du transistor.

Le courant d'un HEMT sans passivation est très sensible aux fluctuations de la charge située en surface qui a pour conséquence de diminuer la densité d'électrons dans le canal (cet effet peut cependant être mis à profit pour la réalisation de détecteurs).

La passivation permet de réduire les courants de fuite du contact Schottky et d'améliorer la résistance des composants face aux radiations ionisantes (Monroy, 2002).

Des travaux ont montré que la passivation avec du MgO permet une augmentation du courant drain-source, elle est plus efficace que celle réalisée avec du Sc_2O_3 (Vitusevich, 2003), (Bougrov, 2001), (Gillespie, 2002), (Luo, 2002).

III-2.2 Contacts ohmiques

La couche superficielle est formée par un matériau de faible bande interdite afin de réaliser les contacts ohmiques de la source et du drain. Elle est dopée afin de diminuer la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès.

Les différents contacts métalliques utilisés sont sujets aux contraintes appliquées, et leur dégradation est souvent la cause de défaillance qui constitue un obstacle pour le fonctionnement du transistor. Les effets d'électro-migration du métal de grille et de diffusion des contacts bien connus sur les techniques III-V classiques, sont aggravés par les contraintes élevées de température et de courant.

Des alliages à base de titane et d'aluminium (Ti/Al) sont typiquement utilisés pour les contacts ohmiques. L'aluminium avec d'autres métaux comme le molybdène, le tantale et le vanadium ont été étudiés pour augmenter la fiabilité des contacts.

D'autres solutions sans aluminium comme l'alliage titane/tungstène ont aussi été explorées. L'aluminium présente un risque d'oxydation et de craquage. L'utilisation de nombreux alliages tels que Ti/Au, Ni/Au, Pt/Au, Pd/Au, Mo/Au, Ta/Au, Ir/Au, Nb/Au, TaN, TiN, ZrN, TiB_2 , CrB_2 et W_2B_5 a permis d'augmenter considérablement la robustesse des contacts. L'épaisseur et les fractions molaires des éléments utilisés sont très importantes. Malgré de nombreux résultats positifs en termes de stabilité de la résistance de contact, aucune solution n'est jusqu'ici considérée comme la meilleure pour améliorer la fiabilité et les performances à haute température.

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

Cependant on peut noter que les contacts ohmiques Ti/WSiN/Au ont une bonne stabilité jusqu'à 800°C pendant 20 minutes (Daumiller, 1999), un alliage Ti/Al/Ni/Au avec une barrière WSiN est stable jusqu'à 500°C pendant 120 h (Würfl, 1999), (Hilsenbeck, 2000), (Würfl, 2000) et un alliage Ti/Al avec des couches barrières en iridium ou TiB₂ est stable jusqu'à 350°C pendant plusieurs jours (Khanna, 2008). Des études ont aussi montré l'intérêt de métallisations standard comme le Ti/Al/Pt/Au qui offre des comportements stables jusqu'à une température de jonction de 400°C (Chou, 2004).

L'hétérojonction limite les performances du transistor à partir de 300°C, mettant en cause les défauts des matériaux.

La solution la plus communément utilisée reste celle qui utilise l'alliage Ti/Al/Ni/Au. Des études intéressantes ont rapporté des variations de la résistance, inférieures à 2% lors d'une contrainte de 2000 h sous atmosphère d'azote à 340°C (Sonia, 2008).

III-2.3 Contact Schottky

Une couche à grand gap non dopée réalise le contact Schottky de la grille. L'amélioration de la qualité des contacts Schottky de la grille représente un enjeu encore plus important ; en plus d'affecter les performances du transistor, leur dégradation influe sur le fonctionnement. Les différents alliages connus pour la réalisation de ces contacts sont Ni/Au, Mo/Au, Pt/Au, Ni/Ti/Au, ZrB₂/Ti/Au, CrB₂/Ti/Au et W₂B/Ti/Au.

La diffusion du métal en hautes températures, connue sous le nom de "Gate Sinking", est la principale cause de défaillance des contacts Schottky.

L'alliage Pt/Au peut fonctionner jusqu'à 200°C (Belser, 1960), mais d'autres études (Daumiller, 1999) ont montré que la stabilité de cet alliage à 800°C n'est que pendant 20 minutes. Les HEMTs ayant des contacts grille WSiN/Au ou Ir/Au ont subi des dégradations légères à 500°C pendant 120 h, alors que des grilles Pt/Ti se sont dégradées significativement dans les mêmes conditions de contraintes (Würfl, 1999), (Hilsenbeck, 2000), (Würfl, 2000).

Au niveau de la géométrie, la grille doit répondre à un compromis entre deux propriétés opposées : une faible résistance de grille pour les applications de puissance, et une longueur de grille réduite permettant des performances en fréquence.

III-2.4 Couche donneuse

Comme son nom l'indique, elle fournit les électrons libres à la couche qui forme le canal. Son dopage est généralement réalisé par le silicium, il joue un rôle important car il

contribue à l'augmentation de la concentration des électrons dans puits quantique formé dans le canal.

III-2.5 Couche espaceur (Spacer layer)

Cette couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopée, permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal ; les interactions électrons-impuretés sont ainsi réduites. Plus cette couche est épaisse, meilleure est la mobilité des électrons dans le canal ; par contre un espaceur moins épais permet un meilleur transfert d'électrons dans le canal.

III-2.6 Gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG)

En 1960, Anderson (Anderson, 1960) envisage la possibilité d'obtenir des couches électroniques confinées à l'interface de certains matériaux semiconducteurs.

En 1969, Esaki et al. (Esaki, 1969) proposent une structure dans laquelle les électrons seraient séparés des donneurs. A la fin des années 1970, cette structure est expérimentalement réalisée grâce à la maîtrise de l'épithaxie par jet moléculaire. Dès lors ; le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) obtenu par une hétérostructure a permis d'obtenir une grande mobilité d'électrons ouvrant la voie à une nouvelle filière hyperfréquence : la filière HEMT (Delagebeaudeuf, 1980), (Mimura, 1980).

Depuis, les HEMTs ont connu de grands progrès. En 1981, l'effet Hall quantique a été découvert par Von Klitzing et al. qui ont eu le prix Nobel de physique en 1985.

Des propriétés majeures de ces structures sont données par (Anderson, 1960) et (Hirakawa, 1986).

Les paramètres physiques (masse effective, bande interdite, hauteur de barrière...) des différents alliages III-V mis en œuvre sont accessibles dans Levin shtein et al. (Levinshtein, 1999).

Les électrons en excès peuvent diffuser de part et d'autre de l'hétérojonction comme dans une jonction PN classique (Sze, 1981), pour atteindre l'équilibre thermodynamique à l'origine d'une courbure des bandes. En raison de la différence d'affinité électronique entre $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et GaN par exemple, des barrières de potentiel apparaissent : du côté «buffer», les électrons restent à l'interface des deux matériaux. L'écart entre les bandes de conduction ΔE_C augmente avec le taux d'aluminium (Levinshtein, 1999) et vaut typiquement 200 meV à 300 meV.

L'espaceur sépare les électrons-impuretés ionisées et diminue leur interaction, il est donc primordial dans l'hétérostructure, son rôle est important aussi à basse température

devant les interactions électron-phonon. Un espaceur permet d'augmenter la mobilité du 2DEG, mais réduit le transfert de charge ; un compromis doit être trouvé entre la densité électronique et la mobilité souhaitée.

Une étude expérimentale détaillée de l'influence de l'espaceur sur les relations mobilité-densité μ (n_s) à différentes températures a été menée par Hirakawa et al. (Hirakawa, 1986). À basse température, en particulier, une relation entre les deux paramètres est vérifiée.

$$\mu = n_s^\gamma \quad \text{II.1}$$

Où l'exposant γ augmente avec l'épaisseur de l'espaceur.

III-2.7 Couche canal

La couche canal est la plus importante des couches qui constituent un HEMT, c'est dans cette couche que se crée le canal au gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) et c'est cette couche qui détermine les performances du transistor.

III-2.8 Couche tampon

En général, cette couche a des propriétés structurales moyennes entre celles du substrat et celles du matériau du canal. Elle permet une meilleure croissance du GaN et favorise le confinement des électrons en s'interposant à l'injection des porteurs vers le substrat. Le type de face de GaN dépend en partie de cette couche.

III-2.9 Substrat

C'est la couche de base sur laquelle on fait croître les autres couches dont la qualité en dépend, et la qualité du composant et son fonctionnement. Un mauvais choix de substrat peut causer lors de la croissance, des dislocations qui altèrent la performance du composant (Chevalier, 1999).

Pour épitaxier GaN, les substrats utilisés sont GaN, saphir, SiC et Si. Le substrat le plus souhaitable pour la croissance de GaN est bien sûr GaN (0001) qui permet une homoépitaxie. Plusieurs méthodes ont été développées afin d'obtenir un substrat GaN de grande taille et par suite une bonne qualité cristalline de GaN épitaxié. La méthode la plus réussie est l'épitaxie en phase vapeur des hydrures (HVPE) qui permet des taux de croissance de plus de 100 $\mu\text{m} / \text{h}$ grâce à l'utilisation de GaCl comme précurseur.

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

On peut donc élaborer des plaquettes de 6 pouces avec des couches de quelques millimètres. Il a été démontré que la densité de dislocations diminue à la surface, quand l'épaisseur augmente (Xu, 2002), elle est typiquement de $\sim 10^{4-5} \text{ cm}^{-2}$.

La couche GaN peut être ôtée du substrat par une décomposition du GaN à l'hétéro interface induite par une impulsion laser à travers le substrat transparent (Kelly, 1999) ou par l'intermédiaire d'un processus d'auto-séparation (Henke, 2007). On obtient une couche de GaN, appelée aussi boule ; il est possible de la scier perpendiculairement à l'axe de croissance, de façon à obtenir des tranches de GaN d'une épaisseur typiquement de l'ordre de 400 pm.

Ce procédé de fabrication est assez cher ; cependant, il améliore grandement la performance des diodes laser. Selon une coupe, on peut se débarrasser des effets de polarisation (Waltereit, 2000) ; il a été prouvé qu'une LED cultivée sur ce substrat présente une grande efficacité (Schaadt, 2007).

Une alternative beaucoup moins coûteuse est la croissance sur substrats étrangers ; les plus communs pour la croissance de GaN sont Si (111), SiC, et Al_2O_3 (Saphir), qui ont chacun des avantages et des inconvénients spécifiques. La densité des dislocations est élevée (typiquement de 10^8 à 10^{10} cm^{-2}). La qualité obtenue est médiocre, mais elle peut être améliorée par une surcroissance latérale épitaxiale (ELO) destinée à réduire les densités de défauts (Geoffroy, 2007).

À côté des méthodes de croissance EPVOM et HVPE, une autre technique devient concurrentielle : la croissance dite ammono-thermale (Dwiliński, 2009). Elle permet une qualité exceptionnelle avec de très faibles densités de dislocations $\sim 10^3 \text{ cm}^{-2}$. A présent, GaN jusqu'à 2 pouces de diamètre peut être fabriqué avec cette technique (Dwilinski, 2010).

- Le substrat saphir présente un désaccord de maille de 16% environ avec le nitrure de gallium. Ceci entraîne une grande densité de dislocations (de 10^7 à 10^8 cm^{-2}) qui provoque une baisse de la fréquence de transition f_T . De par sa faible conductivité thermique, le saphir dissipe mal la chaleur ; ce qui limite son application en grande puissance. En revanche, le substrat saphir est disponible à moindre coût et dans de grandes dimensions.
- Le substrat carbure de silicium SiC est semi-isolant, il présente un bien meilleur accord de maille avec le nitrure de gallium (96.5% d'accord) et une excellente conductivité thermique de $4.9 \text{ W.cm}^{-1}\text{C}^{-1}$. Le 4H-SiC permet une bonne dissipation de la chaleur. En revanche ; son coût est encore élevé, et la nucléation du nitrure de gallium sur ce substrat reste délicate. Dans des résultats publiés très récemment, on a utilisé un substrat de carbure de silicium conducteur dopé n (n-SiC).

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

- Le silicium présente un désaccord de maille important avec le nitrure de gallium, comme le saphir ; ce qui peut entraîner une contrainte supplémentaire au niveau de l'interface. De plus, sa conductivité thermique est légèrement inférieure à celle du nitrure de gallium. Le procédé de fabrication des substrats de silicium est mature puisqu'il est utilisé depuis des années. Les wafers de silicium sont disponibles dans de grandes dimensions à moindre coût, bien en deçà du carbure de silicium semi-isolant.

Le substrat le plus souhaitable pour l'électronique haute puissance est le SiC en raison de sa conductivité thermique qui est trois fois plus élevée que pour GaN. Il est encore cher, mais des substrats dopés sont disponibles à des prix moindres.

Le Si(111) se situe entre le Saphir et le SiC car il combine une grande conductivité thermique avec un prix relativement bas. En outre, il est souhaitable de combiner les avantages de Si et GaN dans les circuits électriques sur une seule puce (Chuang, 2009). Les principaux inconvénients sont le grand désaccord de maille et l'inadéquation des coefficients de dilatation thermique qui conduit à un grand effet de flexion et la fissuration des couches épitaxiées. Un transistor élaboré sur substrat silicium a une tension de claquage réduite et des pertes potentielles en RF.

Les propriétés physiques des différents substrats pour épitaxier GaN sont résumées dans le tableau II-1. Le tableau II-2 présente les structures et les constantes de maille des matériaux utilisés dans la fabrication des composants à base de GaN, selon (Liu, 2002).

Substrat	GaN (0001)	Al ₂ O ₃ (0001)	6H-SiC	Si (111)
a (Å)	3.187	4.759	3.073	3.840
$\epsilon_{ }$, GaN (%)	0	+49	-3.6	+20.5
E (GPa)	150	470	700	160
k (W cm ⁻¹ K ⁻¹)	1.3	0.23	4.9	1.3
α (10 ⁻⁶ K ⁻¹)	5.6	6.7	4.3	2.6

Tableau II-1 : Caractéristiques de différents substrats utilisés pour GaN (Moreaud, 2000).

Matériaux	structure	Constante de maille (nm)		
		a	b	c
Semiconducteur				
GaN	würtzite	0.31885		0.5185
	Zinc blende	0.4511		
AlN	würtzite	0.31106		0.49795
	Zinc blende	0.438		
ZnO	würtzite	0.32496		0.520665
b-SiC	3C (Zinc blende)	0.43596		
SiC	4H (würtzite)	0.3073		1.0053
SiC	6H (würtzite)	0.30806		1.51173
GaAs	Zinc blende	0.56533		
GaP	Zinc blende	0.54309		
Si	Diamant	0.5431		
Oxyde				
Al ₂ O ₃ (Saphir)	Rhomboèdre	0.4765		1.2982
MgO	NaCl	0.421		
LiGaO ₂	Orthorhombique	0.5402	0.6372	0.5007
g- GaLiO ₂		0.5169		0.6267
NdGaO ₃	Orthorhombique	0.5428	0.5498	0.771

Tableau II-2 : Structure et constante de maille cristallographique des matériaux utilisés dans la fabrication des composants à base de GaN (Liu, 2002).

IV. Propriétés électriques du HEMT

IV-1. Principe de fonctionnement

Comme tous les transistors à effet de champ à grille Schottky de type MESFET ; l'idée de base est le contrôle du courant drain-source par l'action électrostatique d'une électrode de commande qui est la grille. Le processus mis en jeu est le même que JFET mais au lieu de la jonction pn, Il y a une jonction métal/semiconducteur qui forme une diode de type Schottky.

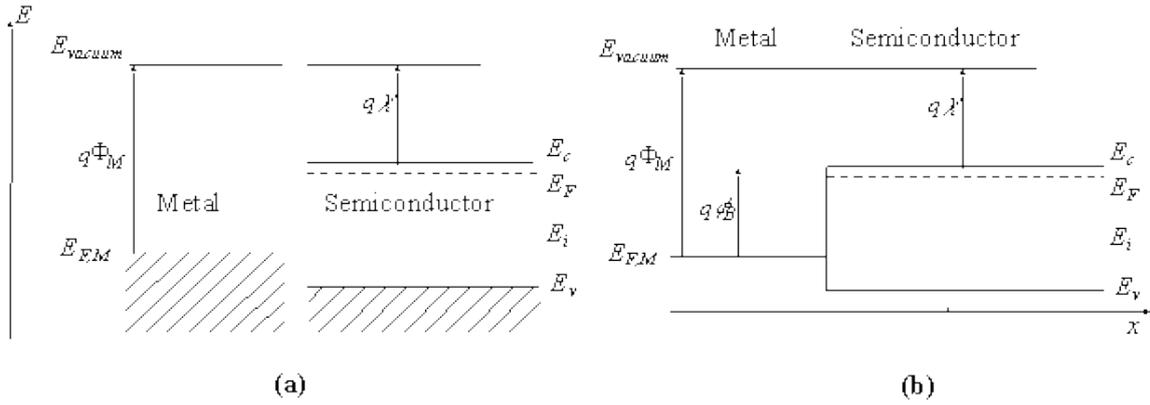


Figure II. 13 : Diagramme de bandes d'énergie du métal et du semi-conducteur

(a) : avant contact ; (b) : après contact (Bart, 2004).

La hauteur de la barrière, Φ_B , est définie comme étant la différence de potentiel entre l'énergie de Fermi du métal et la limite de la bande où les porteurs majoritaires résident. Pour un semi-conducteur de type n, Φ_B est calculée par la relation II.2.

$$\Phi_B = \Phi_M - \chi_{SC} \quad \text{II. 2}$$

Φ_M c'est le travail de sortie du métal et χ est l'affinité électronique. Pour un matériau de type p, la hauteur de la barrière est donnée par la différence entre le bord de bande de valence, et l'énergie de Fermi dans le métal :

$$\Phi_B = \frac{E_g}{q} + (\chi_{SC} - \Phi_M) \quad \text{II. 3}$$

Une jonction métal/semi-conducteur va donc former une barrière pour les électrons et les trous si l'énergie de Fermi du métal forme une bande plate entre la bande de conduction et le bord de la bande de valence.

On définit le potentiel intrinsèque Φ_I , comme la différence entre l'énergie de Fermi du métal et celle du semi-conducteur.

$$\Phi_I = \Phi_M - \chi_{SC} - \frac{E_C - E_{Fn}}{q} \quad \text{II. 4}$$

$$\Phi_I = \chi_{SC} + \frac{E_V - E_{FP}}{q} - \Phi_M \quad \text{II. 5}$$

IV-1.1 Fonctionnement dans le régime de pincement

Si on applique une tension extérieure V_{GS} négative sur l'électrode de grille, elle engendre une augmentation du champ électrique E_i et entraîne une augmentation de

l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction. Cette variation engendre une diminution de la section du canal. Pour une tension V_{GS} égale à V_{GS0} ou V_P ou V_{TH} (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal (figure II-14) ; la résistance entre le drain et la source devient très élevée et le transistor se trouve à l'état bloqué.

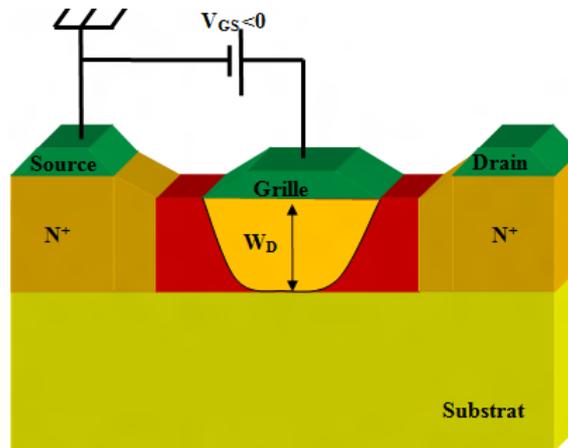


Figure II-14 : Vue d'un transistor FET pour $V_{GS} < 0$.

Condition de pincement :

$$h(x) = 0 ; W_D = W_{Ch} \quad \text{II. 6}$$

Tension de pincement :

$$V_{P0} = \frac{q N_D}{2 \epsilon} W_{Ch} \quad \text{II. 7}$$

La tension de seuil ou bien de pincement, V_{TH} , d'un MESFET est la tension nécessaire pour épuiser complètement la couche du canal (Bart, 2004).

$$V_T = \Phi_I - \frac{q d^2 N_D}{2 \epsilon} \quad \text{II. 8}$$

Φ_I est le potentiel et d est l'épaisseur de la zone dopée. Cette tension de seuil peut aussi s'écrire en fonction de la tension de pincement V_P :

$$V_T = \Phi_I - V_P \quad \text{II. 9}$$

IV-1.2 Fonctionnement dans le régime de désertion

Sans polarisation, la zone de charge d'espace existe sur une certaine profondeur $h(x)$ dans le canal. La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface.

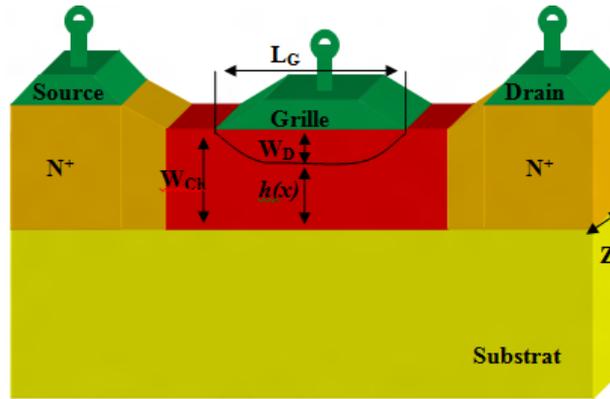


Figure II-15 : Couche d'appauvrissement dans un MESFET non polarisé.

L'épaisseur de la couche d'appauvrissement (sous la grille) est donnée par :

$$W_D = \sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q N_D} (\Phi_B - V_{GS})} \quad \text{II. 10}$$

Elle peut être approchée par :

$$W_D = \sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q N_D} (\Phi_M - \chi_{SC} - V_{GS})} \quad \text{II. 11}$$

La résistance du canal conducteur peut être calculée comme suit :

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad \text{II. 12}$$

$$R = \rho \frac{L_G}{Z h(x)} \quad \text{II. 13}$$

$$R = \frac{1}{q \mu N_D} \left[\frac{L_G}{Z \left(W_{Ch} - \sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q N_D} (-V_{GS})} \right)} \right] \quad \text{II. 14}$$

$$V_{GS} = -V_{P0} \text{ donc } R \leftrightarrow \infty$$

IV-1.3 Fonctionnement dans le régime linéaire

Si on applique une tension drain-source positive et inférieure à la tension de saturation ($0 < V_{DS} < V_{DSat}$) et une tension de grille négative ou nulle ($V_{GS} \leq 0$), on a un canal conducteur et un courant I_{DS} qui circule entre le drain et la source.

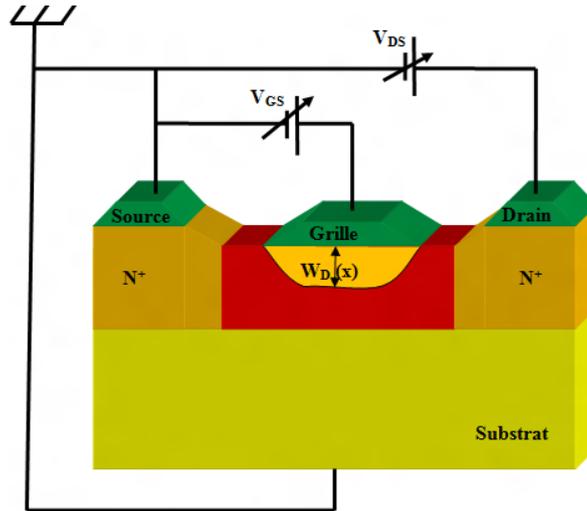


Figure II-16 : Mode de fonctionnement linéaire d'un FET.

Si V_{DS} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La profondeur de la zone de désertion le long du canal, augmente vers le drain plus que vers la source.

Dans le régime linéaire, le transistor se comporte comme une résistance variable commandée par la tension de grille. La largeur de la zone de désertion est donnée par :

$$W_D(x) = \sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q N_D} (V(x) - V_{GS})} \quad \text{II. 15}$$

La vitesse des électrons dans le canal :

$$v = \mu E(x) = \mu \frac{dV(x)}{dx} \quad \text{II. 16}$$

Le courant drain est donc :

$$I_D = \frac{dV_D}{dR_D} = q N_D v h(x) Z \quad \text{II. 17}$$

$$I_D = q N_D \mu \frac{dV(x)}{dx} \left[W_{ch} - \sqrt{\frac{2 \varepsilon}{q N_D} (V(x) - V_{GS})} \right] Z \quad \text{II. 18}$$

$$I_D dx = q N_D \mu W_{ch} Z \left[1 - \frac{(V(x) - V_{GS})}{V_{P0}} \right] dV(x) \quad \text{II. 19}$$

En intégrant cette dernière équation ; dans le premier membre, on intègre sur x de 0 à L_G et dans le deuxième membre, on intègre sur $V(x)$ de 0 à V_{DS} :

$$I_D = q N_D \mu \frac{W_{Ch} Z}{L_G} V_{P0} \left[\frac{V_{DS}}{V_{P0}} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{DS} - V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{3/2} \right] \quad \text{II. 20}$$

IV-1.4 Régime de la tension de coude

La largeur de la zone isolante est également influencée par la tension entre le drain et la source ; elle est donnée respectivement par e_1 côté source et e_2 côté drain par les équations II.21 et II.22.

$$e_1 = k V_{GS} \quad \text{II. 21}$$

$$e_2 = k V_{DS} \quad \text{II. 22}$$

Avec :

$$k = \frac{I_{Don}}{(V_{GSon} - V_T)} \quad \text{II. 23}$$

Quand V_{DS} augmente, la valeur du courant drain résulte de deux phénomènes compétitifs : une croissance liée au caractère ohmique du canal et une diminution liée au pincement progressif de ce canal. Un phénomène de coude se produit pour une certaine tension appelée tension coude (Knee voltage en anglais).

IV-1.5 Régime de saturation

Si la tension V_{DS} atteint la valeur de saturation V_{DSsat} , le régime de saturation apparaît. Si V_{DS} augmente encore plus, le courant drain garde une valeur I_{DSsat} relativement constante. Dans ce régime, il y a formation d'une zone de pincement dans le canal, près du drain où la densité des porteurs est très faible.

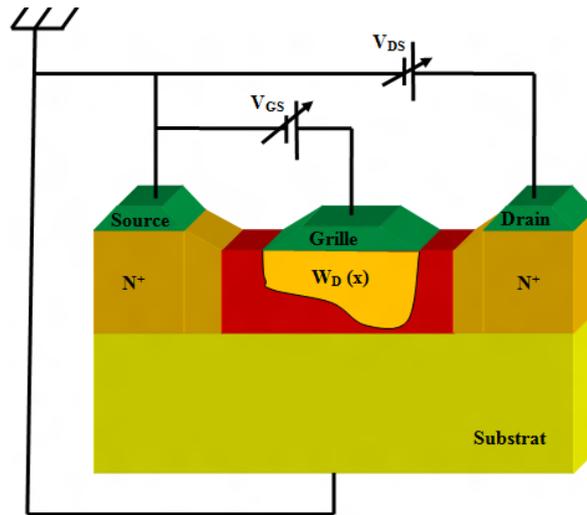


Figure II-17 : Comportement du canal dans le régime de saturation.

Quand la tension V_{DS} dépasse V_{DSsat} , le point de pincement se déplace dans le canal vers la source. Les porteurs de charge circulent dans le canal entre la source et le point de pincement, ils sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ électrique qui les diffuse vers le drain.

$$I_{Dsat} = q N_D \mu \frac{W_{Ch} Z}{L_G} V_{P0} \left[\frac{(V_{P0} + V_{GS})}{V_{P0}} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{3/2} - \frac{2}{3} \right] \quad \text{II. 24}$$

$$I_{Dsat} = q N_D \mu \frac{W_{Ch} Z}{L_G} V_{P0} \left[\frac{V_{GS}}{V_{P0}} - \frac{2}{3} \left(\frac{V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{3/2} + \frac{1}{3} \right] \quad \text{II. 25}$$

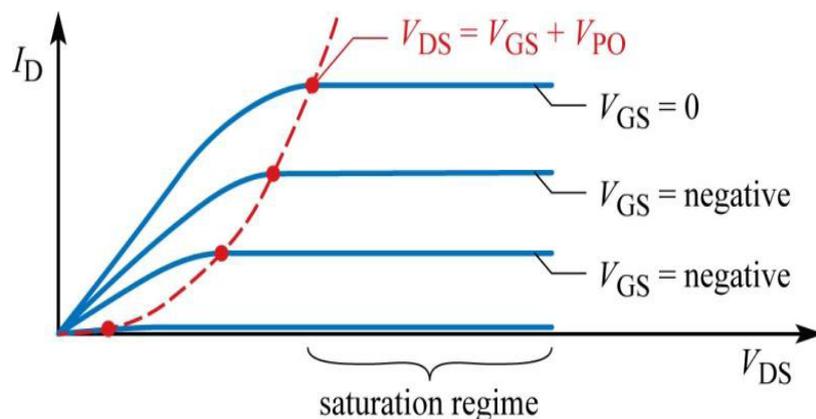


Figure II.18 : Caractéristique I_{DS} - V_{DS} en régime de saturation.

IV-1.6 Régime d'avalanche

L'avalanche résulte d'un claquage de la jonction inverse drain-grille. Ce claquage est détruit le transistor si le courant drain n'est pas limité (zone 3 dans la figure II-19).

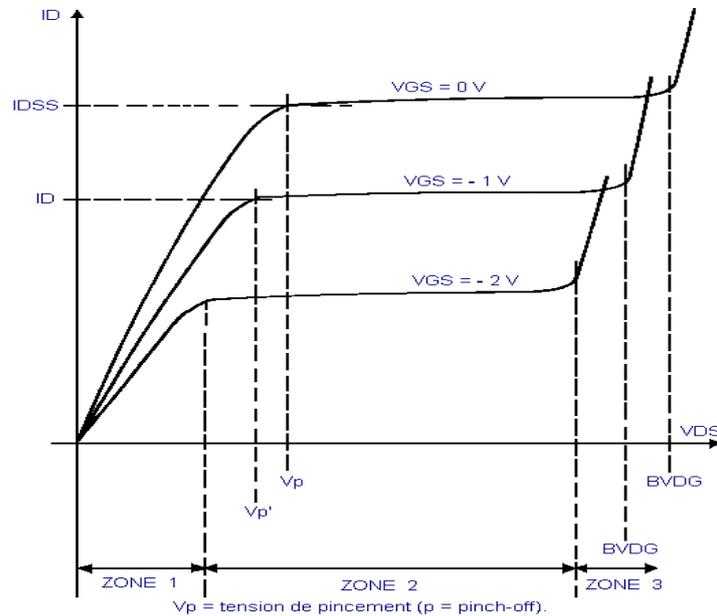


Figure II.19 : Caractéristique $I_{DS}-V_{DS}$, régime d'avalanche (Rebert, 2013).

Le fonctionnement des transistors à effet de champ de puissance est essentiellement limité en courant par la conduction de la diode de grille, et en tension par les phénomènes d'avalanches. Deux types d'avalanches peuvent être mis en évidence : avalanche par effet KINK et avalanche par ionisation par impact (Dubuc, 2003), (Lungli, 1992), (Laloue, 2001).

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 drain de saturation). L'effet KINK est lié à la présence de pièges de surface dans le semiconducteur (figure II.20-a). L'avalanche par ionisation par impact se produit pour une tension de drain élevée et une tension de grille proche de celle du pincement du canal (figure II.20-b).

Les électrons circulant dans le canal sont accélérés par le champ électrique. Si celui-ci est très élevé, les électrons percutent les atomes du cristal et libèrent d'autres paires électrons-trous. Les trous sont collectés par la grille et les électrons par le drain. Ce type d'avalanche peut provoquer une émission de lumière.

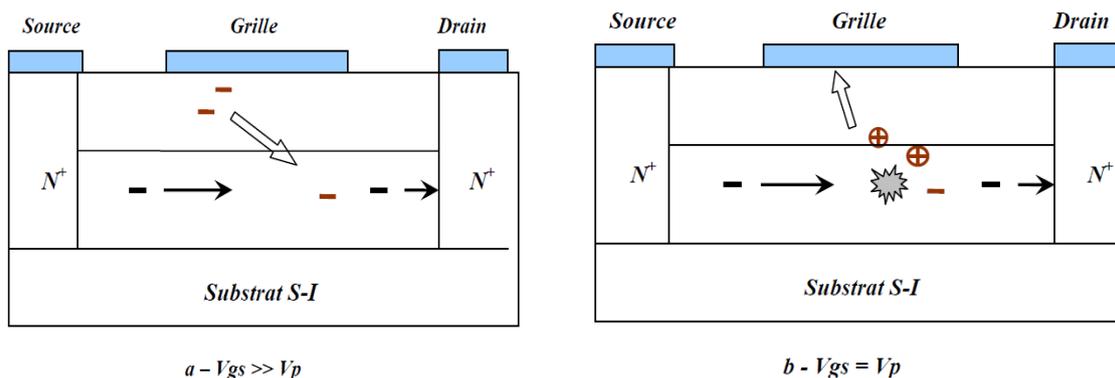


Figure II.20 : Phénomènes d'avalanches.

IV-2. Caractéristiques internes

IV-2.1 Transconductance

La transconductance intrinsèque g_m est définie comme la variation du courant I_{DS} en fonction de la tension V_{GS} , à V_{DS} constante ; elle représente le contrôle de la charge dans le canal par la tension de grille :

$$g_m = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=cste} \quad \text{II. 26}$$

Les HEMTs se distinguent de tous les autres transistors à effets de champ par leur transconductance élevée qui peut être définie comme suit :

$$g_m = q N_D \mu \frac{W_{Ch} Z}{L_G} \left[1 - \left(\frac{V_{GS}}{V_{P0}} \right)^{1/2} \right] \quad \text{II. 27}$$

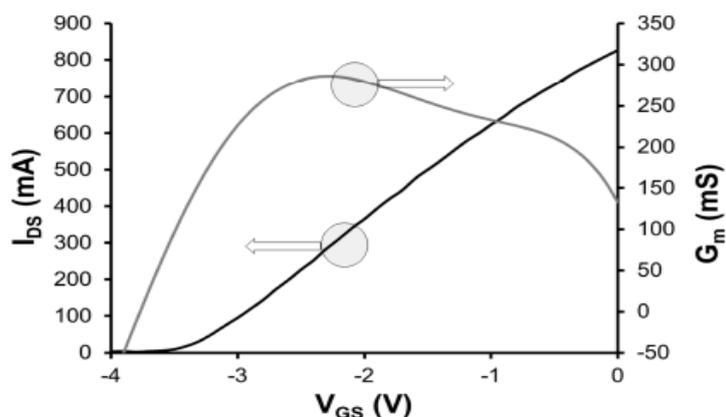


Figure II.21 : Courant drain et transconductance d'un HEMT (Guilhem, 2012).

IV-2.2 Conductance de sortie

La conductance de sortie g_d est définie comme la variation du courant I_{DS} en fonction de V_{DS} pour V_{GS} constante :

$$g_d = \left. \frac{\partial I_{DS}}{\partial V_{DS}} \right|_{V_{GS}=cste} \quad \text{II. 28}$$

Elle traduit la conduction parasite de la structure entre le drain et la source. Elle est principalement due aux états énergétiques dans la bande interdite et aux effets de canal court (faible facteur de forme qui est le rapport entre la longueur de la grille et l'épaisseur des couches qui constituent la barrière).

IV-2.3 Capacité grille-source

La capacité grille-source C_{GS} décrit l'interaction capacitive entre la grille et la source. Sa valeur est principalement déterminée par la capacité de la zone de charge d'espace de la jonction Schottky grille-source, pour une tension drain constante.

$$C_{GS} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{GS}} \right|_{V_{DS}=cste} \quad \text{II. 29}$$

IV-2.4 Capacité grille-drain

La capacité grille-drain C_{GD} est l'interaction capacitive entre la grille et le drain. Elle reflète la variation de la quantité de charge côté drain, dans la ZCE de la jonction Schottky pour une tension V_{GS} constante.

$$C_{GD} = \left. \frac{\partial Q}{\partial V_{GD}} \right|_{V_{GS}=cste} \quad \text{II. 30}$$

Cette capacité détériore les performances dynamiques du transistor par deux effets différents :

- Effet Miller : Une partie de C_{GD} (ou multiple de C_{GD}) se retrouve reportée à l'entrée du transistor s'additionnant avec la capacité C_{GS} et diminuant ainsi le gain du transistor à haute fréquence.
- Couplage direct : À haute fréquence, C_{GD} relie directement l'entrée du transistor à sa sortie et peut provoquer des instabilités. Comme on peut le voir sur la figure II-22 ; pour une utilisation à haute fréquence, il est plus avantageux de travailler avec des tensions V_{GD} au-delà de 1.5 V afin de minimiser l'influence de C_{GD} .

IV-2.5 Capacité drain-source

La capacité drain-source C_{DS} est l'interaction capacitive entre les deux régions du canal sous les contacts ohmiques du drain et de la source.

IV-2.6 Résistances R_i et R_{GD}

Même lorsque la barrière est totalement désertée sous la grille, elle ne l'est pas complètement dans les zones qui ne sont pas exactement sous la grille, surtout dans les régions d'accès au canal actif. De ce fait, les capacités C_{GS} et C_{GD} se retrouvent en série avec deux zones partiellement conductrices, respectivement R_i et R_{GD} .

IV-2.7 Résistances d'accès R_D et R_S

Elles proviennent d'une part des résistances des contacts ohmiques de drain et de source ; et d'autre part, de la densité de charge limitée dans les régions d'accès. La transconductance du transistor diminue pour des valeurs élevées de R_S .

IV-2.8 Schéma équivalent en régime petit signal

Le schéma équivalent petit signal pour les transistors à effet de champ, peut être donné par la figure II.24 (Algnal, 2008).

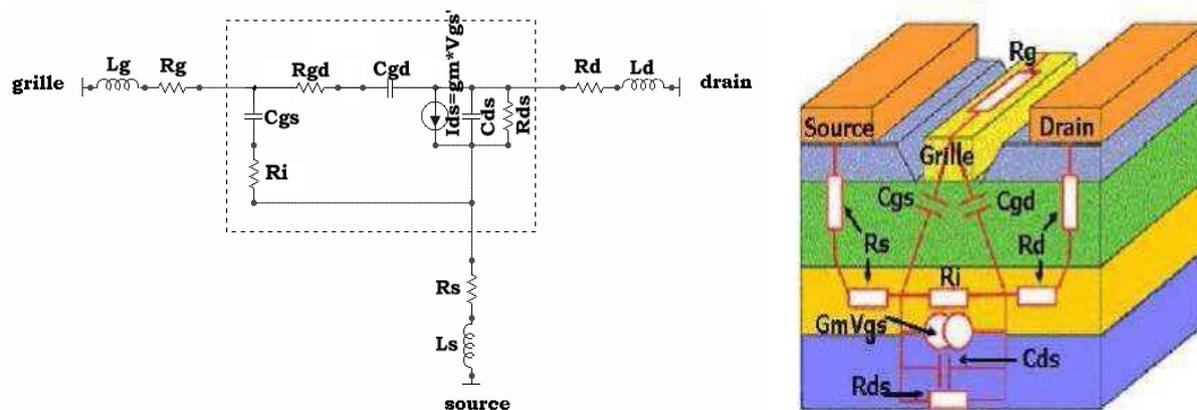


Figure II.22 : Schéma équivalent petit signal de base pour un FET (Algnal, 2008).

L_G , L_S , L_D , C_{GS} , C_{GD} et C_{DS} sont les inductances et les capacités parasites d'accès aux électrodes de grille, de source et de drain ; elles ne dépendent que de la largeur du transistor.

Les inductances L_G et L_D ainsi que les capacités C_{GS} et C_{GD} modélisent les bus d'accès aux électrodes de grille et de drain. L'inductance L_S est associée aux trous induits par la métallisation réalisée afin de joindre la masse de la puce.

R_D et R_S traduisent les résistances des contacts ohmiques et des zones d'accès. R_G représente les pertes ohmiques dues à la métallisation de l'électrode grille.

IV-2.9 Caractéristiques de sortie et de transfert

La figure II.23 représente les caractéristiques de transfert $I_{DS} = f(V_{GS})$ et de sortie $I_{DS} = f(V_{DS}, V_{GS})$.

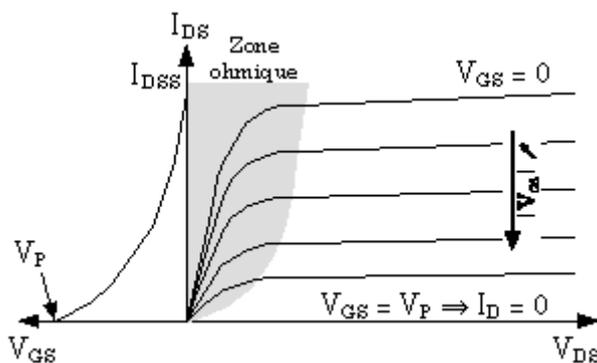


Figure II-23 : Caractéristiques de transfert et de sortie d'un FET (Chevallier, s.d.).

La caractéristique de transfert $I_{DS} = f(V_{GS})$ résume bien les limites du FET : courant de drain nul pour une tension V_{GS} égale à la tension de pincement V_P , et courant I_{DSS} pour une tension V_{GS} nulle. La courbe $I_{DS} = f(V_{GS})$ peut être décrite par une parabole d'équation :

$$I_{DS} = I_{DSS} \left(1 - \frac{V_{GS}}{V_P}\right)^2 \quad \text{II. 31}$$

La dérivée de cette relation nous renseigne sur l'aptitude du transistor à amplifier. Pour un courant I_{DS} donné, la dérivée (appelée pente G) est égale à :

$$G = \frac{\Delta I_{DS}}{\Delta V_{GS}} = 2 \frac{I_{DS}}{|V_P|} \left(1 - \left|\frac{V_{GS}}{V_P}\right|\right) \quad \text{II. 32}$$

Cette pente est maximale pour $V_{GS} = 0$:

$$g_m = 2 \frac{I_{DSS}}{|V_P|} \quad \text{II. 33}$$

On peut l'exprimer sous la forme :

$$G = g_m \left(1 - \left|\frac{V_{GS}}{V_P}\right|\right) \quad \text{II. 34}$$

La structure complexe du composant, rend très difficile une modélisation analytique complète. Un calcul numérique s'impose alors et pose le problème de définition des facteurs de qualité.

- Les éléments parasites résistifs des chemins d'alimentation des trois électrodes du transistor induisent des chutes de tensions V_{DS} et V_{GS} , et donc une diminution du courant I_{DS} et de la transconductance.

IV-3. Modèle fort signal

La topologie classique d'un modèle fort signal est présentée la figure II-24. Les éléments extrinsèques sont indépendants des tensions de commande, mais les éléments intrinsèques en dépendent. Le modèle non linéaire comporte ainsi 5 non linéarités.

Seuls les éléments intrinsèques R_i , R_{GD} et C_{ds} sont considérés comme constants, leurs faibles variations avec les tensions de commande ne sont pas prises en compte.

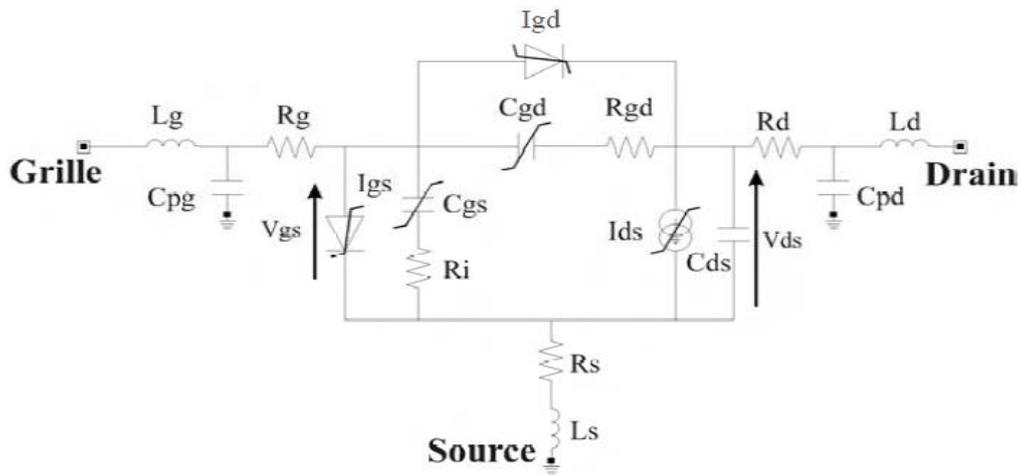


Figure II-24 : Schéma équivalent fort signal.

L'effet fondamental du transistor est décrit par la source de courant non linéaire I_{DS} , commandée par les tensions V_{GS} et V_{DS} . Plusieurs expressions analytiques sont proposées dans la littérature (Angelov, 1992), (POUVIL, 1993) mais elles ne permettent pas une représentation complète du comportement non linéaire d'un FET dans toutes les zones de fonctionnement.

L'expression du générateur de courant I_{DS} que nous avons retenue correspond à une adaptation du modèle de Tajima (Tajima, 1984), donnée par l'équation II.35.

$$I_{DS} = I_{DSS} \times f_G \times f_D \quad II.35$$

$$I_{DS} = I_{DSS} \frac{1}{1 - \frac{1}{m}(1 - e^{-m})} \left[V_{GSn} - \frac{1}{m}(1 - e^{-mV_{GSn}}) \right] \times \left(1 - e^{-V_{DSn} [1 + V_{GSn}(A + BV_{GSn})]} \right) \quad II.36$$

$$V_{GSn} = 1 + \frac{V_G + V_{PHI}}{V_P} \quad II.37$$

$$V_{DSn} = \frac{V_D}{V_{DSp} \left[1 + W \frac{V_G}{V_P} \right]} \quad II.38$$

$$V_P = V_{P0} + V_{PHI} + PV_G + V_D \quad II.39$$

Cette équation a été modifiée afin de prendre en compte certains effets parasites des transistors FETs commençant à apparaître lorsque les valeurs de V_{GS} sont proches de la conduction.

$$I_{DS} = I_{DSS}(Correct - g_m g_D) \quad II.40$$

$$Correct - g_m g_D = 1 + \beta_{g_m} (V_D - V_{g_D}) \left[1 + \tanh \left[\alpha_{g_m} (V_G - V_{g_m}) \right] \right] \quad II.41$$

IV-4. Fréquence de coupure et fréquence maximale d'oscillation

La fréquence de coupure traduit la rapidité du transistor, d'une manière générale. On distingue deux fréquences de coupure : f_T est la fréquence de coupure du gain en courant et f_{Max} est la fréquence de coupure du gain en puissance (fréquence maximale d'oscillation).

La fréquence de coupure intrinsèque du gain en courant dépend de la structure interne du dispositif, on peut l'exprimer en fonction de la longueur de grille et de la vitesse moyenne des électrons :

$$f_T = \frac{1}{2\pi\tau_W} = \frac{v_{moy}}{2\pi L_G} \quad II.42$$

On peut également l'exprimer en fonction des éléments pour petits signaux :

$$f_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{GD} + C_{GS})} \quad II.43$$

La fréquence de coupure extrinsèque du gain en courant est mesurée réellement, mais on peut au premier ordre l'approximer par la relation suivante :

$$f_{Text} = \frac{g_m}{2\pi(C_{GD} + C_{GS})[1 + g_m R_S]} \quad II.44$$

La fréquence de coupure f_{Max} s'exprime à partir des paramètres intrinsèques du schéma équivalent petits signaux :

$$f_{Max} = \frac{g_m}{2(R_G + R_I + R_S) \left[g_D + g_m \frac{C_{GD}}{C_{GS}} \right]} \quad II.45$$

La fréquence de coupure en puissance est donc très sensible aux éléments parasites qui interviennent dans le fonctionnement du transistor.

Le facteur de bruit est un autre critère à prendre en compte, il est défini par :

$$NF = 2\pi f C_{GS} \left(\frac{R_G + R_I}{g_m} \right)^{1/2} \quad II.46$$

IV-5. Figure de mérite en puissance

On détermine principalement trois critères descriptifs d'un transistor pour un fonctionnement en puissance.

- La densité de puissance de sortie : cette valeur représente la puissance de sortie par unité de longueur de grille, elle s'exprime en général en W/mm.

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

$$P_{SMax} = \frac{1}{8} I_{DSMax} (V_{BR} - V_{Knee}) \quad II.47$$

Où V_{BR} est la tension de claquage, et V_{Knee} est la tension coude.

- Le gain en puissance est le gain délivré par le dispositif lorsqu'il est attaqué par une puissance P_E . Il dépend de la fréquence, de la classe de fonctionnement et du niveau de la puissance d'entrée :

$$G_{PdB} = (P_S)_{dBm} / (P_E)_{dBm} \quad II.48$$

- Le rendement de la puissance ajoutée (P.A.E : Power Added Efficiency), exprime le pourcentage de puissance de polarisation DC apportée au composant, converti en puissance RF ; il s'exprime ainsi :

$$\eta = \frac{P_S - P_E}{P_{DC}} \quad II.49$$

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

IV-6. Effets limitatifs

Les effets limitatifs et indésirables propres à la technologie des HEMTs, influent sur les caractéristiques statiques et réduisent de manière significative les performances hyperfréquences des transistors.

Ces effets de dispersion entre les caractéristiques statiques et dynamiques ont été largement étudiés au cours des dernières années (Sarazin, 2007). Nous présentons ici les principaux effets relatifs aux matériaux, en particulier ceux liés à la technologie des matériaux ternaires.

IV-6.1 Effet thermique

Pour étudier le fonctionnement d'un HEMT, il faut tenir compte du phénomène d'auto-échauffement et faire un choix adéquat des matériaux à utiliser ; il est important de prévoir la dissipation de la chaleur lors de son fonctionnement.

Ce point est important car une augmentation de la température du composant entraîne une diminution de la vitesse (Shur, 1998) et de la mobilité (Albrecht, 1998) des porteurs dans le canal, et par conséquent une diminution du courant de drain ainsi qu'une limitation de la fréquence d'utilisation.

L'évolution du courant maximum en fonction de la température du composant dépend de la vitesse des porteurs de charge, cette dernière est donnée par la figure II.27 (Bachir, 2010).

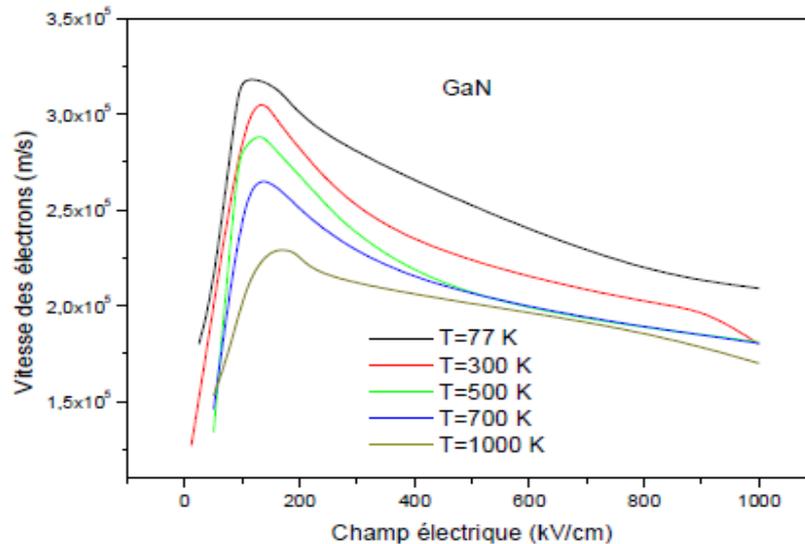


Figure II-27 : Vitesse des électrons dans GaN, en fonction du champ électrique pour une concentration d'électrons 10^{17}cm^{-3} et pour différentes températures (Bachir, 2010).

IV-6.2 Courant de fuite de la diode grille-source

Si la polarisation de la diode grille-source est en inverse, il y a un courant de fuite qui a pour effet une dégradation prématurée du composant.

Ce phénomène présent dans les HEMTs contribue à un effet tunnel induit par les pièges de grille. On a un phénomène similaire en technologie InAlN/GaN, lié à un effet tunnel (Hasegawa, 2003), dans des proportions plus importantes (pouvant aller jusqu'à 1 mA/mm pour $V_{DS} = 20\text{V}$ et $V_{GS} < V_P$).

Dû à cet effet tunnel, le contrôle du courant par la grille (contact Schottky) est moins fiable. On a une mauvaise caractéristique de pincement pour des tensions de drain, importantes ; et par conséquent une diminution des performances de puissance, ainsi qu'une dégradation et un vieillissement prématuré du composant en mode d'amplification de puissance. La performance en mode de commutation est aussi réduite à cause de ces fuites.

Ce phénomène est réduit par l'ajout d'une fine couche d'oxyde d'aluminium sous la grille d'une épaisseur d'environ 20 Å. On a dans ce cas, un HEMT d'une technologie ressemblant à une structure Metal/Oxyde/Semiconducteur ; le transistor s'apparenterait à un MOSHEMT qui peut présenter la particularité d'être naturellement déserté ou « Normally OFF » (Alomari, 2009).

Il est possible de trouver une explication détaillée de ces effets, dans les manuscrits de R. Vetry (Vetry, 2001), M. Faqir (Faqir, 2009), O. Jardel (Jardel, 2008) et M. Gonshorek (Gonshorek, 2010).

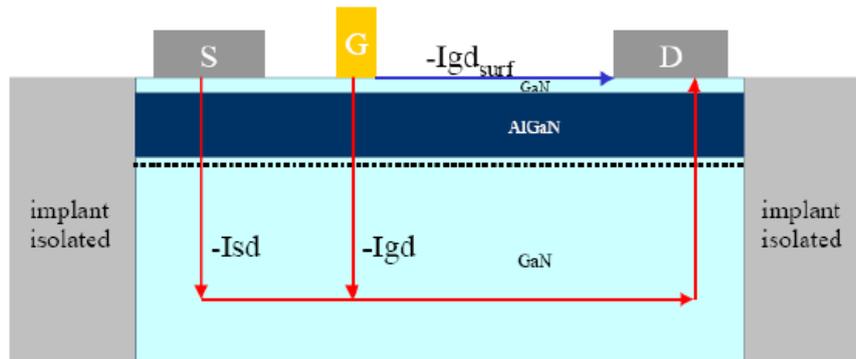


Figure II-28 : Schéma représentatif du courant de fuite de grille (Meneghesso, 2010).

Le courant de fuite de grille des HEMTs à base de GaN est plus élevé que celui des HEMTs à base de GaAs qui sont plus matures.

Les mécanismes physiques responsables du courant de fuite de grille ne sont pas encore bien connus. Les études récentes évoquent l'effet Tunnel (Hasegawa, 2003) ou l'effet Poole-Frenkel lié à des pièges engendrés par des dislocations (Zhang, 2006).

Le courant de fuite de la grille peut être diminué par traitement plasma à l'oxygène à 200°C, sans dégrader la transconductance et les caractéristiques statiques de drain (Hong, 2008).

Les technologies utilisant une plaque de champ (Field Plate) subissent moins ces effets par réduction de l'influence des charges de surface ; le champ critique côté drain est plus faible avec un Field Plate, et donc le courant inverse I_{GS} est plus faible. La plaque de champ influe sur les pièges, et elle permet également d'augmenter la tension de claquage. G. Lecoustre (Lecoustre, 2009) a rapporté une amélioration de la tension de claquage de 50 V par l'ajout d'une plaque de champ reliée à la source sur les HEMTs InAlN/GaN. En contrepartie, cette plaque de champ augmente les capacités parasites et réduit les performances fréquentielles des transistors (Dufraisse, 2011).

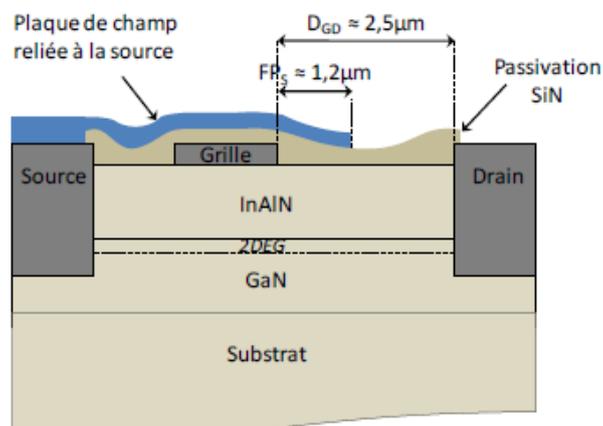


Figure II-29 : HEMT InAlN/GaN avec passivation et plaque de champ reliée à la source (Guillaume, 2011).

IV-6.3 Abaissement de barrière induit par le drain

L'influence du potentiel de drain sur le canal peut avoir un grand impact sur la performance des dispositifs sub-micrométriques, on a un abaissement de barrière induit par le drain (Drain-Induced Barrier Lowering: DIBL) (Wolf, 1995).

Dans le régime de faible inversion, existe une barrière de potentiel entre la source et la région de canal. La hauteur de cette barrière est un résultat de l'équilibre entre le courant dérive et le courant de diffusion entre ces deux régions. Si une tension de drain élevée est appliquée, la hauteur de la barrière peut diminuer, conduisant à une augmentation de courant de drain.

Ainsi, le courant de drain est commandé non seulement par la tension de grille, mais aussi par la tension de drain ; la tension de pincement diminue quand la tension de drain augmente (Cheng, 1997).

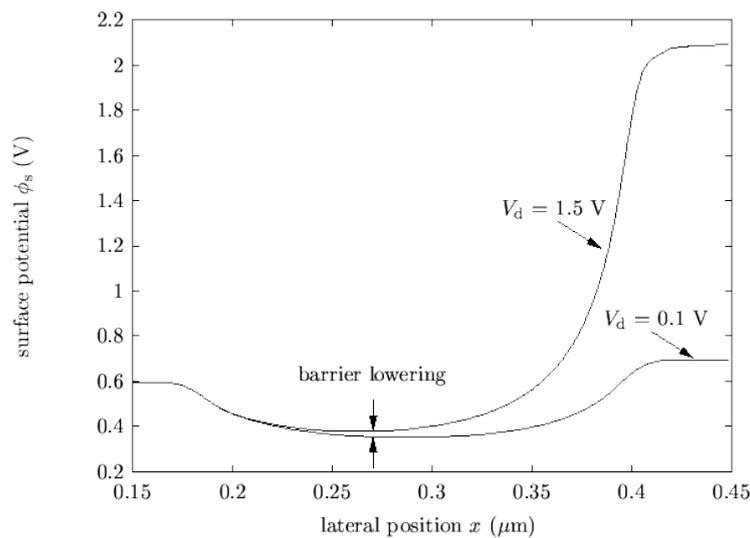


Figure II-30 : Potentiel de surface dans un HEMT à $V_{DS} = 0.1\text{ V}$ et $V_{DS} = 1.5\text{ V}$.

On voit clairement l'effet DIBL sur la caractéristique (Figure II-31). L'effet DIBL est donné par le décalage latéral des courbes de transfert dans le régime sous le seuil divisé par la différence de tension de drain des deux courbes, il est exprimé en mV/V.

$$DIBL = \frac{\Delta V_{TH}}{\Delta V_{DS}} \tag{II.50}$$

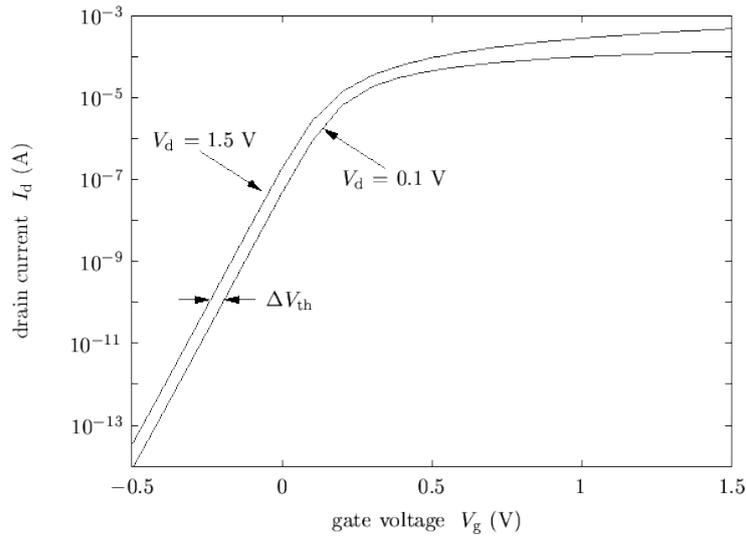


Figure II-31 : Courbes de transfert pour $V_{DS} = 0.1 \text{ V}$ et $V_{DS} = 1.5 \text{ V}$, effet DIBL.

IV-6.4 Effets de pièges

IV-6.4.1 Présentation du phénomène

Les phénomènes de pièges proviennent d'impuretés localisées dans le semi-conducteur qui vont capter puis réémettre des porteurs de charge. Ceux-ci ne participent donc pas à la conduction et le courant de drain du transistor est réduit.

En fonctionnement grand signal, ces phénomènes se traduisent par une saturation de la puissance de sortie avec la tension V_{DS} et une diminution de la PAE. Une augmentation de la résistance R_{ON} est également visible sur la caractéristique $I_{DS}(V_{DS})$ du transistor.

- D'un point de vue électrique, les pièges peuvent être séparés en deux familles : ceux qui réagissent à des changements de polarisation de grille, générant les effets dits de « Gate-Lag », et ceux qui réagissent à des changements de polarisation de drain, générant les effets dits de « Drain-Lag ».
- D'un point de vue physique, les pièges peuvent être séparés par leur localisation dans le composant. Ces pièges sont principalement en surface au-dessus de la couche donneuse, et dans le buffer sous le canal.

Pour les technologies conventionnelles III-V ; les pièges de surface sont généralement à l'origine du « Gate-Lag », et ceux du buffer sont généralement à l'origine du « Drain-Lag » (Mickanin, 1999), (Yeats, 1988), (Huang, 1991). Les mécanismes physiques intervenants sont décrits en détails par M. Faqir (Faqir, 2009) et G. Mougnot (Mougnot, 2010).

IV-6.4.2 Mécanisme Drain-Lag

Le phénomène du « Drain-Lag » apparaît en technologie GaN lors de variations brusques de la tension de drain. Il se traduit par une chute brutale du courant de drain lors d'impulsions négatives (ou positives). Les pièges existants capturent des électrons au cours de l'augmentation de la tension drain pour les réémettre lorsque V_{DS} diminue (ou augmente). Le niveau du courant drain mesuré est alors inférieur à celui attendu, et finit par s'établir une fois que les pièges ont réémis les porteurs de charge.

Ce phénomène est analogue à celui qui apparaît dans les transistors MESFETs à base de GaN (Eastman, 1997). Dans le cas de ce dernier, l'origine du phénomène est due à la capture d'électrons dans le buffer GaN. Les travaux de P. B. Klein (Klein, 2000) ont permis de confirmer que les niveaux de pièges associés au Drain-Lag étaient situés en dessous de la bande de conduction et par conséquent dans le buffer GaN.

IV-6.4.3 Mécanisme Gate-Lag

Il intervient lors d'une variation brusque de la tension appliquée sur la grille. Au cours d'une impulsion positive (ou négative), le porteur de charge capturé par un piège, est lentement réémis, la vitesse d'établissement du courant de drain dépend de cette durée de relaxation. D'après K. Horio (Horio, 1994) et O. Mitrofanov (Mitrofanov, 2003), ce phénomène de piège est localisé en surface du composant, en particulier entre la grille et le drain. Cette hypothèse est confirmée par le fait qu'il est possible de réduire ou supprimer le Gate-Lag par un traitement de surface, en ajoutant une couche de SiN (passivation) (Vetury, 2011) entre le drain et la grille, ou en ajoutant une plaque de champ (Chini, 2004).

L'ajout de plaque de champ permet d'augmenter la tension de claquage (Chini, 2004), (Ando, 2003), (Saito, 2003), mais la passivation peut causer un effet néfaste A. Chini (Chini, 2003).

Il y a également une diminution significative des effets de pièges, relative aux matériaux utilisés, entre les technologies AlGaN/GaN et InAlN/GaN (Jardal, 2006), (Callet, 2009). L'explication la plus plausible est une réduction importante des impuretés liées aux matériaux utilisés. J. Kuzmick (Kuzmik, 2007) a constaté une diminution des pièges de surface liée à l'ajout de la couche d'AlN au cours de la croissance de l'InAlN ; ceci est expliqué par la diminution du champ électrique, due à la couche d'AlN sans affecter la densité de porteurs dans le canal.

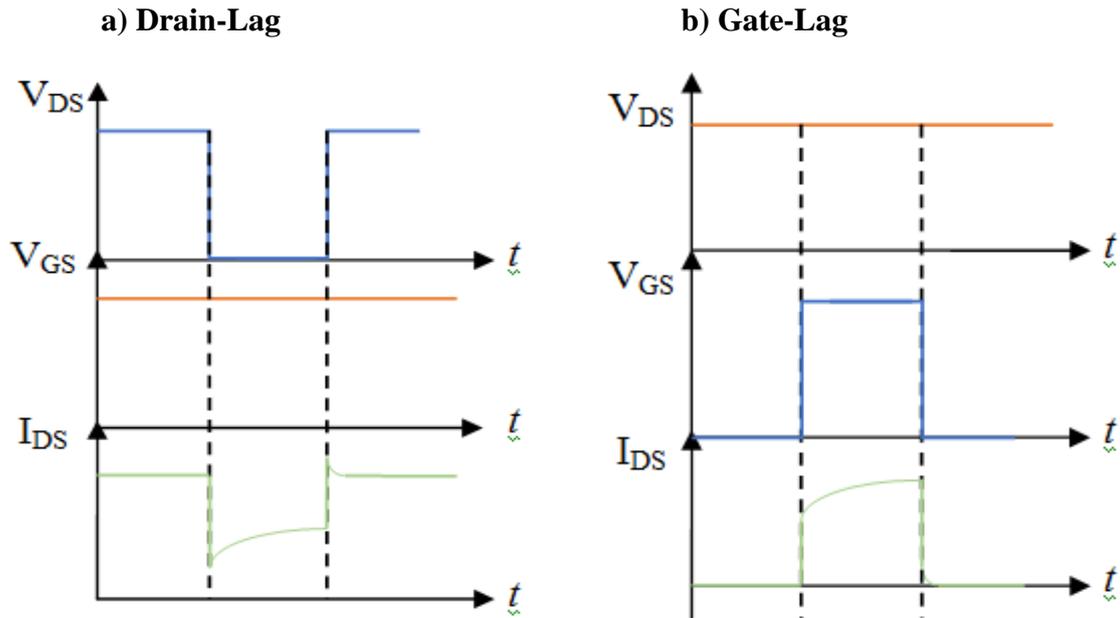


Figure II-32 : Mise en évidence des phases de capture et d'émission au cours d'une impulsion relative positive sur l'accès de grille a) Drain-Lag ; b) Gate-Lag.

IV-6.5 Effet Kink

La figure II.33 illustre l'effet « Kink » qui consiste en une augmentation abrupte du courant de drain à une certaine tension, provoquant alors une augmentation de la conductance de sortie et une dispersion entre les caractéristiques DC et RF. L'effet Kink entraîne également une augmentation du bruit du composant en basses fréquences (Caddemi, 2005). En effet, la conductance de sortie est fluctuante sur une plage de V_{DS} , la conductivité va fluctuer de même sous les effets de piégeage, et donc le bruit aux basses fréquences qui est proportionnel à $1/f$ aura tendance à augmenter.

Cet effet a souvent été attribué à l'ionisation par impact (Lin, 2005), (Brault, 2002), (Nuttinck, 2002), résultant en une accumulation de trous modifiant les potentiels de surface ou d'interface canal/substrat.

A basse température, la mobilité des électrons augmente en raison d'une réduction de la dispersion des phonons optiques polaires (Cuerdo, 2009). Les pièges mis en cause sont localisés sous la grille, plus particulièrement du côté drain. Les travaux de Meneghesso expliquent cet effet par des pièges localisés dans la couche buffer GaN (Meneghesso, 2009). D'autres auteurs attribuent cela aux effets de piégeage assisté par le champ électrique.

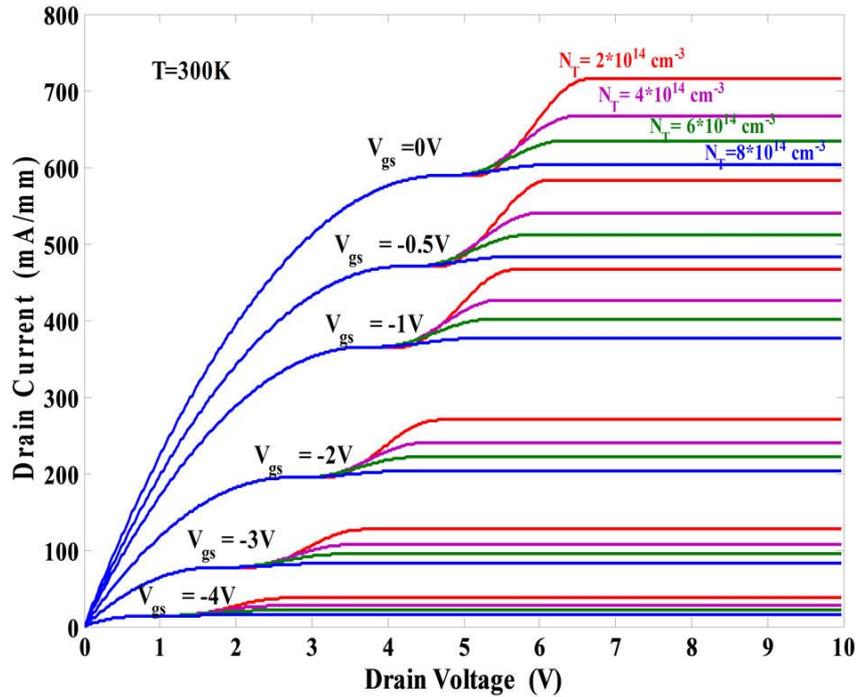


Figure II.33 : Augmentation du courant de drain par effet Kink dépend dopage (Charfeddine, 2012).

IV-6.6 Auto-échauffement

Un fort courant circulant de manière prolongée dans le canal bidimensionnel crée des effets thermiques dus à l'augmentation des collisions entre les électrons libres et le réseau cristallin, la mobilité des électrons diminue par conséquent et il en résulte une chute du courant de drain ; le phénomène est appelé auto-échauffement (Guilhem, 2012) (figure II.34). Il induit une réduction de la transconductance et de la puissance de sortie en RF.

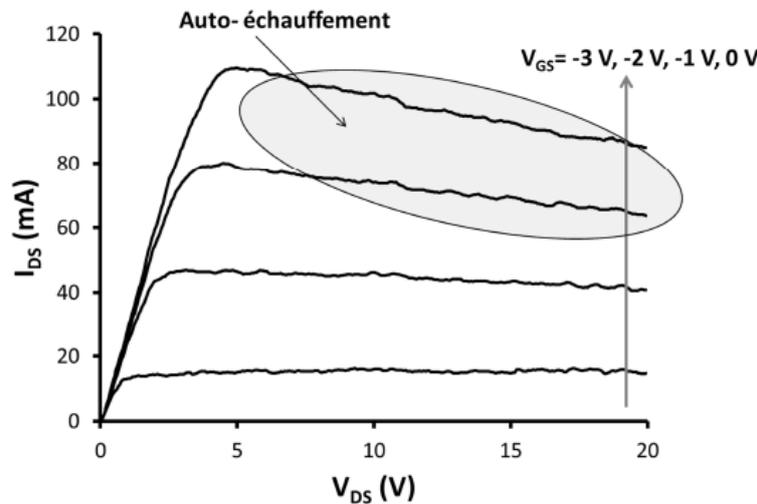


Figure II-34 : Caractéristique I_{DS} (V_{DS} , V_{GS}) et phénomène d'auto-échauffement (Guilhem, 2012).

Chapitre 2 : Transistor à haute mobilité électronique

L'auto-échauffement a un autre phénomène plus complexe mis en évidence en mesures statiques. C'est l'effet de l'activation d'un canal parasite qui se caractérise par une augmentation abrupte du courant de drain près de la tension de coude (ou de déchet) (figure II-35) où il y a une augmentation de la conductance de sortie. Pour les HEMTs AlGaIn/GaN, certains auteurs l'attribuent à l'accumulation de trous sous l'effet d'ionisation (Werquin, 2003). Cet effet de coude possède une signature spécifique et l'augmentation du courant était compatible avec une accumulation de charges qui modifiait la commande intrinsèque de grille, généralement sous une tension V_{DG} critique.

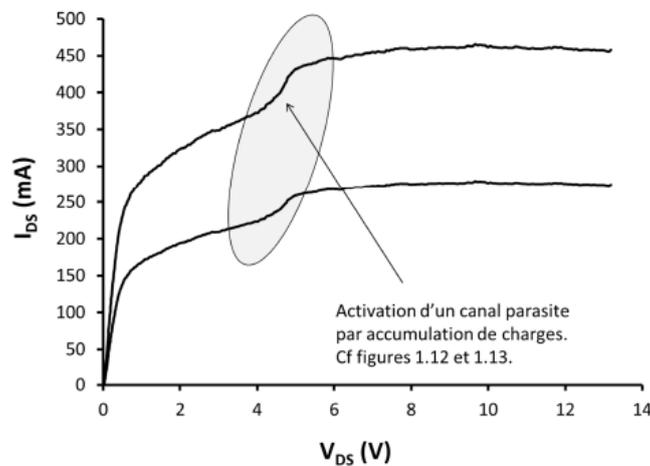
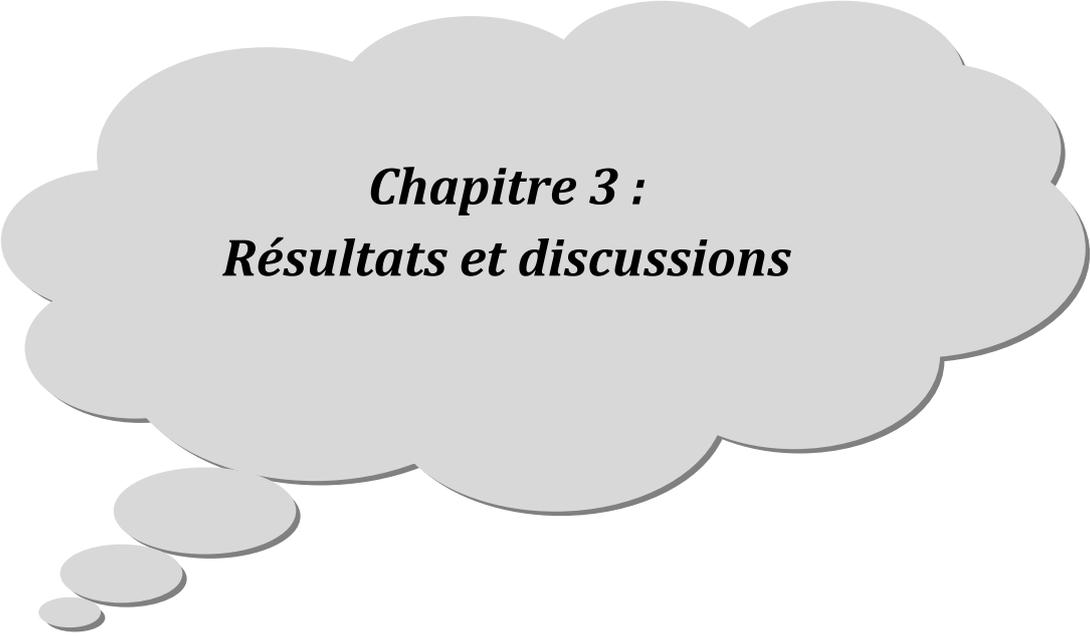


Figure II-35 : Effet d'activation d'un canal parasite (Guilhem, 2012).

V. Conclusion

Dans ce chapitre ; nous avons étudié les différents transistors à effet de champ, leurs structures, leurs propriétés, leur fonctionnement, leurs caractéristiques et leurs performances. Après cela ; nous avons étudié les différents types de transistors à haute mobilité électronique, en particulier ceux à base d'arséniure de gallium et de nitrure de gallium qui sont sujets de notre travail. Une étude détaillée de ces deux derniers transistors était menée ; nous avons alors abordé l'aspect technologique avec toutes les couches qui les composent, leurs propriétés électriques, leurs caractéristiques et les effets indésirables qui y existent. Des solutions d'amélioration de leurs performances ont été abordées.



Chapitre 3 :
Résultats et discussions

Chapitre 3 : Résultats et discussions

I. Introduction

Notre travail consiste à étudier les transistors à haute mobilité électronique GaN/InAlN/AlN/GaN et GaAs/InGaAs/AlGaAs/GaAs ; plus précisément, il s'agit de simuler et comparer leurs performances DC et AC. Pour cela, nous utilisons le logiciel de simulation SILVACO.

Dans un premier temps, nous présentons le logiciel de simulation TCAD SILVACO avec sa description et sa mise en œuvre ; puis nous concevons les structures des deux transistors à l'aide du module Blaze/Blaze3D.

La première partie de simulation traite des problèmes d'optimisation des HEMTs : nous calculons les caractéristiques de sortie et de transfert pour divers épaisseurs et dopages des couches qui constituent les transistors, ainsi que l'influence du substrat et du métal utilisé pour les électrodes. Nous traitons aussi l'influence des modèles physiques utilisés dans la simulation.

Dans la deuxième partie, nous étudions les deux transistors qui représentent le point le plus important de notre sujet. Dans le régime statique ; nous simulons les caractéristiques, ainsi que les effets indésirables qui dégradent et limitent les performances des transistors tels que l'effet Kink, l'effet d'avalanche, le courant de fuite...

Dans le régime dynamique petit signal ; nous simulons la transconductance, les différentes capacités, les gains en courant et en puissance avec les fréquences. Nous simulons les performances en puissance hyperfréquence, puis nous utilisons le mode impulsionnel pour évaluer les pièges au niveau de la grille et dans le buffer.

Nous utilisons le logiciel MATLAB pour calculer les gaps des matériaux utilisés et C++ pour définir les modèles des matériaux qui n'existent pas dans SILVACO.

II. TCAD-SILVACO

II-1. Principes et conditions d'utilisation

Le terme TCAD est l'acronyme anglo-saxon de "Technology Computer Aided Design". Cet outil de conception assistée par ordinateur permet de simuler le comportement électrique d'un composant électronique en tenant compte de sa structure (dopages, matériaux,

géométries,...). Il permet en même temps, de concevoir des dispositifs et/ou de comprendre les mécanismes physiques qui régissent leur fonctionnement.

Nous mettrons en évidence les mécanismes physiques parasites qui dégradent les performances des HEMTs à base de matériaux GaN et GaAs.

Le logiciel va résoudre de façon auto-cohérente les équations de continuité et de Poisson en tout point de la structure simulée.

Les équations des différents modèles physiques pris en compte (modèle de mobilité, effet des pièges,...) seront résolues en fonction des paramètres des matériaux introduits tels que la mobilité, la largeur de bande interdite, les densités d'états, etc.

La précision des simulations dépend du maillage établi à la structure, une meilleure précision est obtenue pour un meilleur maillage. Le temps de calcul est proportionnel au nombre de nœuds composant le maillage.

Comme la résolution des équations, est effectuée par la méthode de Newton ; la convergence et donc la résolution des équations, se complique grandement avec un élargissement du maillage. Il y a donc un compromis entre précision, temps de calcul et convergence.

Les simulations par différences fines sont très consommatrices de ressources informatiques en comparaison avec les modèles compacts ; mais elles permettent de connaître spatialement les différentes grandeurs physiques utiles à la compréhension du fonctionnement du composant, telles que le champ électrique, les densités d'électrons et de trous, les bandes de conduction et de valence, et le niveau de Fermi.

Les limites des simulations TCAD sont liées au maillage et aux approximations induites par les modèles utilisés.

Nous utilisons DevEdit qui propose un large choix de modèles pré-implémentés ; mais ceux-ci ont été développés principalement pour le silicium et l'arséniure de gallium. Il est donc nécessaire d'adapter ces modèles et de les choisir avec justesse pour le nitrure de gallium (GaN) et le nitrure d'indium-aluminium (InAlN).

II-2. ATHENA TCAD-SILVACO

Le module de simulation ATHENA de TCAD-SILVACO fournit la possibilité de simuler les processus utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs : diffusion, oxydation, implantation ionique, gravure, lithographie, procédés de dépôt. Il permet des simulations rapides et précises de toutes les étapes de fabrication utilisées dans les technologies HEMT, bipolaire, MESFET, optoélectronique, MEMS, et les composants de puissance (Silvaco, 2010). Il permet de fournir des informations importantes pour la conception et l'optimisation

des procédés technologiques telles que les concentrations des porteurs, les profondeurs de jonctions, etc.

Le programme de simulation (défini comme entrée) des différentes étapes technologiques et des phénomènes physiques, s'établit avec le module DECKBUILD de TCAD-SILVACO ; puis le fichier de sortie de la structure s'effectue avec le module TONYPLOT.

II-3. ATLAS TCAD-SILVACO

Le module ATLAS est un simulateur de modélisation bidimensionnelle des composants ; il est capable de prédire les caractéristiques électriques de la plupart des composants semi-conducteurs en régime continu, alternatif, transitoire ou fréquentiel. En plus du comportement électrique externe, il fournit des informations sur la distribution interne de variables telles que les lignes de courant, le champ électrique ou le potentiel. Atlas résout numériquement l'équation de Poisson et les équations de continuité des électrons et des trous (à deux dimensions) en un nombre fini de points formant le maillage défini pour la structure. Ce simulateur est composé de deux parties :

- une partie traitement numérique (méthode d'intégration, de discrétisation...)
- une partie formée des modèles physiques des composants semi-conducteurs les plus courants : Modèle de recombinaison (Shockley Read Hall), modèle d'ionisation par impact (Pearson et Monte Carlo), modèles de mobilité, statistiques de Fermi-Dirac et Boltzmann.

II-4. DECKBUILD

Le DECKBUILD est l'environnement où l'on définit le programme de simulation à travers des commandes spécifiques. Plusieurs simulateurs considérés comme des entrées peuvent être utilisés avec le DECKBUILD : ATHENA, ATLAS, SSUPREM3, etc.

L'affichage des résultats de simulation tels que les paramètres technologiques (profondeur de jonction, concentration des porteurs) et les paramètres électriques (tension de seuil, courant, etc.) s'effectue à l'aide d'une fenêtre d'information (Output Windows).

II-5. TONYPLOT

TONYPLOT est l'environnement où sont visualisés les résultats des simulations. Il donne des possibilités complètes pour la visualisation et l'analyse des caractéristiques de sortie (structure du composant électronique, profil de dopage et caractéristiques électriques).

TONYPLOT peut donner des caractéristiques de sortie en une dimension (1D), deux dimensions (2D), ou trois dimensions (3D). Dans cette thèse, nous présenterons les résultats de la simulation en deux dimensions.

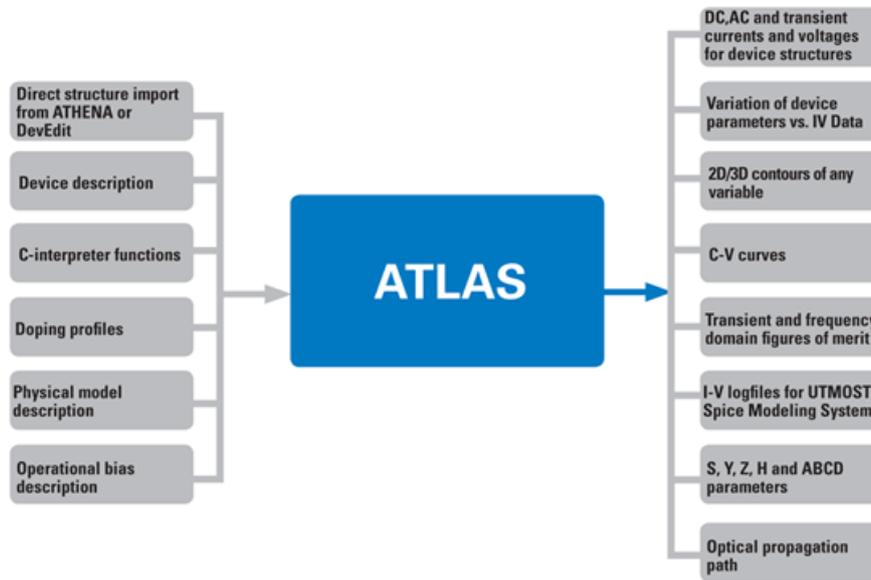


Figure III.1 : Entrées et sorties ATLAS (Silvaco, 2010).

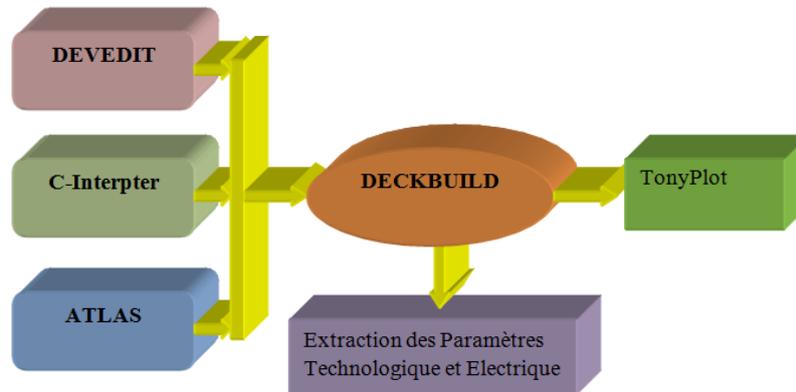


Figure III.2 : Modules utilisés dans la simulation TCAD-SILVACO.

III. HEMTs à base de GaAs et GaN étudiés

III-1. Structures des HEMTs

Dans cette thèse, les HEMTs à simuler sont à base de systèmes InAlN/AlN/GaN et AlGaAs/InGaAs/AlGaAs. Les structures, données par les figures III.3 a et b, sont réalisées à l'aide de DEVEDIT sur la base de la structure Fujitsu (Fujitsu, 2009). La grille est en forme de T afin de minimiser sa résistance, et le métal utilisé comme contact Schottky est l'or (Au).

On a également une couche de passivation Si_3N_4 sur toute la surface libre (USG, 2007) et une couche d'oxyde d'aluminium (Al_2O_3) autour de la grille comme le modèle

Massachusetts (MIT, 2011) qui réduit les fuites de surface. Pour les contacts ohmiques des électrodes source et drain, nous utilisons une épaisseur de 250 nm d'or.

Nous utilisons le substrat 4H-SiC pour le HEMT InAlN/GaN, et le substrat GaAs pour le HEMT AlGaAs/InGaAs.

La première partie de simulation concerne la géométrie des HEMTs (régions, matériaux, profils de dopage, et électrodes) en DEVEDIT. La structure considérée est non plane avec une grille non rectangulaire ; DEVEDIT est capable de générer des géométries de formes compliquées.

Les régions de recouvrement de source et de drain sont réalisées sur GaN. Dans les applications pratiques, les alliages de contact de la source et du drain peuvent pénétrer profondément dans la structure jusqu'au canal ; la distribution verticale du dopage est supposée être gaussienne. Les fractions molaires des composants des alliages sont précisées dans DEVEDIT comme des attributs des régions respectives. Le maillage a été généré automatiquement en spécifiant des contraintes de maillage de base, puis il a été raffiné le long des directions x et / ou y dans les régions décisives du comportement du dispositif.

DeckBuild génère 2 types de fichiers : un fichier d'entrée DEVEDIT et le fichier de structure. Le fichier d'entrée DEVEDIT peut être modifié comme n'importe quel fichier d'entrée. Il est facile de changer le type et la valeur du dopage associés à chacune des régions ou de redimensionnement. Il peut également être lu directement dans l'interface utilisateur graphique de DEVEDIT et fournir toutes les options de menu utilisées pour construire la structure.

Dans la partie ATLAS du fichier d'entrée ; on définit les contacts, les matériaux et modèles. Pour la région GaN, on déclare la dépendance de la mobilité des porteurs de charge sur le dopage ; les paramètres de recombinaison (durée de vie) sont également appliqués. Pour les régions AlN, la mobilité à faible champ et la durée de vie des porteurs de charge sont explicitement spécifiées dans l'instruction matériau. On définit le nouveau matériau InAlN par une commande spécifique. Les structures conçues à partir du programme DEVEDIT sont données en 2D par la figure III.3.

Le rapport d'aspect est égal à 2.5, il est 6 fois plus petit que le rapport d'aspect critique pour HEMT1 et 2 fois plus petit pour HEMT2.

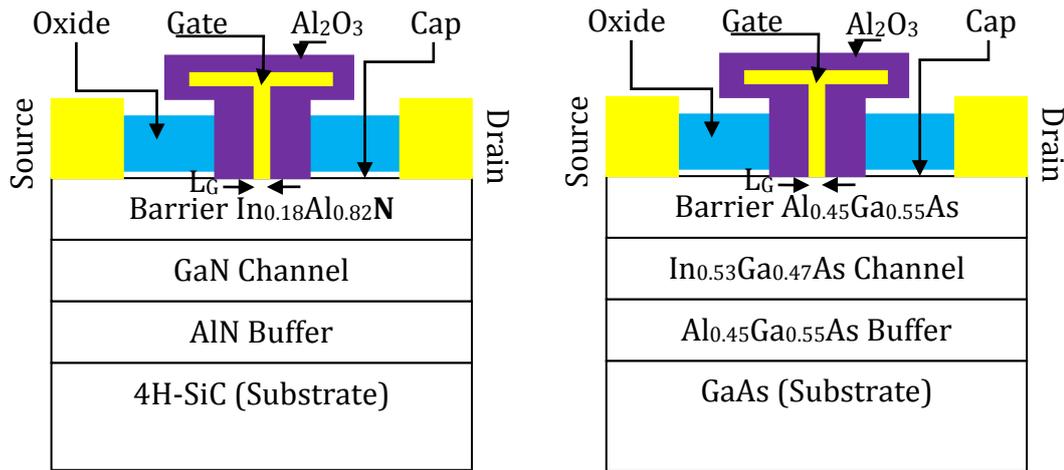


Figure III-3 : Structures schématiques des HEMTs à simuler.

Les matériaux utilisés et leurs dopages sont donnés par le tableau III.1 à 300 K (HEMT1 : GaN/InAlN/AlN/GaN ; HEMT2 : GaAs/AlGaAs/AlGaAs/InGaAs).

Couche	Matériaux HEMT 1	Matériaux HEMT 2	Dopage type n (cm ⁻³)
Ohmique	GaN/AlN/GaN	GaAs/AlGaAs/ GaAs	1×10^{21}
Schottky	InAlN	AlGaAs	N.I.D
Donneuse	InAlN	AlGaAs	1×10^{17}
Espaceur	AlN	AlGaAs	N.I.D
Canal	GaN	InGaAs	1×10^{16}
Tampon	AlN	AlGaAs	N.I.D
Substrat	4H-SiC	GaAs	N.I.D

Tableau III-1 : Matériaux et dopages des différentes couches.

III-2. Maillage

Une fois la géométrie de notre structure est spécifiée, nous effectuons un maillage adéquat ; il n'est pas uniforme et varie selon les régions. Nous appliquons un maillage fin pour la région de grille et les régions qui forment des interfaces ; ailleurs, le maillage est plus grossier.

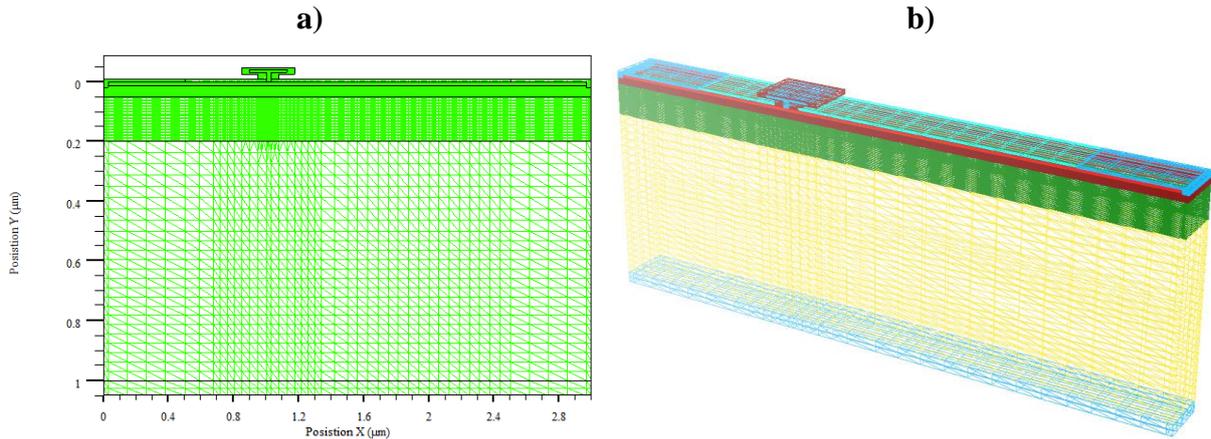


Figure III-4 : Vues 2D et 3D du maillage de la structure HEMT.

Le maillage joue un rôle important pour obtenir une bonne précision des résultats. La précision et le temps de calcul dépendent du nombre d'intersections. Chaque intersection, ou nœud, représente le point où les équations sont résolues. Une maille trop large permet d'avoir moins de nœuds et donc de diminuer le temps de calcul ; mais en revanche, les évolutions de différentes grandeurs physiques deviennent plus importantes d'un nœud à l'autre, les imprécisions sur le résultat final sont accentuées et les risques de divergence sont possibles lors de la résolution des équations.

Un maillage trop fin augmente de façon exponentielle le temps de calcul mais permet d'avoir une solution très précise. On a alors un compromis entre la vitesse d'exécution et l'exactitude des résultats.

La méthode numérique pour résoudre les équations physiques est la méthode des éléments finis ; son principe de base est la discrétisation par élément des équations à traiter. Les éléments qui définissent la maille élémentaire utilisée par le simulateur sont des prismes. Pour obtenir des résultats fiables et précis, la finesse du maillage doit être définie en fonction des variations des grandeurs physiques.

Le maillage doit être dense à l'interface barrière/canal pour cibler le gaz bidimensionnel suivant l'axe des y. Il est aussi très fin sous l'électrode de grille et de part et d'autre de chacune des électrodes suivant l'axe des x. Il est de même à l'hétéro-interface couche donneuse/couche espaceur.

Dans un maillage à prismes, les évolutions des différentes grandeurs physiques sont moins grandes et donc la résolution des équations est simplifiée ; en revanche dans le cas d'un

maillage hexagonal, chaque nœud a un plus grand nombre de nœuds voisins, impliquant ainsi un grand nombre de conditions initiales ce qui rend la convergence des équations plus compliquée.

Il est nécessaire de connaître les différents mécanismes physiques qui ont lieu ainsi que leur localisation dans la structure afin d'affiner le maillage dans ces zones où sont les mécanismes déterminants pour le composant étudié.

III-3. Régions et électrodes

Les diverses régions et électrodes sont respectivement illustrées en 2D et 3D par les figures III-5 et 6. Aux niveaux des grilles (Figure III-5c), nous avons pris trois couches GaN/AlN/GaN pour HEMT1 et GaAs/AlGaAs/GaAs pour HEMT2. Les 3 couches sont dopées $n = 10^{21} \text{ cm}^{-3}$. Le rôle de ces 3 couches est résumé dans les points suivants :

1. Minimiser la perte de puissance dans les alimentations, bloquer l'écoulement du courant à partir des alimentations en mode stand-by et produire un courant à haute densité lorsque le transistor est dans l'état « ON ».
2. Potentiel de réduire la consommation d'énergie totale et améliorer le temps de basculement de l'état « OFF » à l'état « ON », même dans une utilisation en puissance à haute fréquence.
3. Préservation de l'interruption totale en stand-by, ce qui permet des performances à haute vitesse lorsqu'il est allumé.

Figure III-5 (a) :

Violet : les électrodes
Jaune : substrat
Vert : couches tampon et espaceur
Rouge : couches donneuse et Schottky
Marron : couches canal et ohmique.

a)

Figure III-5 (b) :

Violet : les électrodes
Vert : substrat, couches canal et ohmique
Verte clair : couches tampon et espaceur
Bleu : couches donneuse et Schottky.

b)

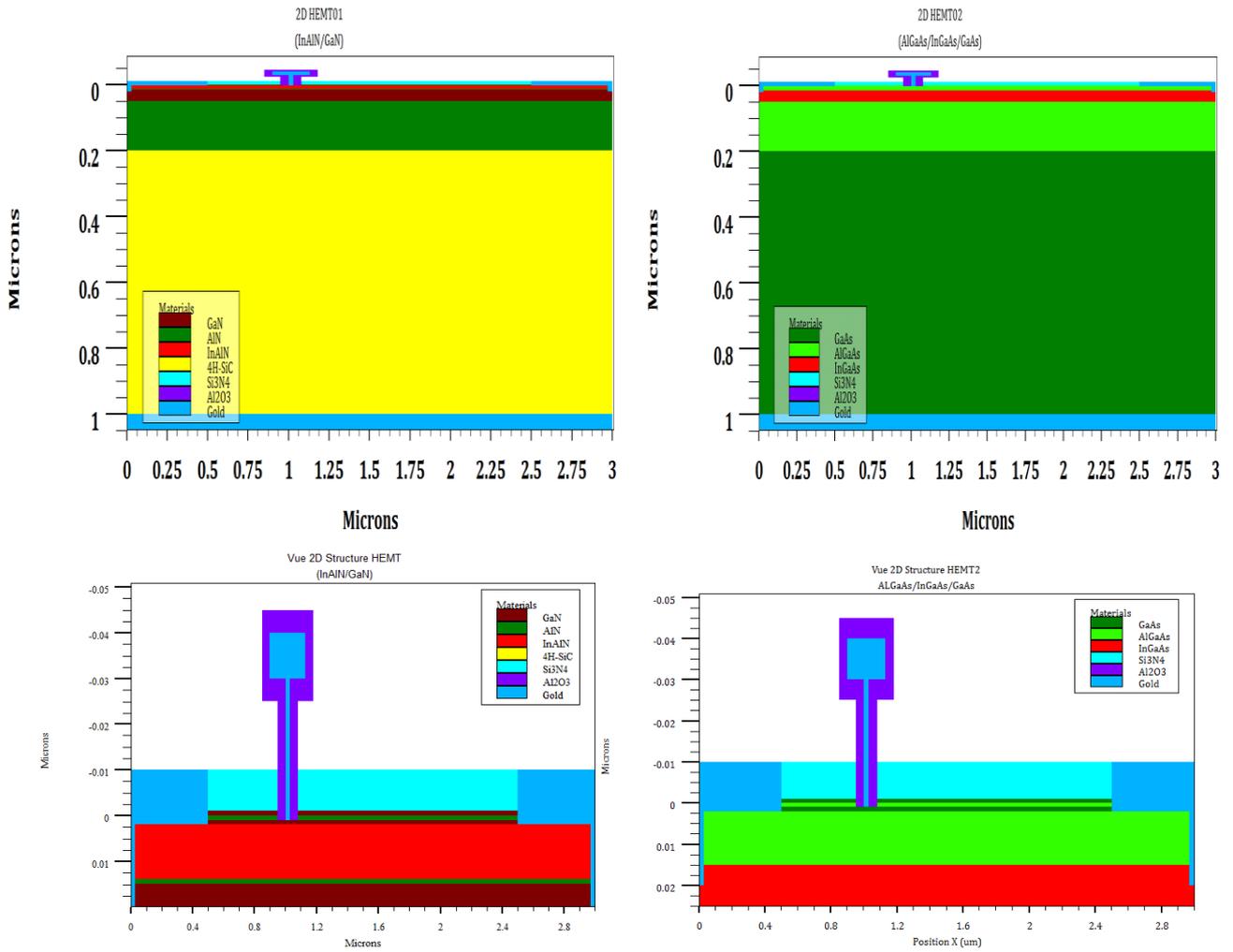


Figure III-5 : Vue 2D des structures a) HEMT GaN/InAlN/AlN/GaN ;
 b) HEMT GaAs/AlGaAs/AlGaAs/InGaAs ; c) Zoom sur les électrodes.

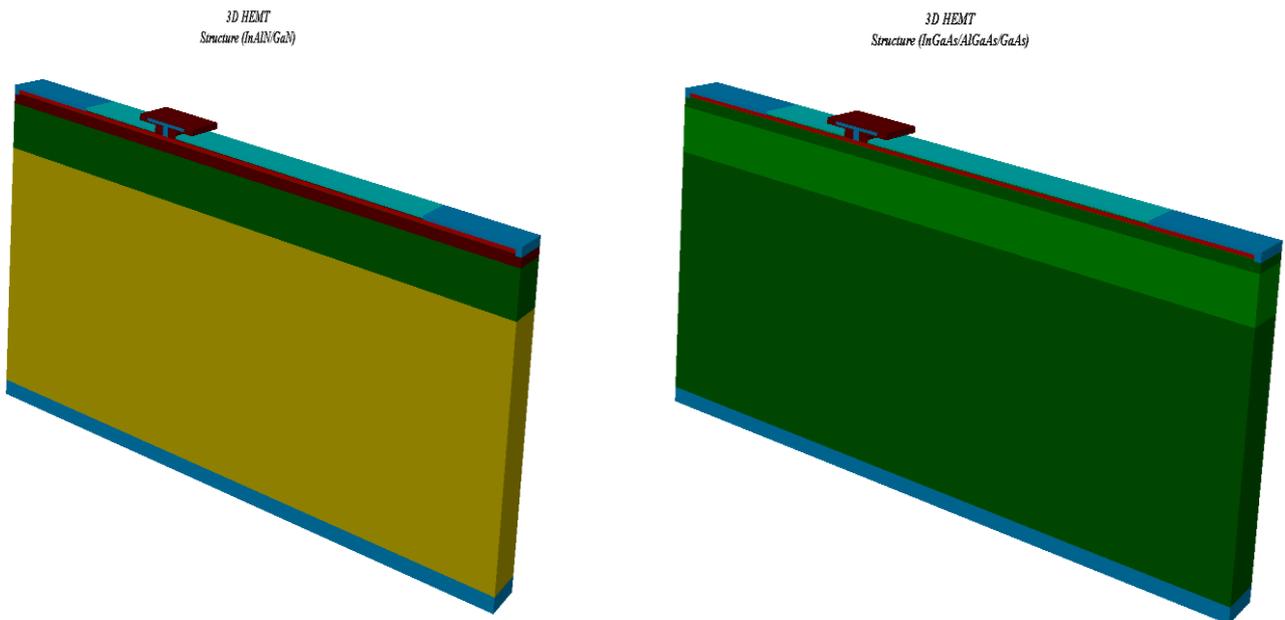


Figure III-6 : Vue 3D des structures ;

a) HEMT GaN/InAlN/AlN/GaN et b) HEMT GaAs/AlGaAs/AlGaAs/InGaAs.

III-4. Dopage

Les profils de dopage des deux structures obtenus par SILVACO sont représentés par la figure III-7. Les régions fortement dopées ont la couleur rouge, et la couleur violette désigne la région la moins dopée.

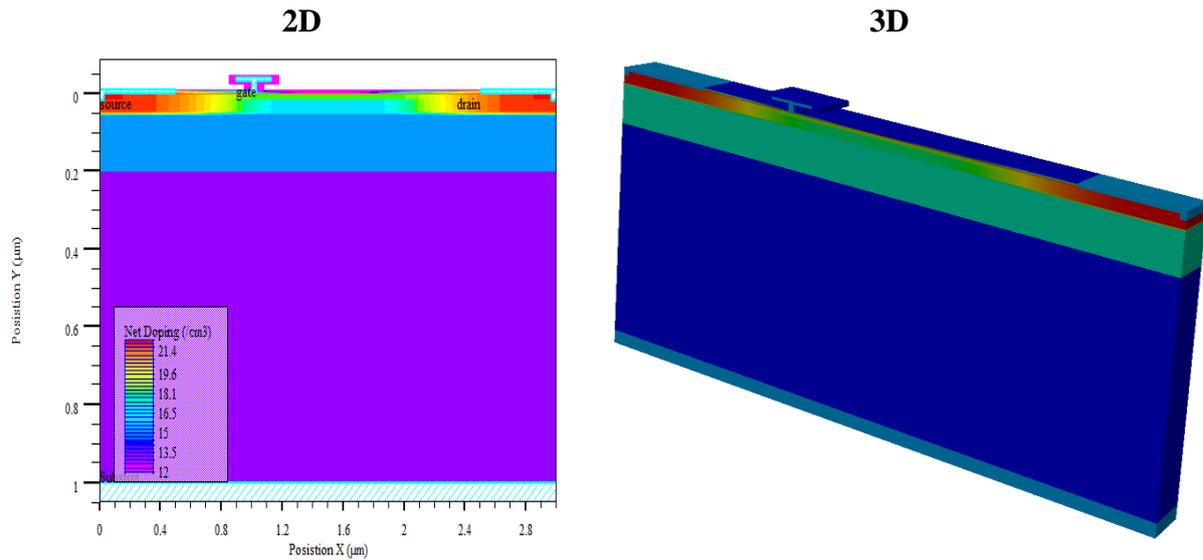


Figure III-7 : Vues 2D et 3D du dopage des deux structures.

IV. Simulation des grandeurs physiques internes

IV-1. Énergies des gaps en fonction des fractions molaires

La formule suivante donne une approximation pour les gaps des matériaux ternaires utilisés :

$$\begin{aligned}
 E_g^{\text{In}_{1-x}\text{AlN}} &= x \times E_g^{\text{InN}} + (1 - x) \times E_g^{\text{AlN}} + b \times x \times (1 - x) \\
 E_g^{\text{In}_{1-x}\text{GaAs}} &= x \times E_g^{\text{InAs}} + (1 - x) \times E_g^{\text{GaAs}} + b \times x \times (1 - x) \\
 E_g^{\text{Al}_{1-x}\text{GaAs}} &= x \times E_g^{\text{AlAs}} + (1 - x) \times E_g^{\text{GaAs}} + b \times x \times (1 - x)
 \end{aligned}
 \tag{III.1}$$

Nous prenons comme bandes interdites et paramètres de courbure : 6.2 eV pour AlN, 0.77 eV pour InN (Ioffe, 2011) et $b = 3.6$ eV (Liou, 2005) ; 0.354 pour InAs, 1.424 eV (Ioffe, 2011) pour GaAs et $b = -0.475$ eV (Palankovski, 2001) ; 2.153 eV pour AlAs (Palmer, 2016) et $b = 0.7$ eV (Palankovski, 2001).

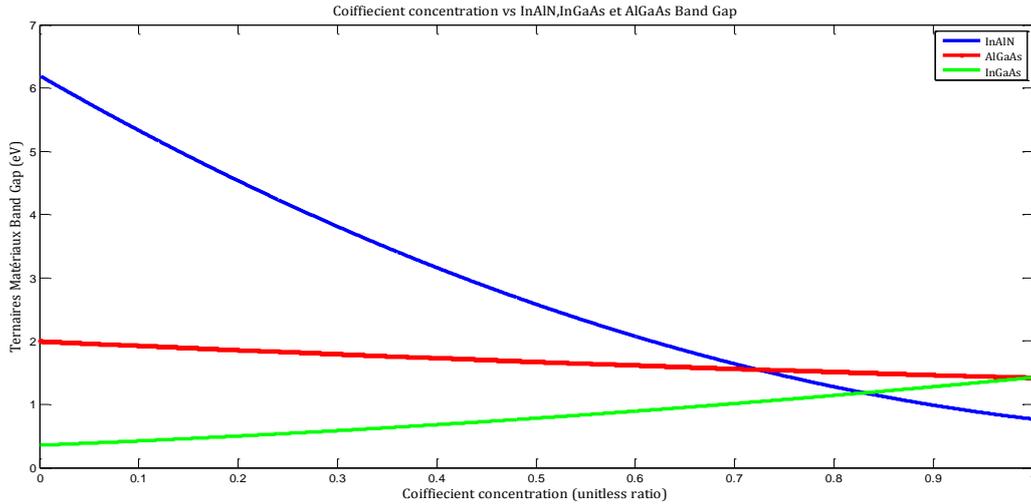


Figure III-8 : Bandes interdites des trois ternaires en fonction de la concentration.

IV-2. Diagrammes de bandes d'énergie

Les diagrammes de bandes, au niveau de la grille, sont donnés pour les deux transistors simulés par mode « Cutline » de Tonyplot.

Une couche d'espaceur (ou espaceur) non dopée est insérée entre la couche donneuse et la couche du canal ; elle contribue à séparer les impuretés ionisées des électrons, minimisant la diffusion des impuretés ionisées et améliorant la mobilité des électrons dans le canal.

L'utilisation du nitrure d'aluminium (AlN) pour le premier transistor et l'arséniure d'aluminium de gallium (AlGaAs) pour le deuxième, provoque une diminution de la concentration en électrons dans le canal, car la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons vers le canal est augmentée.

Les électrons dans le canal, sont confinés dans le puits quantique triangulaire dans la bande de conduction, à l'interface entre la couche canal et la couche espaceur qui forment une hétérojonction.

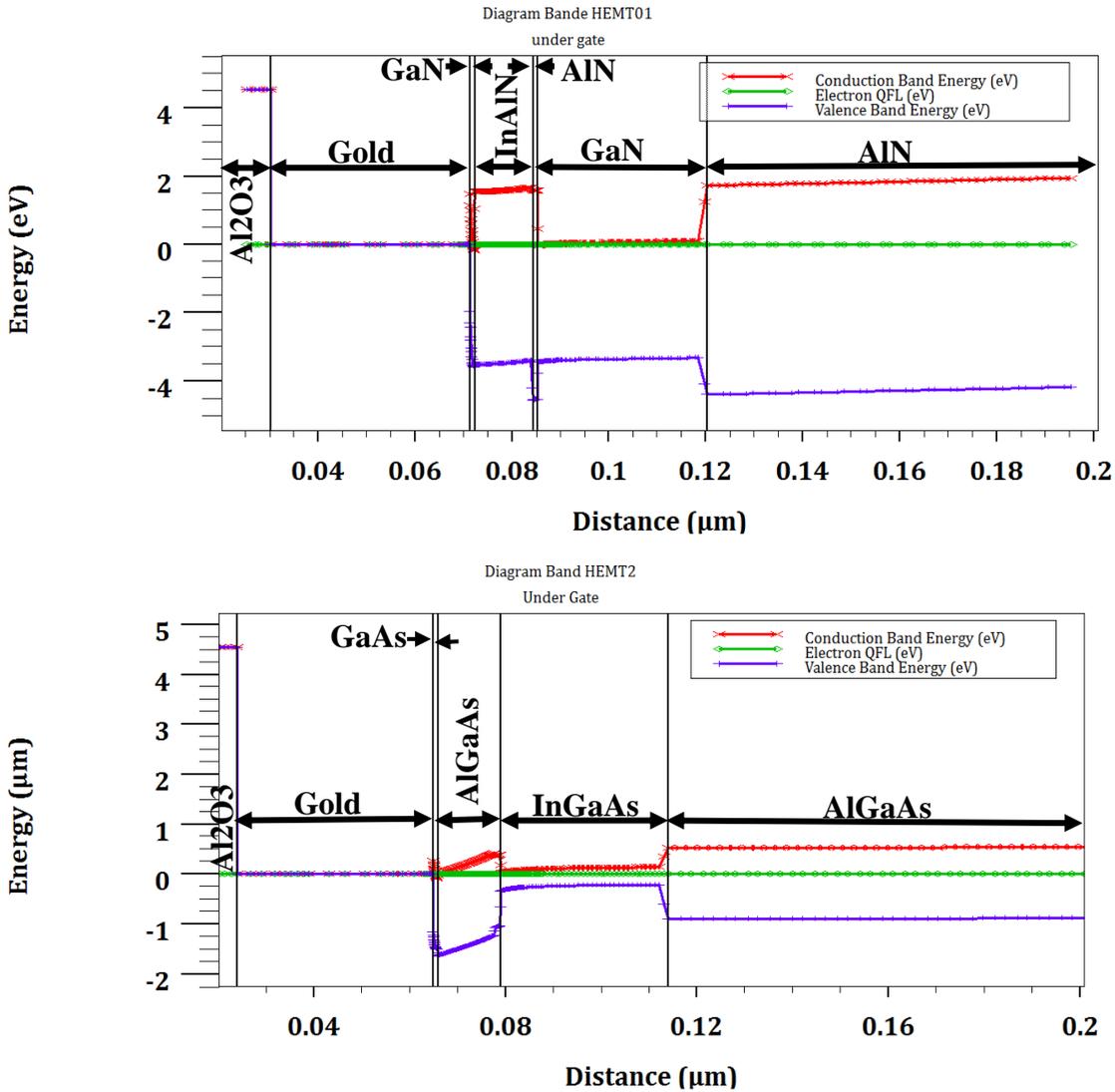


Figure III-9 : Diagrammes de bandes ; a) GaN/InAlN/AlN/GaN et b) GaAs/AlGaAs/AlGaAs/InGaAs.

On peut voir que la bande de conduction du HEMT1 présente un pic très marqué au niveau de la couche espaceur qui admet une bande interdite plus grande que celle de la couche canal et aux très forts effets de polarisation dans cette couche ; on a une grande marche de potentiel (discontinuité de bande de conduction), ΔE_C , entre InAlN et GaN ; elle est de l'ordre de 1.6 eV, deux fois plus élevée que dans un HEMT standard (Shen, 2003). Dans le HEMT2, elle est de 0.5 eV environ.

Le confinement des électrons dans le puits quantique est dû à cette discontinuité de bande de conduction et il est d'autant meilleur que celle-ci est grande.

Cette augmentation de la discontinuité de la bande de conduction ΔE_C entraîne une diminution du champ électrique dans la couche barrière, et donc une augmentation de la densité et de la mobilité du gaz d'électrons à deux dimensions (2DEG) dans le canal.

IV-3. Propriétés physiques internes

Le mouvement des électrons dans la couche donneuse altère le fonctionnement du HEMT, car la mobilité des porteurs de charge y est faible et il y a une grande dispersion d'impuretés ionisées.

Une discontinuité de bande de conduction élevée est donc recommandée pour un meilleur confinement des porteurs de charge dans le canal.

Une forte concentration d'aluminium dans InAlN conduit à une discontinuité de bande de conduction plus grande, mais on aurait un grand désaccord de maille avec GaN ; un compromis doit donc être considéré.

La qualité de croissance du GaN est importante dans la détermination de la densité surfacique d'électrons dans le canal (Ambacher, 1999).

La charge induite dans le canal du HEMT dépend principalement des champs de polarisation qui eux-mêmes dépendent du métal « or » utilisé pour les électrodes.

Ceci exige donc l'utilisation d'une couche d'espacement pour séparer les atomes d'impuretés ionisées dans la couche donneuse, des charges du canal.

Dans notre simulation, la couche espaceur est aussi dopée avec un profil delta pour surmonter les obstacles rencontrés dans le logiciel Silvaco, et tenir compte des effets de polarisation. Sa concentration a été déterminée à partir des équations d'AMBACHER (Ambacher, 1999).

La charge induite due à la polarisation n'a pas été prise en compte, la charge dans le canal prédite par ATLAS est seulement de $1 \times 10^{15}/\text{cm}^2$; alors qu'elle est de l'ordre de $2 \times 10^{18}/\text{cm}^2$ dans la réalité, à cause du champ de polarisation.

Nous avons pris V_{GS} et V_{DS} nulles ($V_G = V_D = 0$ V) et nous avons simulé pour les deux transistors : le potentiel, le champ électrique, la vitesse des électrons, la mobilité des électrons et la mobilité des trous. Les résultats sont illustrés par les figures III-10 à 14.

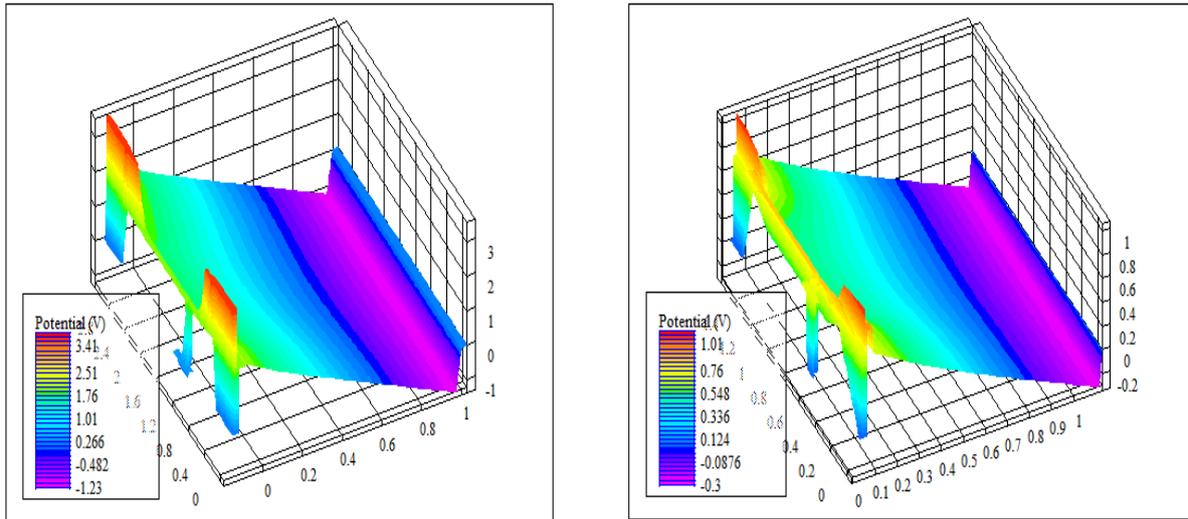


Figure III-10 : Evolution 3D du potentiel électrique pour $V_G = V_D = 0$ V
(À gauche : HEMT1 ; à droite : HEMT2).

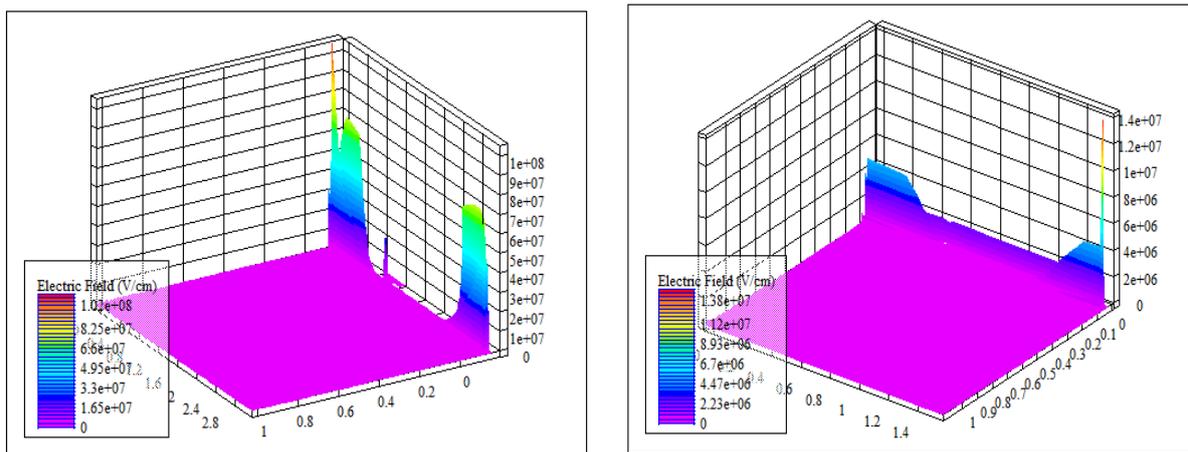


Figure III-11 : Evolution 3D du champ électrique pour $V_G = V_D = 0$ V
(À gauche : HEMT1 ; à droite : HEMT2).

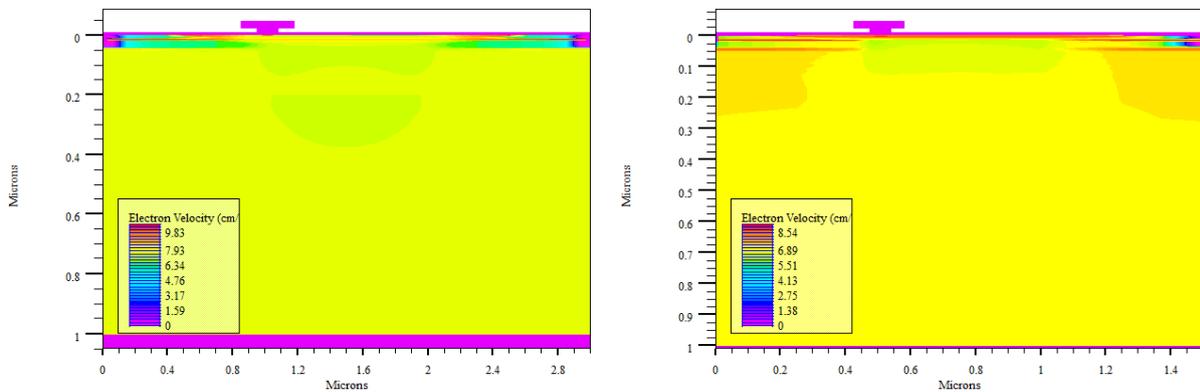


Figure III-12 : Evolution de la vitesse des électrons pour $V_G = V_D = 0$ V
(À gauche : HEMT1 ; à droite : HEMT2).

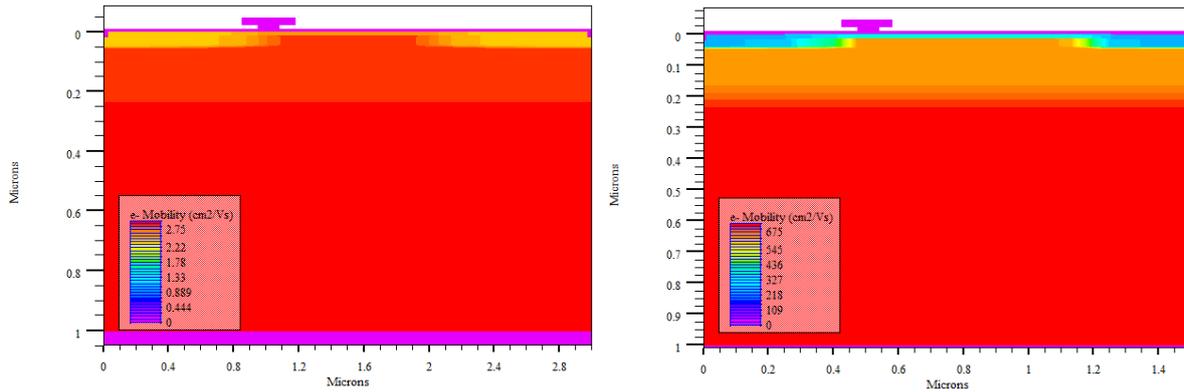


Figure III-13 : Evolution de la mobilité des électrons pour $V_G = V_D = 0 \text{ V}$
(À gauche : HEMT1 ; à droite : HEMT2).

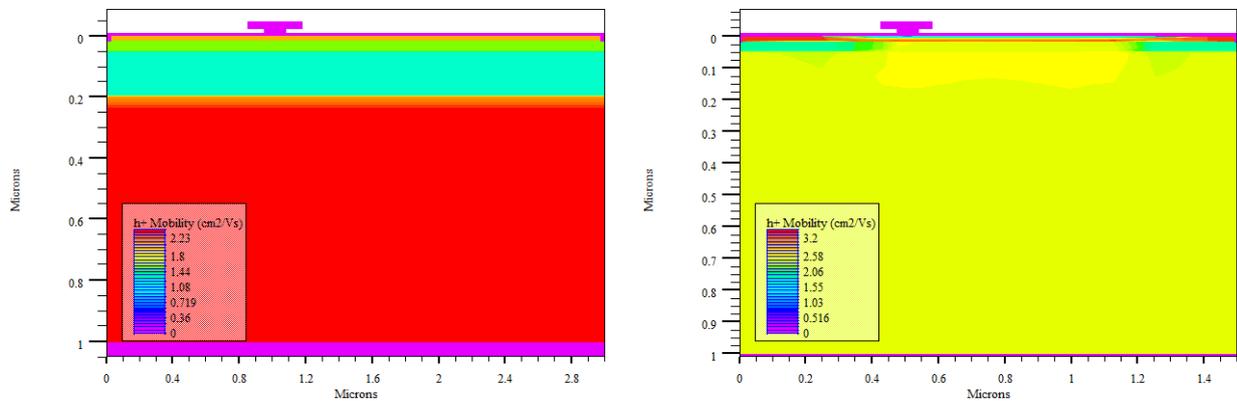


Figure III-14 : Evolution de la mobilité des trous pour $V_G = V_D = 0 \text{ V}$
(À gauche : HEMT1 ; à droite : HEMT2).

À l'interface $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{drain}$ et source, la valeur maximale du potentiel est d'environ 3.41 V pour le HEMT1 et d'environ 1.01 V pour le HEMT2. Le potentiel diminue progressivement en profondeur, cette concentration diminue d'une manière rapide quand on va du canal vers le bas du substrat.

Son profil de distribution est un gradient de potentiel, plus important dans la région proche du drain ; ceci étant dû à la polarisation du drain plus élevée que celle de la source, et à la jonction inverse côté drain qui induit des valeurs de tensions inverses élevées.

Le potentiel présente une discontinuité suivant la direction transversale, principalement en raison de la polarisation piézoélectrique.

Le champ électrique et la vitesse des électrons sont plus importants pour HEMT1, alors que la mobilité des électrons et des trous est plus grande dans le HEMT2.

IV-4. Influence des paramètres technologiques

Les performances d'un transistor dépendent du substrat utilisé, des épaisseurs et des dopages des couches qui le constituent, ainsi que des métaux utilisés pour les électrodes et leurs longueurs.

IV-4.1 Influence de la longueur de grille L_G

Pour différentes valeurs de la longueur de grille $L_G = 0.015, 0.03, 0.07, 0.125$ et $0.25 \mu\text{m}$; nous fixons la tension grille-source V_{GS} à 0 V et nous simulons la caractéristique de sortie $I_{DS}(V_{DS})$, puis nous simulons la caractéristique de transfert $I_{DS}(V_{GS})$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$.

Les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-15 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

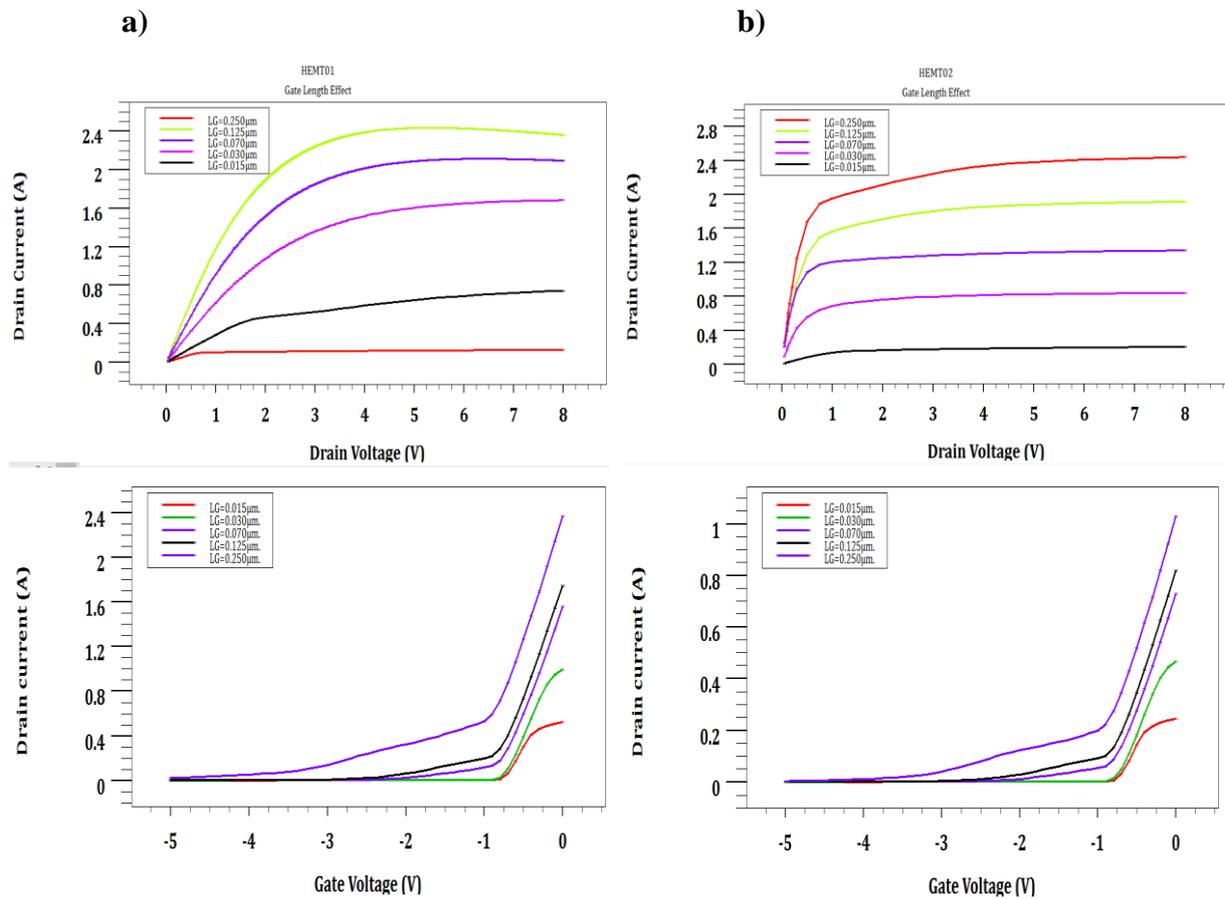


Figure III-15 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une longueur de grille $L_G = 0.015$; 0.03 ; 0.07 ; 0.125 et $0.25 \mu\text{m}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Dans la caractéristique de sortie, le courant drain augmente avec la longueur de grille pour les deux transistors ; mais il y a une exception pour le HEMT1 qui montre le plus faible courant pour une longueur de grille de 250 nm.

Dans la caractéristique de transfert, le courant drain augmente quand la longueur de grille diminue. Cela signifie qu'on a une plus grande transconductance et donc une plus grande fréquence de fonctionnement.

IV-4.2 Influence de l'espacement grille-drain L_{GD}

Nous considérons différentes valeurs de la distance entre la grille et le drain : $L_{GD}=1.0, 1.25, 1.5, 1.75$ et $1.875 \mu\text{m}$. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-16 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

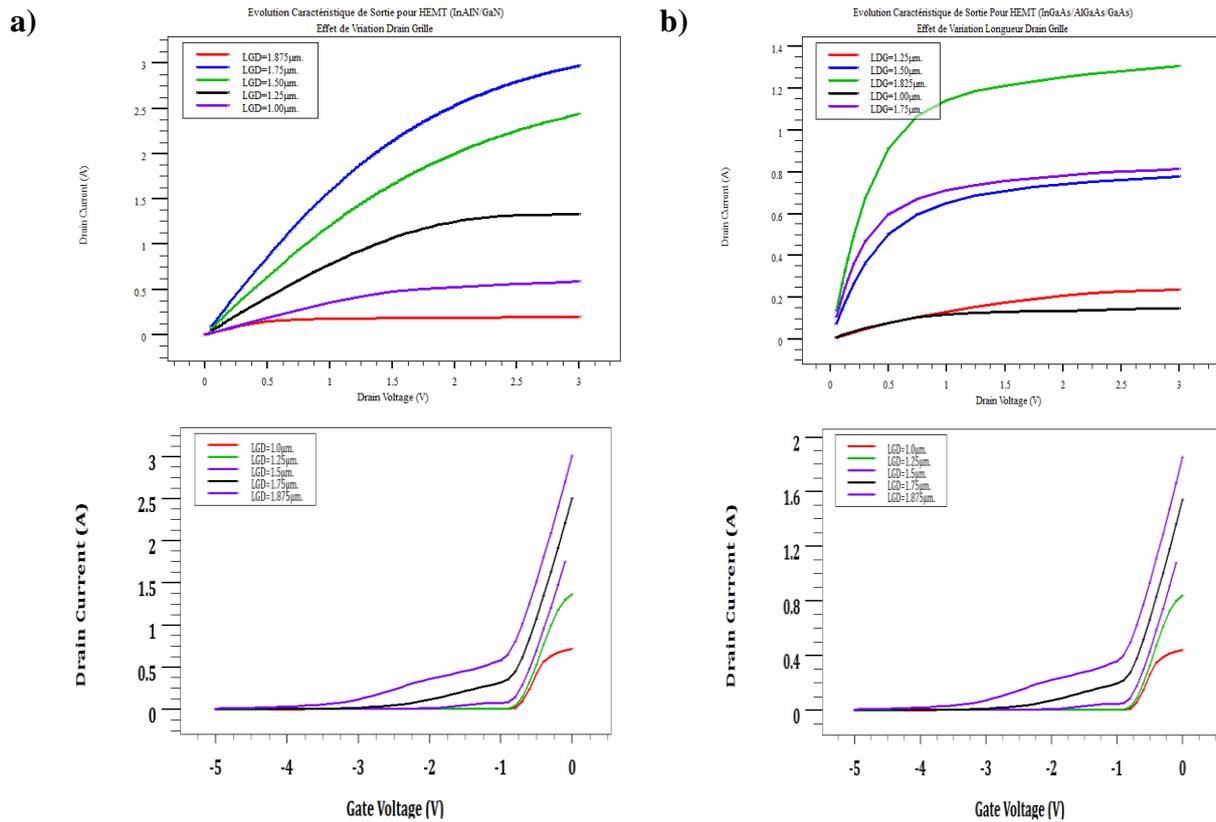


Figure III-16 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une distance grille-drain $L_{GD} = 1.0, 1.25, 1.5, 1.75$ et $1.875 \mu\text{m}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Nous prenons des valeurs entre $1.0 \mu\text{m}$ et $1.875 \mu\text{m}$ pour l'espacement grille-drain L_{GD} ; une valeur plus grande peut rendre la convergence des simulations très difficile.

La distribution du champ électrique dans le canal est non homogène (Huque, 2007) dans les transistors HEMTs. Lorsque le transistor est polarisé, un champ électrique de grande valeur naît sous la grille avec un pic en sortie de grille côté drain (Nicolas, 2007), et il est aplati côté drain ; il présente alors une dissymétrie. Un courant maximum est obtenu quand ce champ électrique devient symétrique sous le bord de la grille côté drain, en déplaçant la grille vers la source. Ainsi, on a une meilleure distribution du champ avec une augmentation de la distance grille-drain (diminution de la distance grille-source).

En contrepartie, l'augmentation de la distance grille-drain favorise l'interaction des états de surface avec le gaz d'électrons bidimensionnel. Par conséquent, il y a un compromis entre les deux phénomènes compétitifs.

Dans la caractéristique de transfert ; une distance L_{GD} de $1.5 \mu\text{m}$ donne le meilleur contrôle de la grille sur le canal pour les deux transistors, une meilleure pente de la transconductance est obtenue pour une plus grande distance L_{GD} .

Le courant de sortie dans la caractéristique $I_{DS}-V_{DS}$ est maximum pour une longueur de $1.75 \mu\text{m}$ dans le HEMT1, et pour une longueur de $1.825 \mu\text{m}$ dans le HEMT2. Ceci est intéressant dans le cas où les transistors fonctionnent sous faible tension ; mais si cette dernière est assez grande, le risque de claquage sera élevé.

L'augmentation de L_{GD} (la réduction de L_{GS}) contribue à la diminution de R_s et s'accompagne d'un accroissement de l'effet capacitif entre la grille et la source, elle pourrait même aboutir à un court-circuit entre la grille et la source pour des distances L_{GS} très réduites.

IV-4.3 Influence de l'épaisseur de la couche ohmique

Nous considérons différentes valeurs pour l'épaisseur de la couche ohmique : $TO = 1, 2, 3, 4$ et 5 nm . Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$. Les résultats sont illustrés par les figures III-17 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

Dans la caractéristique de sortie, le meilleur courant est obtenu pour une plus grande épaisseur de la couche ohmique. Etant dopée type n ; cette couche renforce la densité des électrons dans le puits quantique et augmente le courant.

Dans la caractéristique de transfert ; la meilleure courbe est obtenue pour la plus grande épaisseur dans le HEMT2. Par contre, le HEMT1 présente la meilleure courbe pour la

plus petite épaisseur qui permet le meilleur contrôle grille-canal. La différence entre les deux transistors est due aux polarisations internes qui sont intenses dans le HEMT1.

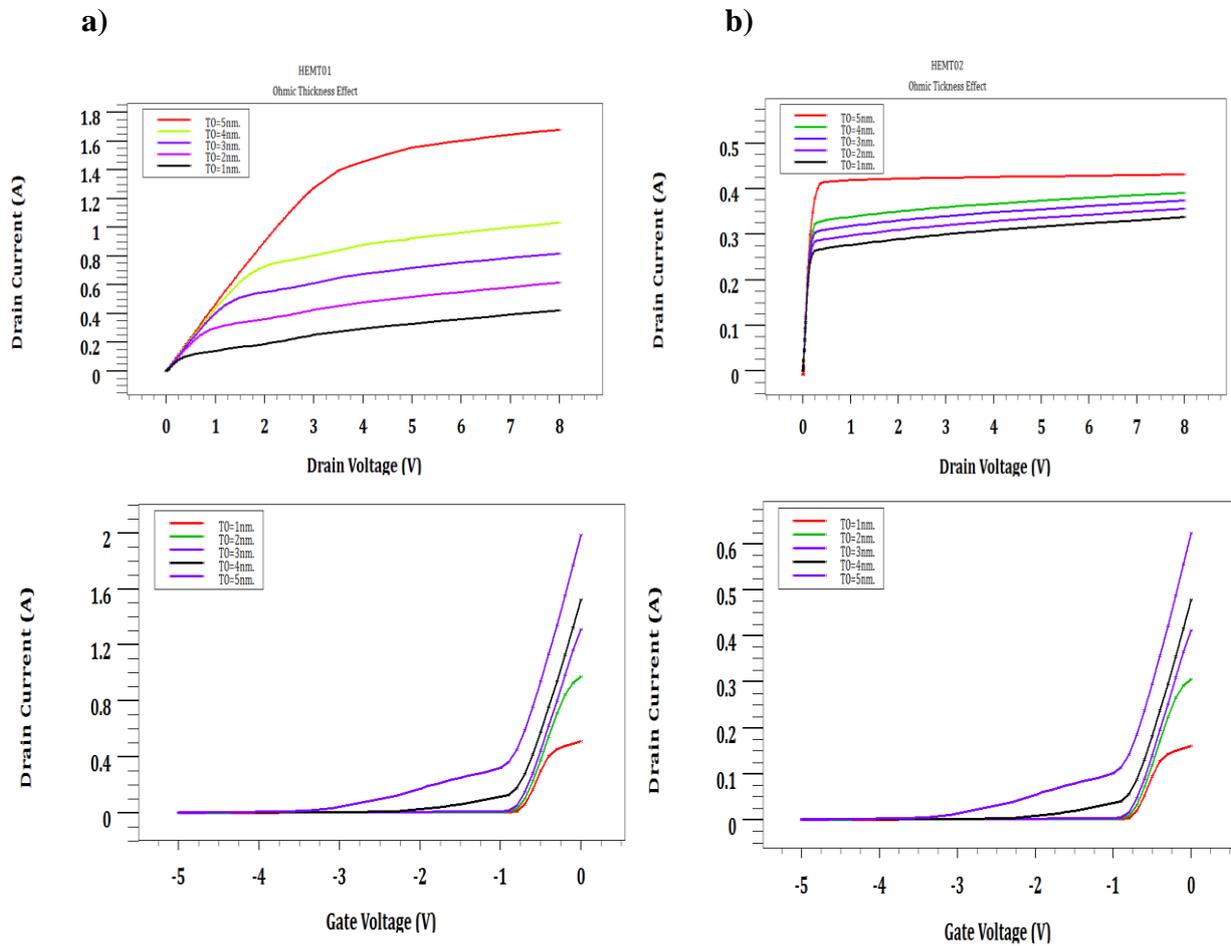


Figure III-17 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une épaisseur de la couche ohmique $T_O = 1, 2, 3, 4$ et 5 nm ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

IV-4.4 Influence de l'épaisseur de la couche barrière

Nous considérons différentes valeurs pour l'épaisseur de la couche barrière : $T_{SH} = 10, 12, 14, 16$ et 18 nm. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2$ V ; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-18 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

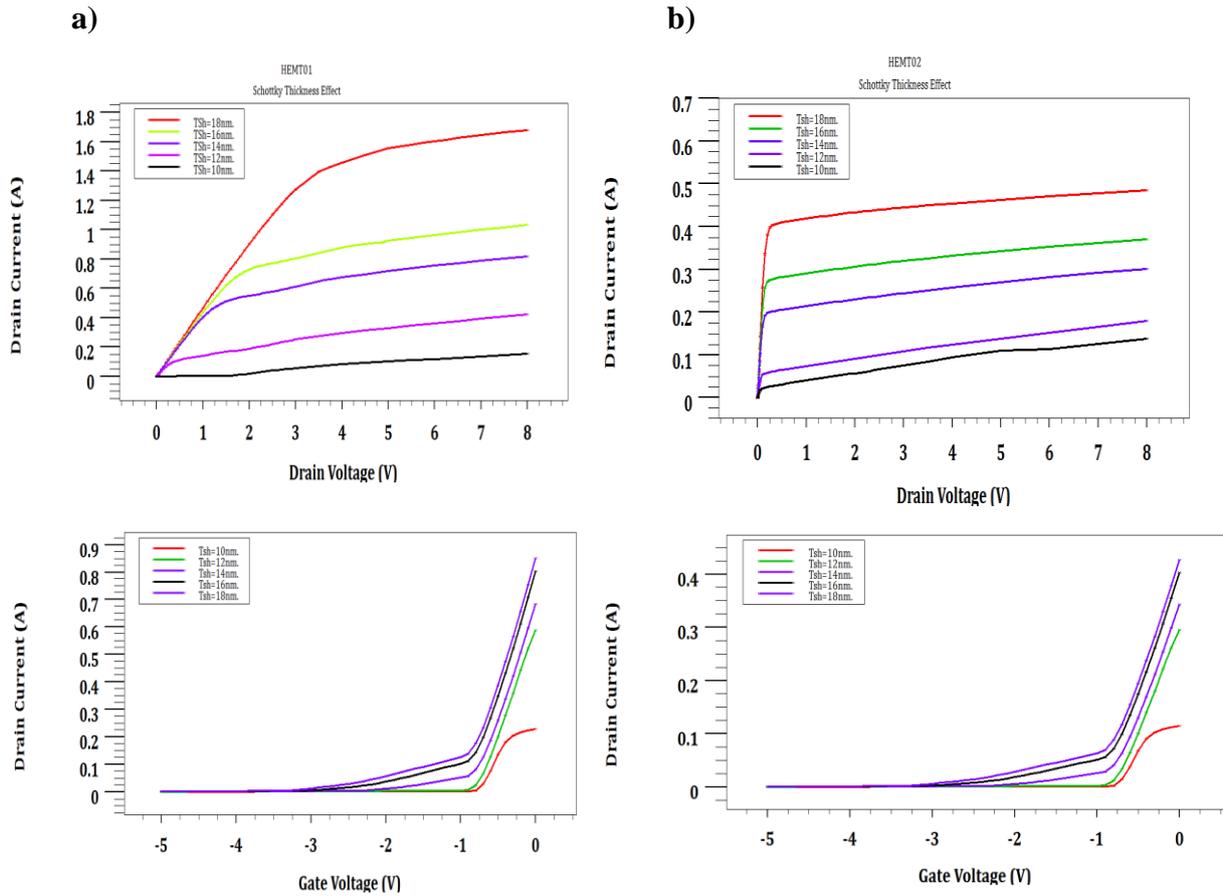


Figure III-18 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une épaisseur de la couche barrière $T_{SH} = 10, 12, 14, 16$ et 18 nm ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

L'épaisseur de 12 nm permet une convergence plus acceptable dans la simulation. L'épaisseur de la barrière rapportée dans plusieurs études est de 12 nm (Kurtin, 1969), (Rickert, 2002), (Dumont, 2001). La densité du gaz 2D d'électrons est faible pour une épaisseur en dessous de 10 nm, elle augmente fortement entre 12 et 16 nm puis sature à partir de 18 nm. Cette dernière épaisseur donne les meilleurs courants de sortie, ce qui est bien clair sur la caractéristique $I_{DS}-V_{DS}$ obtenue par simulation.

Pour les autres valeurs, on a une déformation de la caractéristique de transfert ou bien un glissement de la tension de pincement vers des valeurs plus petites.

La densité surfacique des électrons moyenne rapportée dans la littérature pour une telle structure est de l'ordre de $1.3 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ (Cowley, 1965), (Rickert, 2002), (Dumont, 2001).

IV-4.5 Influence de l'épaisseur de la couche espaceur

Nous considérons différentes valeurs pour l'épaisseur de la couche espaceur : $T_E = 1, 2, 3, 4$ et 5 nm. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2$ V ; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-19 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

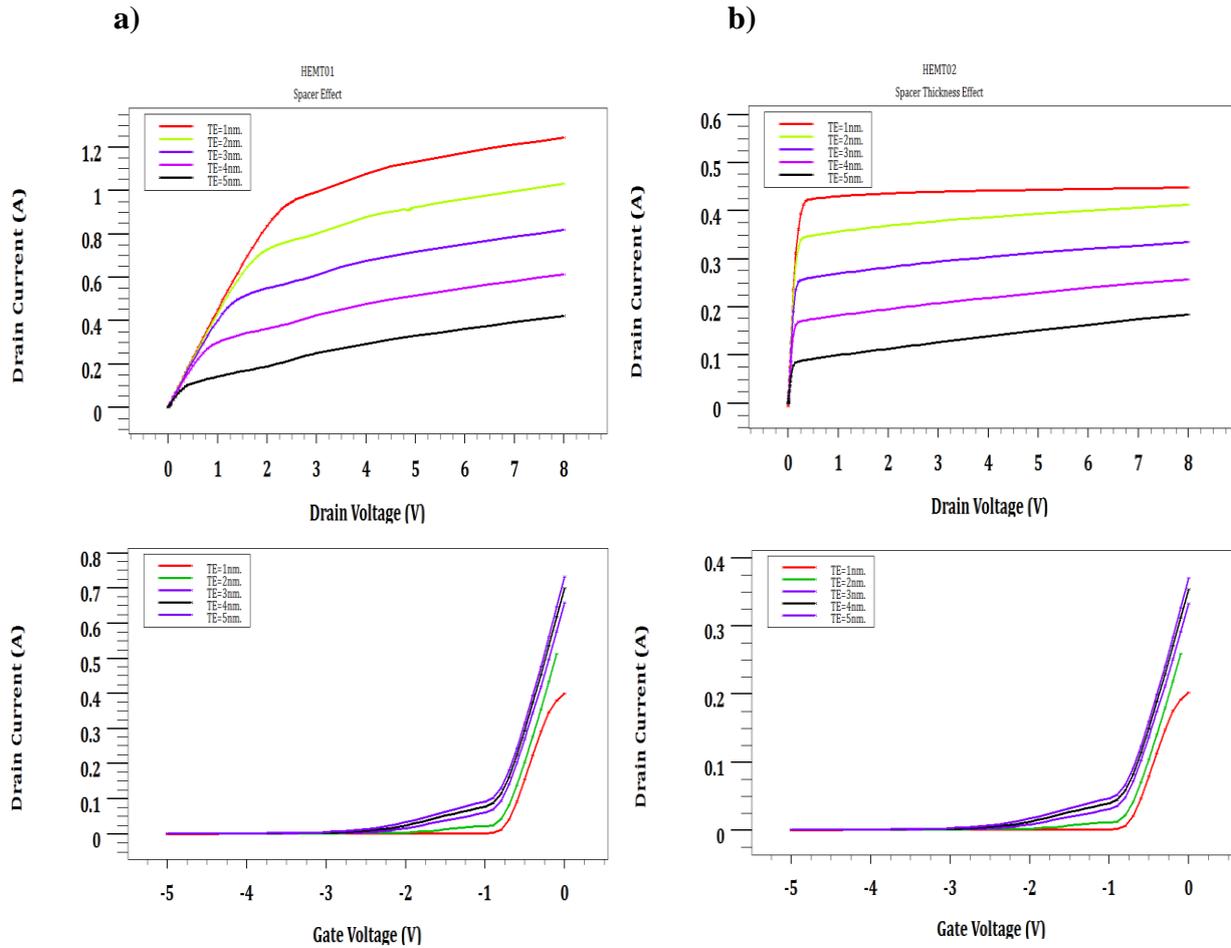


Figure III-19 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une épaisseur de la couche espaceur $T_E = 1, 2, 3, 4$ et 5 nm ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Dans la littérature, l'épaisseur de la couche espaceur habituellement rapportée est de 1 nm. Nous trouvons que le courant de sortie diminue quand cette épaisseur augmente. La pente de la tranconductance diminue aussi, mais la grille possède un meilleur contrôle sur le canal dans ce cas.

IV-4.6 Influence de l'épaisseur de la couche canal

Nous considérons différentes valeurs pour l'épaisseur de la couche canal : $T_C = 25, 30, 35, 40$ et 45 nm. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2$ V ; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-20 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

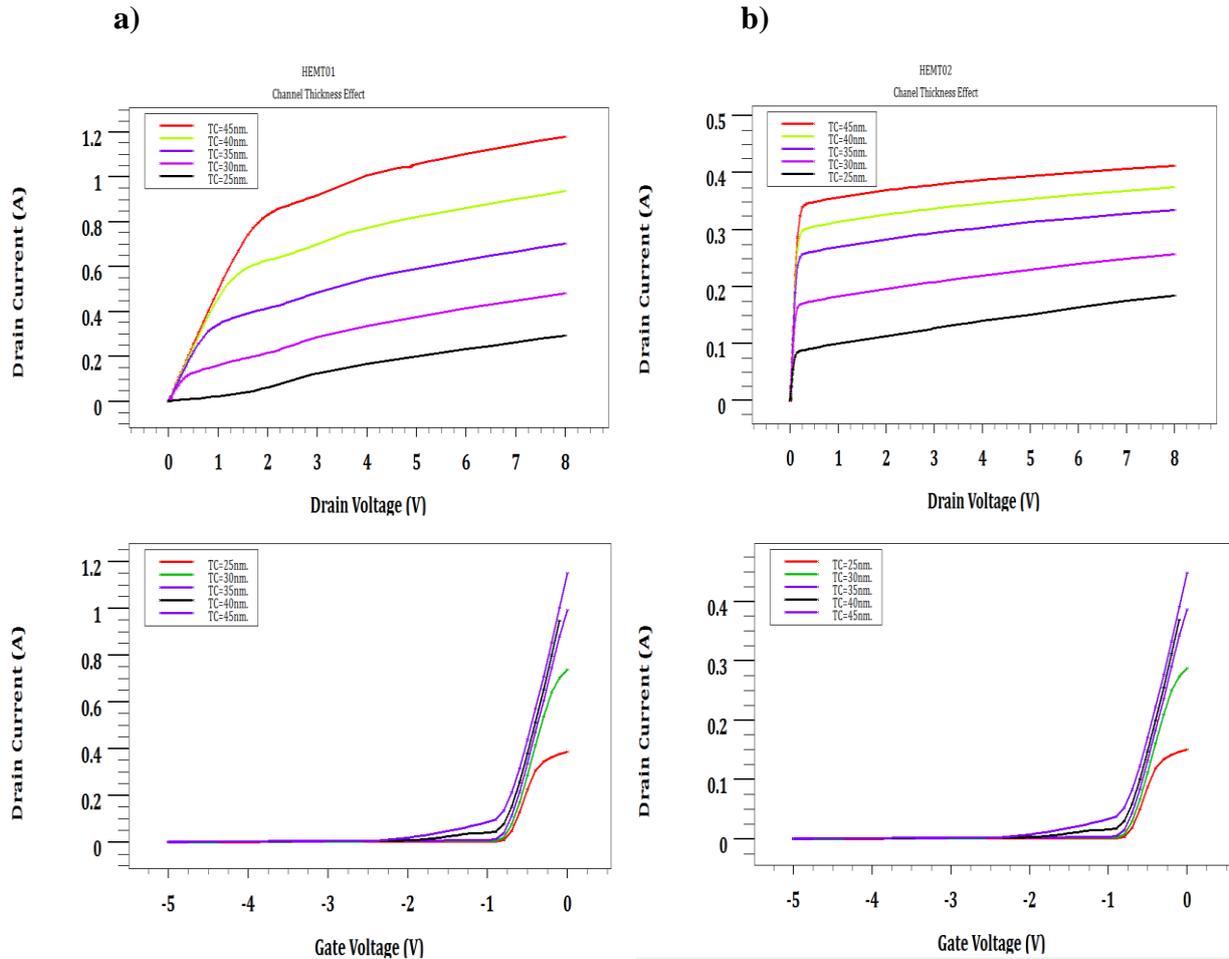


Figure III-20 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une épaisseur de la couche canal $T_C = 25, 30, 35, 40$ et 45 nm ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Nous trouvons que l'épaisseur moyenne de 35 nm peut rendre la convergence des simulations plus acceptable ; cette valeur est la plus habituelle dans la littérature.

Il est tout à fait logique que le courant de sortie augmente avec l'épaisseur du canal puisqu'il représente la région hôte pour le gaz d'électrons, mais le contrôle de la grille est moins efficace.

IV-4.7 Influence de l'épaisseur de la couche tampon

Nous considérons différentes valeurs pour l'épaisseur de la couche tampon : $T_B = 100, 135, 150, 175$ et 200 nm. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2$ V ; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-21 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

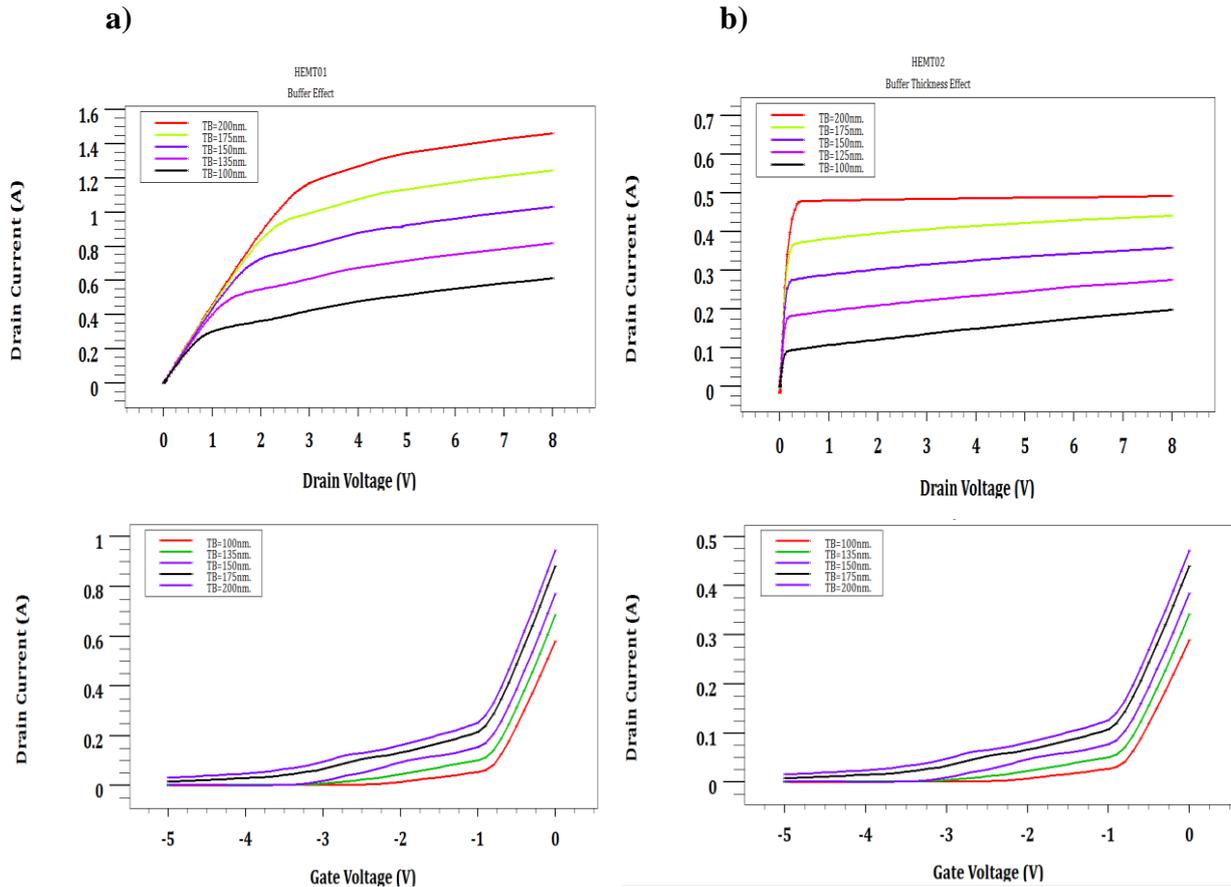


Figure III-21 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour une épaisseur de la couche tampon $T_B = 100, 135, 150, 175$ et 200 nm ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Une faible épaisseur peut rendre la convergence des simulations très difficile. Dans la littérature, l'épaisseur de la couche tampon a généralement une valeur de 150 nm.

La couche tampon, en plus de son rôle technologique, joue un rôle de barrière aux électrons. Elle crée un potentiel électrostatique qui s'oppose à la diffusion des électrons du canal vers le substrat. De ce fait ; le courant augmente avec l'épaisseur de cette couche, mais le contrôle de la grille sur le canal est moins efficace.

IV-5. Influence du dopage

IV-5.1 Influence du dopage de la couche ohmique

Nous considérons différentes valeurs pour le dopage de la couche ohmique : $N_0 = 1 \times 10^{17}$, 1×10^{18} , 1×10^{19} , 1×10^{20} et 1×10^{21} atomes/cm³. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2$ V ; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-22 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

Un fort dopage peut rendre la convergence du calcul plus difficile. Le courant de sortie augmente avec le dopage. Les courbes du courant sont presque équidistantes pour le HEMT2 ; alors que pour le HEMT1, on a une faible variation du courant quand le dopage descend au-dessous de 1×10^{19} cm⁻³. Dans la caractéristique de transfert ; on voit très bien que lorsque le dopage augmente, le contrôle diminue. Ce dernier est surtout déterminé par la couche GaN (GaAs) qui est sous la grille ; il est à rappeler qu'on a ici une couche AlN (AlGaAs) prise en sandwich entre deux couches GaN (GaAs).

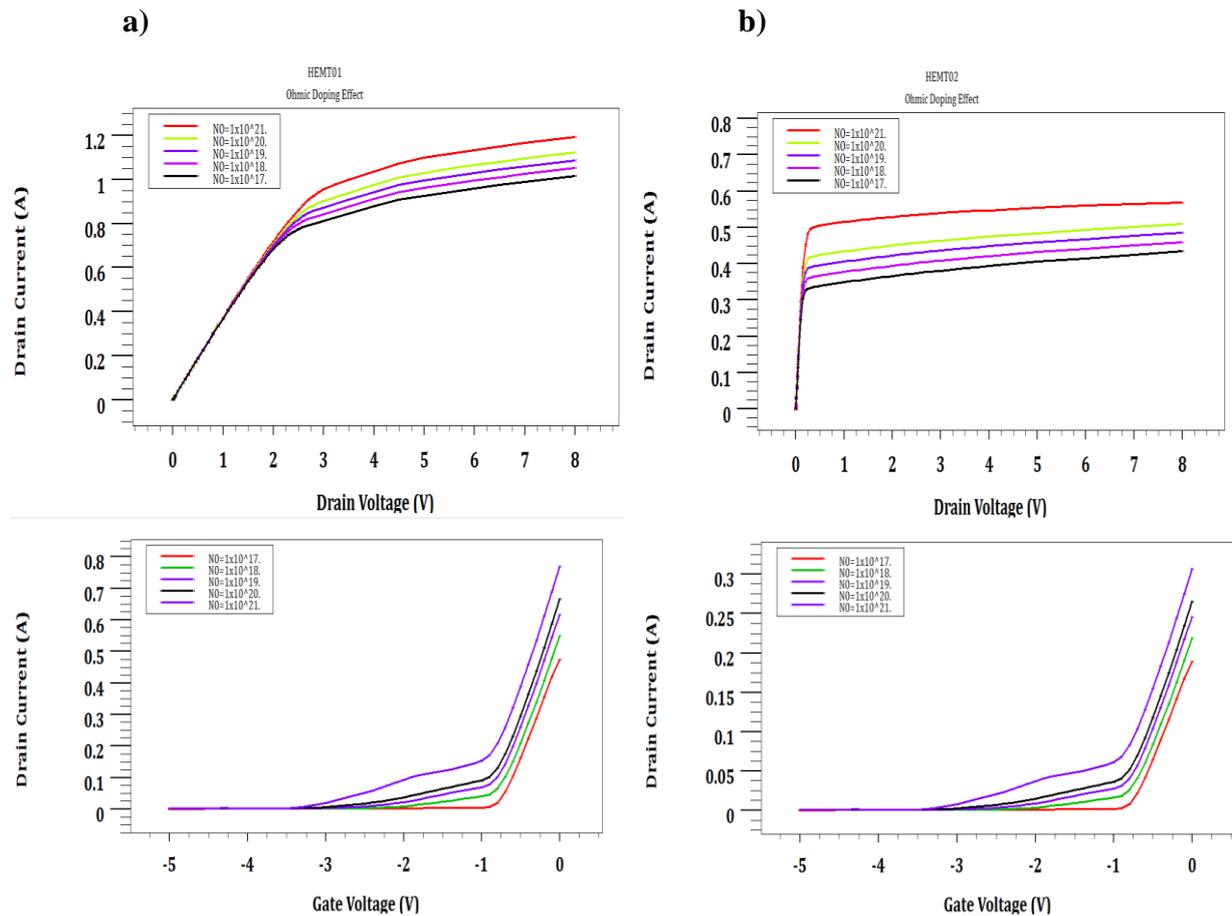


Figure III-22 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents dopages de la couche ohmique $N_0 = 1 \times 10^{17}$, 1×10^{18} , 1×10^{19} , 1×10^{20} et 1×10^{21} atomes/cm³ ;

a) HEMT1 et b) HEMT2.

IV-5.2 Influence du dopage de la couche donneuse

Nous considérons différentes valeurs pour le dopage de la couche donneuse : $N_D = 1 \times 10^{15}$, 5×10^{15} , 1×10^{16} , 5×10^{16} et $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-23 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

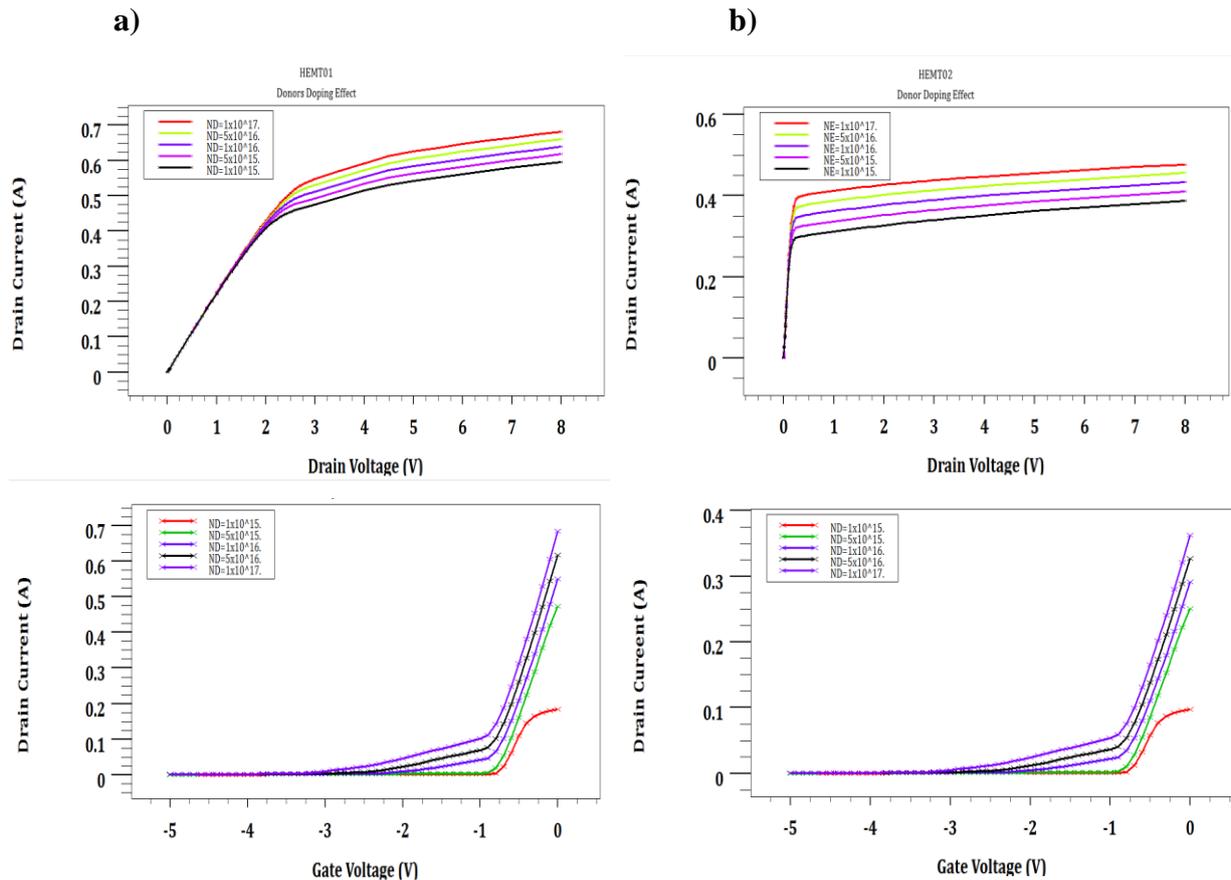


Figure III-23 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents dopages de la couche donneuse $N_D = 1 \times 10^{15}$, 5×10^{15} , 1×10^{16} , 5×10^{16} et $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Dans un HEMT, la couche barrière non dopée est suffisante pour alimenter le canal en électrons libres ; mais on y ajoute une couche donneuse pour augmenter le nombre d'électrons libres dans le puits quantique, et le courant de même. Il est donc logique que le courant augmente avec la concentration de la couche donneuse, mais le contrôle de la grille sur le canal devient plus difficile.

IV-5.3 Influence du dopage de la couche espaceur

Nous considérons différentes valeurs pour le dopage de la couche espaceur : $N_E = 1 \times 10^{14}$, 5×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-24 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

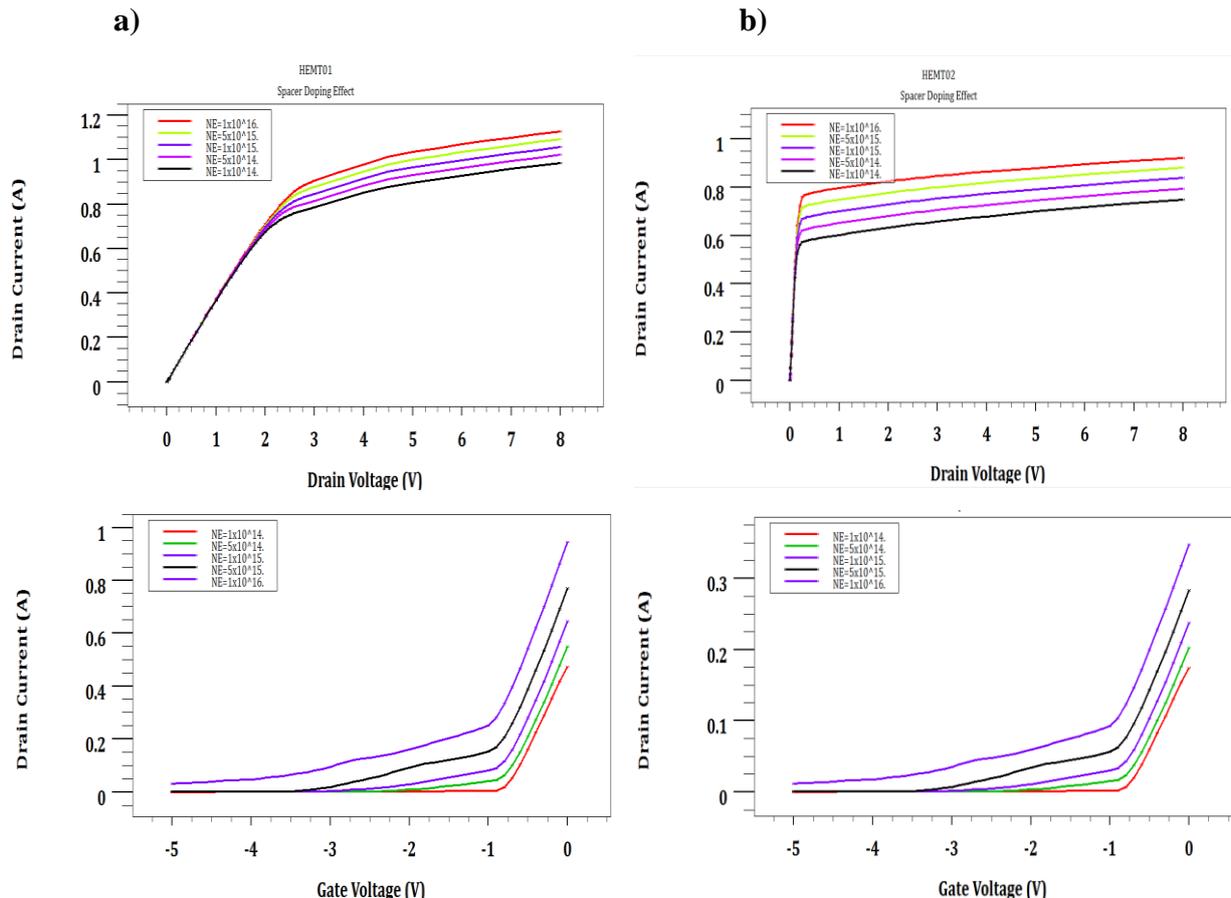


Figure III-24 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents dopages de la couche espaceur $N_D = 1 \times 10^{14}$, 5×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

La couche espaceur est non intentionnellement dopée ; elle est de type n avec une concentration de l'ordre de $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans le premier transistor, il n'est pas nécessaire de la doper. Nous voyons très bien dans la simulation que le courant diminue quand le dopage diminue car la couche devient résistive et s'oppose à la diffusion des électrons vers le canal ; mais le contrôle est plus efficace.

IV-5.4 Influence du dopage de la couche canal

Nous considérons différentes valeurs pour le dopage de la couche canal : $N_C = 1 \times 10^{15}$, 1×10^{16} , 1×10^{17} , 1×10^{18} et $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-25 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

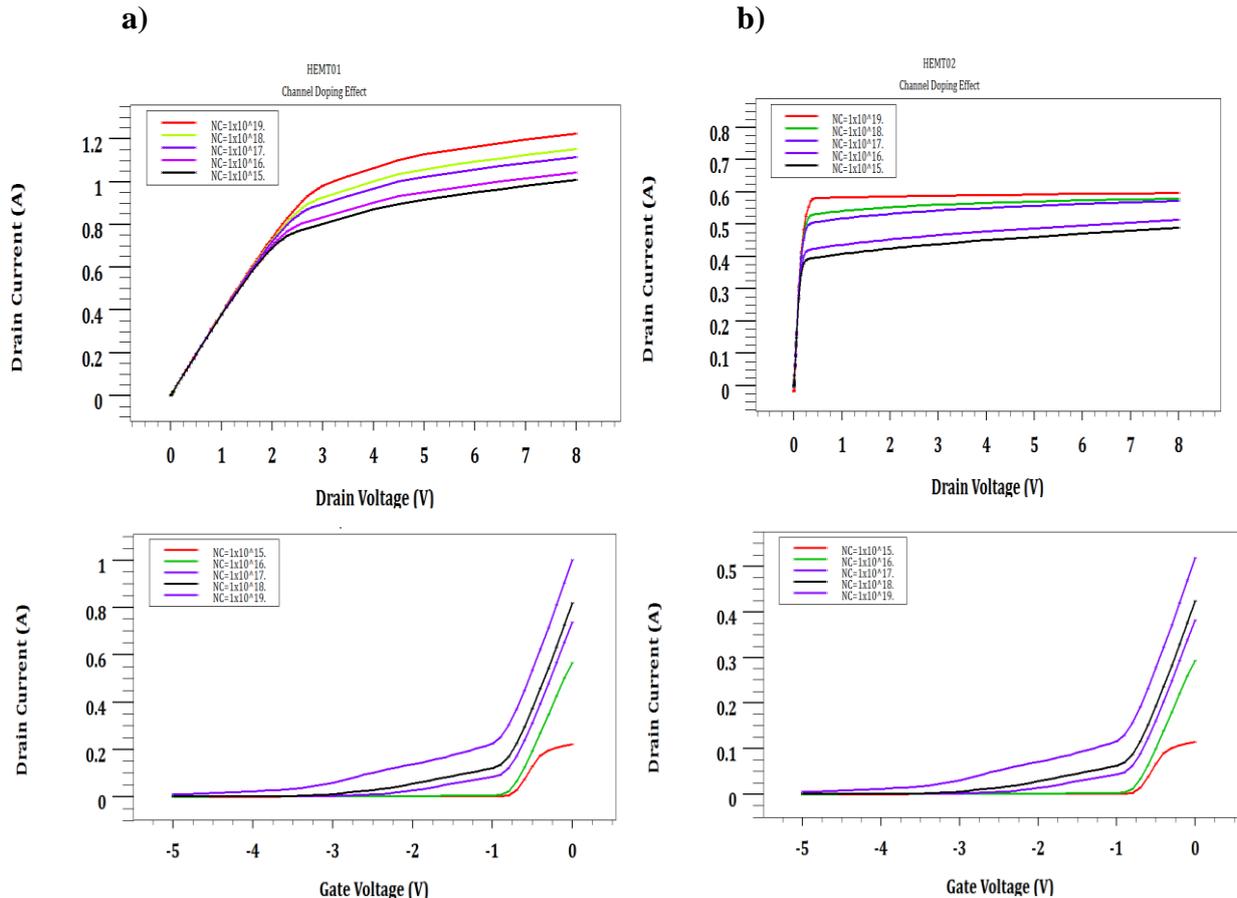


Figure III-25 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents dopages de la couche canal $N_C = 1 \times 10^{15}$, 1×10^{16} , 1×10^{17} , 1×10^{18} et $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Un dopage fort peut rendre la convergence des calculs plus difficile. La couche canal est habituellement non intentionnellement dopée N de valeur $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; mais on peut la doper parfois N pour augmenter le courant au dépit du contrôle de la tension de pincement qui va diminuer. Cela est bien montré par les courbes obtenues.

IV-5.5 Influence du dopage de la couche tampon

Nous considérons différentes valeurs pour le dopage de la couche tampon : $N_T = 1 \times 10^{14}$, 5×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-26 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

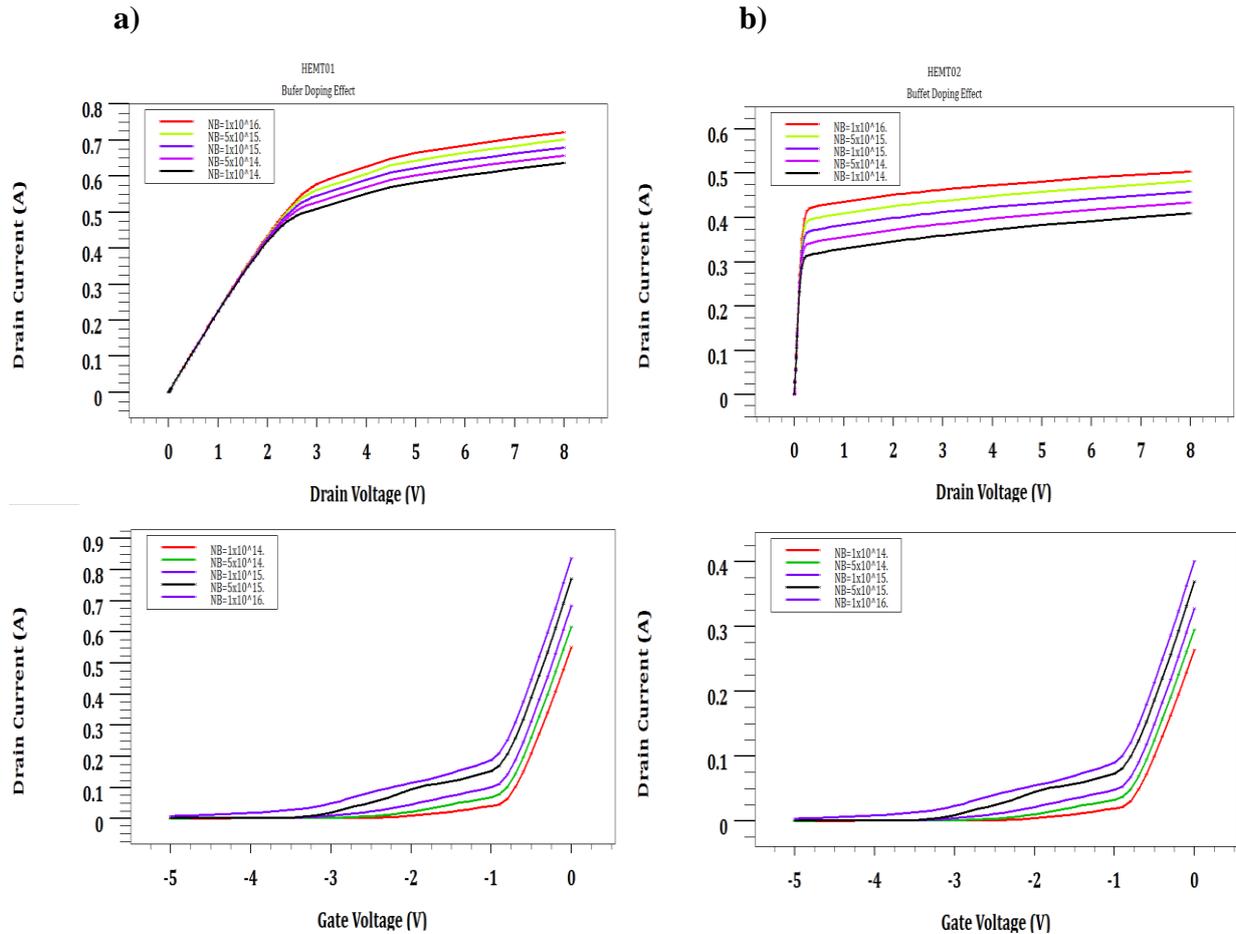


Figure III-26 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents dopages de la couche tampon $N_T = 1 \times 10^{14}$, 5×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Comme cela a été déjà dit ; la couche tampon forme une barrière s’opposant aux électrons qui fuient le canal pour aller vers le substrat. Quand le dopage de cette couche diminue, le courant de sortie diminue et la tension de pincement augmente (diminue en valeur absolue).

IV-5.6 Influence du dopage du substrat

Nous considérons différentes valeurs pour le dopage du substrat : $N_S = 1 \times 10^{14}$, 5×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-27 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

Nous trouvons que le dopage du substrat n'influe aucunement sur les caractéristiques de transfert et de sortie des deux transistors.

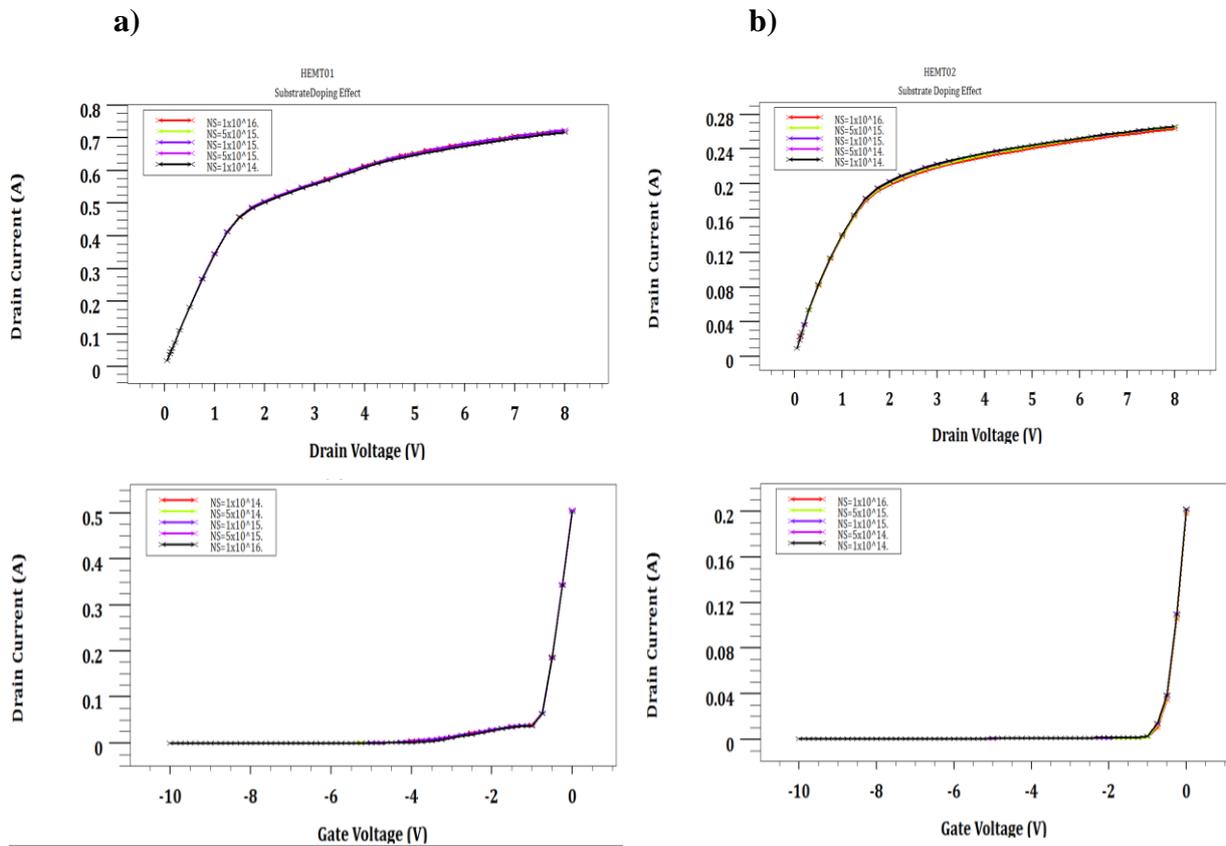


Figure III-27 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents dopages du substrat $N_S = 1 \times 10^{14}$, 5×10^{14} , 1×10^{15} , 5×10^{15} et $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$; a) HEMT1 et b) HEMT2.

IV-5.7 Influence du substrat utilisé

Nous prenons GaN, 4H-SiC, 6H-SiC, Al_2O_3 et Saphir comme substrats pour le premier transistor (HEMT1); et GaAs, AlAs, InAs et InP pour le deuxième transistor (HEMT2). Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0 \text{ V}$, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2 \text{ V}$; en fonction du substrat utilisé. Les autres

paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-28 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

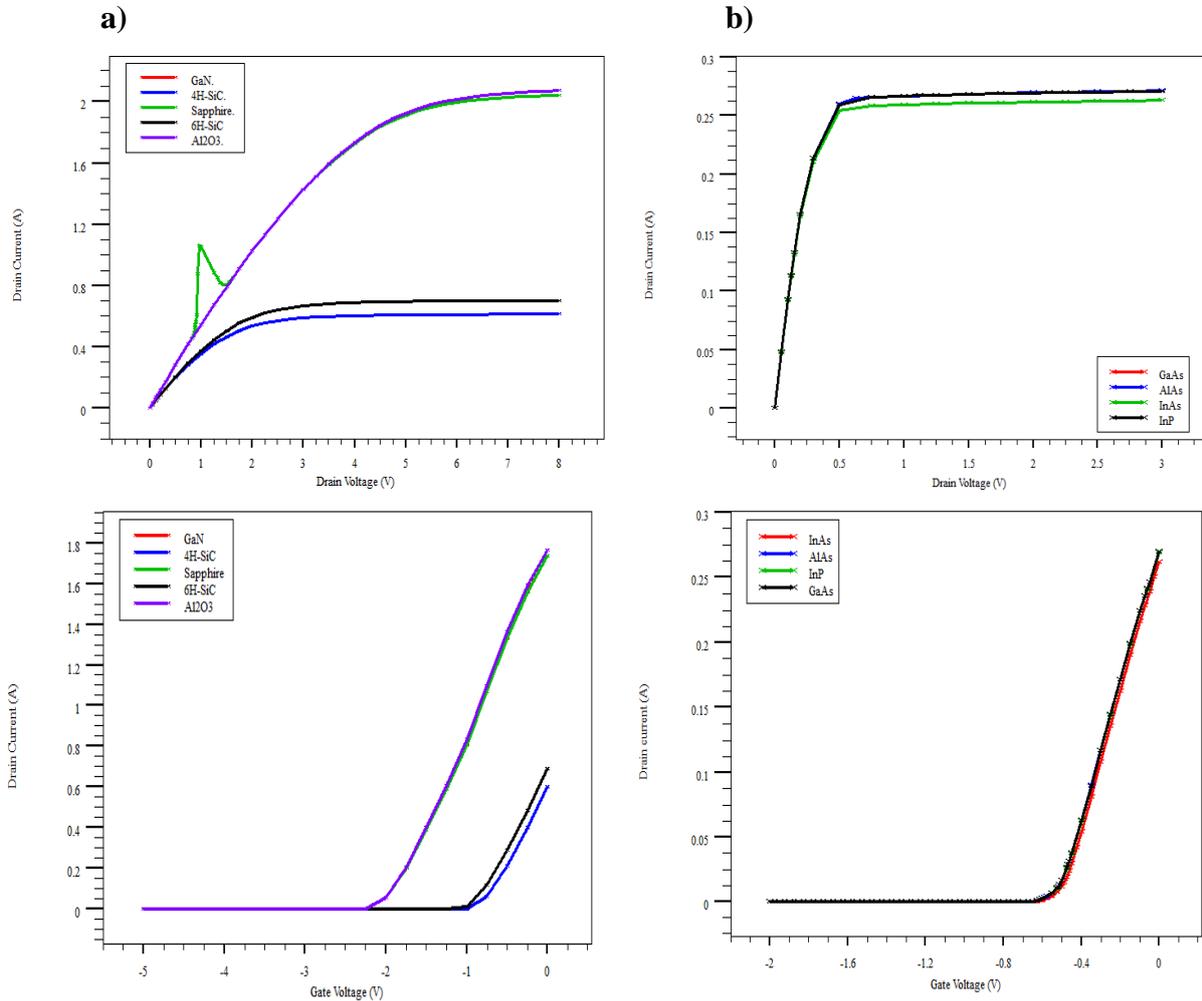


Figure III-28 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents substrats ; a) GaN, 4H-SiC, 6H-SiC, Al₂O₃ et Saphir pour HEMT1 et b) GaAs, AlAs, InAs et InP pour HEMT2.

Dans le deuxième transistor, il y a juste une petite baisse de courant de sortie quand on utilise InAs comme substrat ; sinon, il n'y a pas d'influence du substrat sur les deux caractéristiques.

Dans le premier transistor ; quand on utilise le carbure de silicium comme substrat, on obtient un courant de sortie qui n'est même pas la moitié de celui obtenu avec les autres substrats, mais on a une meilleure tension de pincement. Dans le cas du saphir, on observe un pic vers une tension V_{DS} de 1 V ; ce serait dû aux impuretés qui y existent.

IV-5.8 Influence des métaux d'électrodes

Nous prenons l'or, l'aluminium, le nickel et le titane comme métaux d'électrodes pour les deux transistors.

Nous traçons la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, et la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ pour $V_{DS} = 2$ V ; en fonction du métal utilisé. Les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-29 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

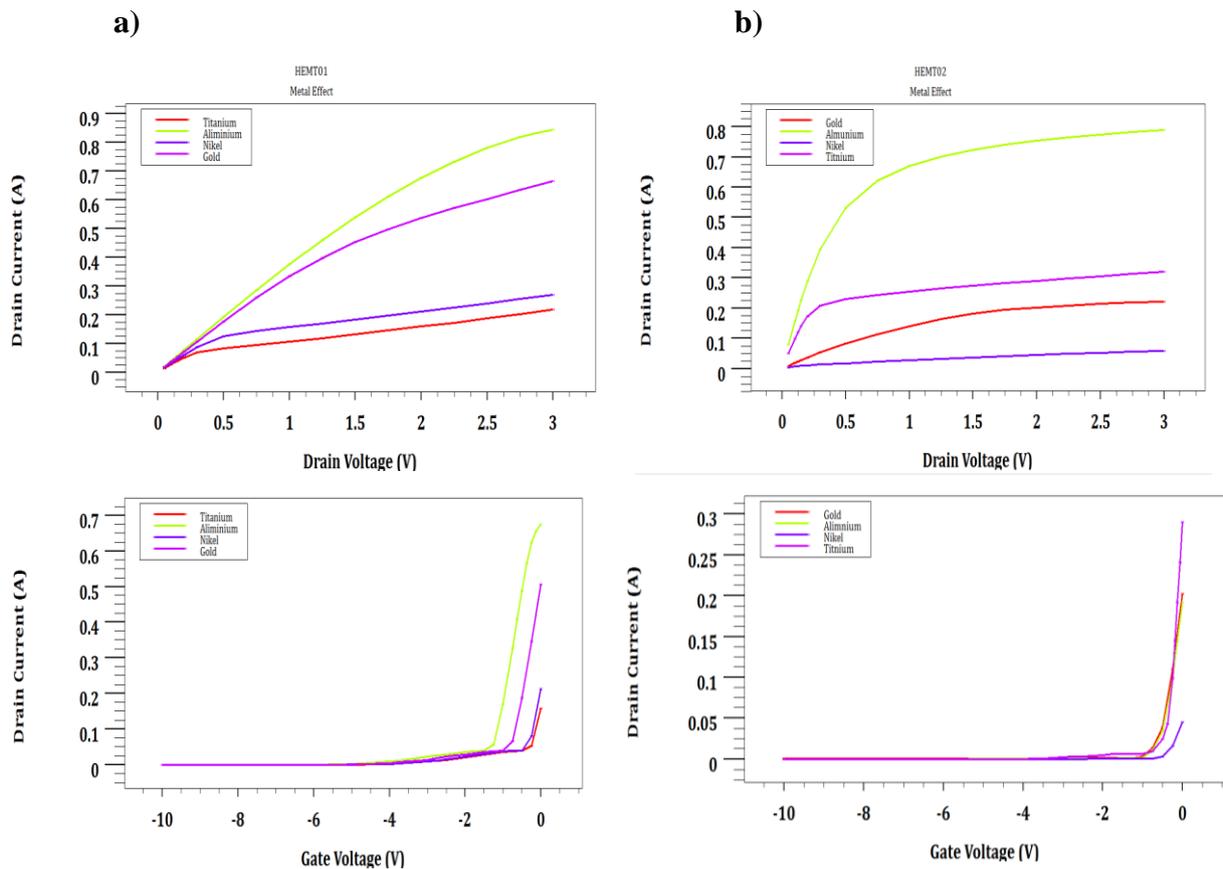


Figure III-29 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différents métaux d'électrodes l'or, l'aluminium, le nickel et le titane ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Dans la littérature, on utilise le plus souvent l'or ; c'est un bon conducteur de chaleur et de courant électrique, il réfléchit fortement le rayonnement infrarouge, et il est utilisé avec une épaisseur suffisante pour bloquer les rayons ultraviolets.

Dans la caractéristique de transfert ; il n'y a pas une grande différence entre les tensions de pincement qui puisse privilégier l'utilisation d'un métal sur les autres, pour les deux transistors.

Dans la caractéristique de sortie, l'aluminium permet d'obtenir le meilleur courant de drain, dans les deux transistors ; mais il est moins utilisé que l'or car il est oxydable.

IV-5.9 Influence des modèles physiques

Nous utilisons différents modèles physiques tels que dérive-diffusion, thermodynamique, hydrodynamique, quantique et transport du bilan énergétique dans notre simulation, pour les deux transistors. Nous traçons alors la caractéristique de sortie $I_{DS}-V_{DS}$ pour $V_{GS} = 0$ V, pour les deux transistors. Les autres paramètres des transistors restent inchangés. Les résultats sont illustrés par les figures III-30 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

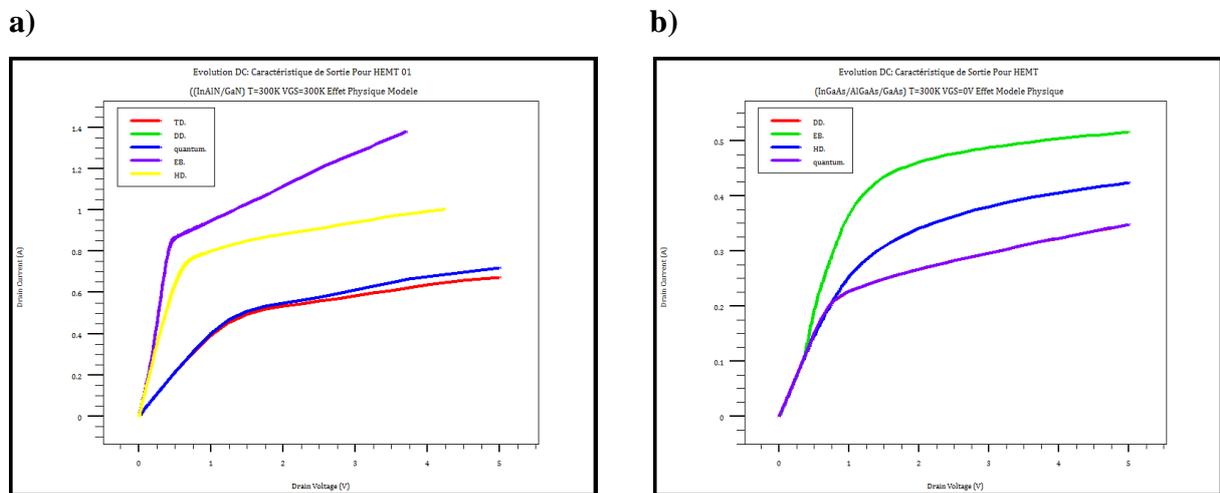


Figure III-30 : Caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ pour différents modèles ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Les modèles HD et EB donnent les plus grands courants de sortie dans les deux transistors. Mais dans le HEMT1, on a une très grande conductance de sortie en utilisant le modèle physique EB ; le transistor ne serait pas un bon générateur de courant.

Le modèle de dérive-diffusion est plutôt utilisé dans une simulation isotherme où l'on néglige les effets d'auto-échauffement.

V. Simulation des deux HEMTs et discussions

En fonction des résultats obtenus dans les simulations précédentes, nous avons fait une optimisation pour les deux HEMTs que nous allons étudier : nous simulerons leurs différentes caractéristiques électriques et comparerons leurs performances (HEMT1 : GaN/InAlN/AlN/GaN ; HEMT2 : GaAs/AlGaAs/AlGaAs/InGaAs).

Le comportement du transistor et ses performances dépendent de la géométrie de la structure et des différents paramètres des matériaux utilisés. Les paramètres géométriques des structures sont présentés dans le tableau III.2.

Nom	Name	Symbole	Valeur (nm)
Épaisseur de la couche ohmique	Ohmic layer thickness	TO	3
Épaisseur de la couche Schottky	Schottky layer thickness	TSh	7
Épaisseur de la couche donneuse	Donor layer thickness	TD	3
Épaisseur de la couche espaceur	Spacer layer thickness	TE	1
Épaisseur de la couche canal	Channel layer thickness	TC	37
Épaisseur de la couche tampon	Buffer layer thickness	TB	150
Épaisseur du substrat	Substrate layer thickness	TS	800
Espacement drain-grille	Drain-gate spacing	L_{DG}	1.47×10^3
Espacement source-grille	Source-gate spacing	L_{SG}	0.50×10^3
Longueur de la grille	Gate length	L_G	30
Longueur du drain (de la source)	Drain (source) length	$L_D (L_S)$	0.5×10^3
Épaisseur du transistor	Transistor width	W	100×10^3

Tableau III-1 : Paramètres géométriques des deux HEMTs.

Nous utilisons DEVEDIT pour construire les structures des transistors ; puis nous spécifions les matériaux, leurs paramètres et les modèles utilisés dans la simulation.

V-1. Régime statique

Il s'agit de simuler les caractéristiques de sortie $I_{DS}=f(V_{DS})$ et de transfert $I_{DS}=f(V_{GS})$. Pour les nouveaux matériaux qui n'existent pas dans la bibliothèque de Silvaco, nous utilisons la syntaxe C-Interpréter pour les définir. Les contacts Schottky et les états d'interfaces sont aussi introduits à partir de ce programme pour obtenir de meilleurs résultats, des résultats les plus près de la réalité. L'affichage des résultats est exécuté par le biais de Tonyplot.

V-1.1 Caractéristique de sortie I_{DS} - V_{DS}

La solution initiale est calculée en prenant la tension grille-source nulle ($V_{GS} = 0$ V) (déclaration initiale pour les tensions d'alimentations).

La barrière étant très mince, nous utilisons donc le modèle hydrodynamique.

Nous utilisons la méthode de Gummel Newton qu'il faut déclarer pour le calcul. Dans ce cas ; si la solution ne converge pas dans le cadre d'itérations Gummel, le programme passera automatiquement à l'algorithme de Newton.

Les contacts de la source et du drain sont supposés être ohmiques. Pour le contact Schottky assuré par la grille, on définit le travail de sortie du métal utilisé, dans le fichier d'entrée ATLAS. Cette déclaration de contact est nécessaire même si le matériel a été déjà utilisé dans la simulation. Comme ATLAS ne reconnaît pas tous les métaux, on introduit la valeur de la hauteur de la barrière de Schottky.

FLDMOB permet d'activer la dépendance de la mobilité des porteurs de charge sur le champ électrique. CONMOB est spécifié pour que la concentration soit prise en compte. On doit prendre la tension de drain variant de 0 V à 3 V. Cette partie de la simulation est réalisée en utilisant la méthode de Newton.

Pour simuler cette caractéristique ; nous faisons varier la tension grille-source (V_{GS}) de 0.2 V à - 0.8 V avec un pas de - 0.2 V pour les deux HEMTs. Les résultats sont représentés par les figures III.31 a et b.

Pour V_{GS} supérieure ou égale à 0 V ; la tension du coude est très petite pour le HEMT2, et elle est supérieure à 1.5 V pour le HEMT1. En revanche, ce dernier transistor présente un courant plus important. Les deux transistors présentent pratiquement la même conductance de sortie.

Entre 0 et 1 V ; le HEMT1 admet R_{ON} de l'ordre de 0.354 Ω .mm. Le HEMT2 a une résistance R_{ON} très petite.

Le courant de saturation est obtenu dans le HEMT2 plus vite que dans le HEMT1 ; cela est dû à la vitesse des électrons qui atteint son pic pour un champ électrique critique plus petit, dans le deuxième transistor que dans le premier.

Pour $V_{GS} = 0$ V ; Le HEMT1 admet une tension de coude $V_{Knee} = 0.52$ V et R_{ON} de l'ordre de 0.354 Ω .mm entre 0 et 1.5 V. Le HEMT2 a une tension de coude $V_{Knee} = 0.3$ V et une résistance R_{ON} environ 0.248 Ω .mm entre 0 et 0.3 V.

a)

b)

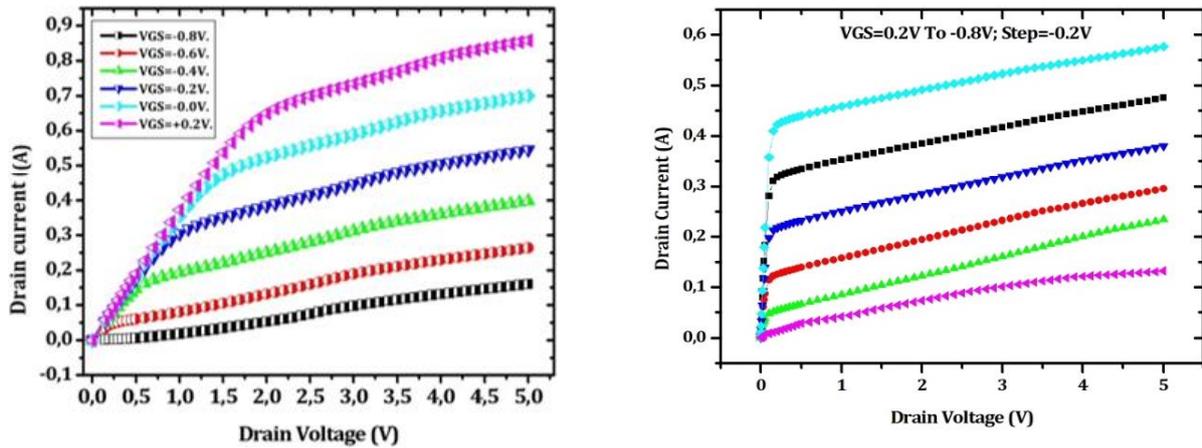


Figure III.31 : Caractéristiques de sortie I_{DS} - V_{DS} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

On peut comprendre le mécanisme d'augmentation du courant drain en simulant le profil de distribution du potentiel (2D) pour différentes valeurs de la tension drain-source (V_{DS}), à une tension grille-source nulle ($V_{GS} = 0$ V). Les résultats sont représentés par les figures III.32 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

Le potentiel diminue du top vers le substrat ; il passe de 6.07 V à -1.23 V pour le HEMT1, et de 3.47 V à -0.365 V pour le HEMT2.

a)

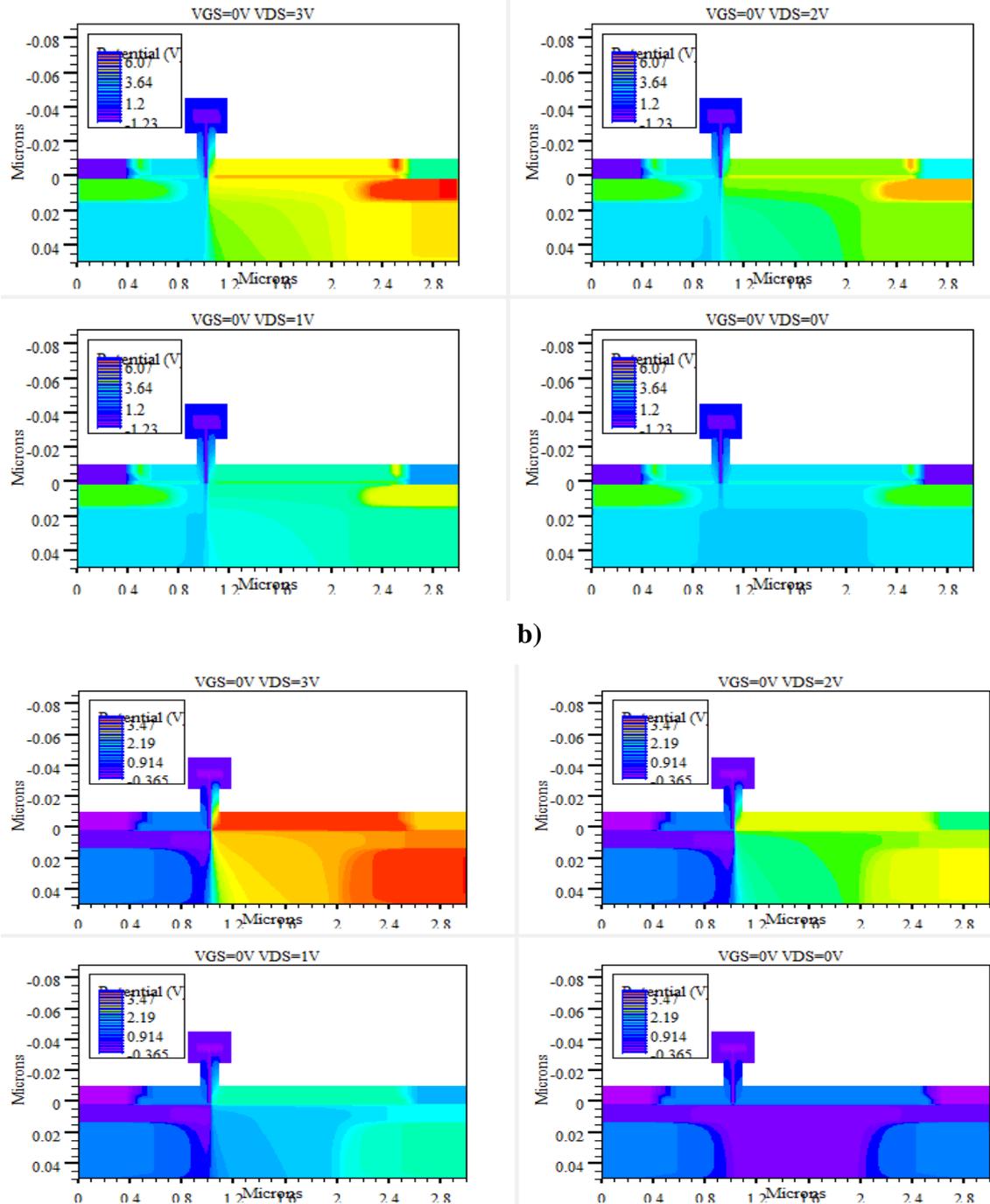


Figure III.32 : Profil de distribution du potentiel (2D) ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

V-1.2 Caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$

La simulation ATLAS nécessite une solution initiale à une polarisation nulle sur l'ensemble des contacts d'abord, dans tous les cas. Ceci fait ; nous simulons la caractéristique de transfert $I_{DS}-V_{GS}$ à différentes valeurs de V_{DS} pour les deux transistors, V_{GS} variant de 0.5 V à - 2 V. Les résultats sont donnés par les figures III.33 a et b.

a)

b)

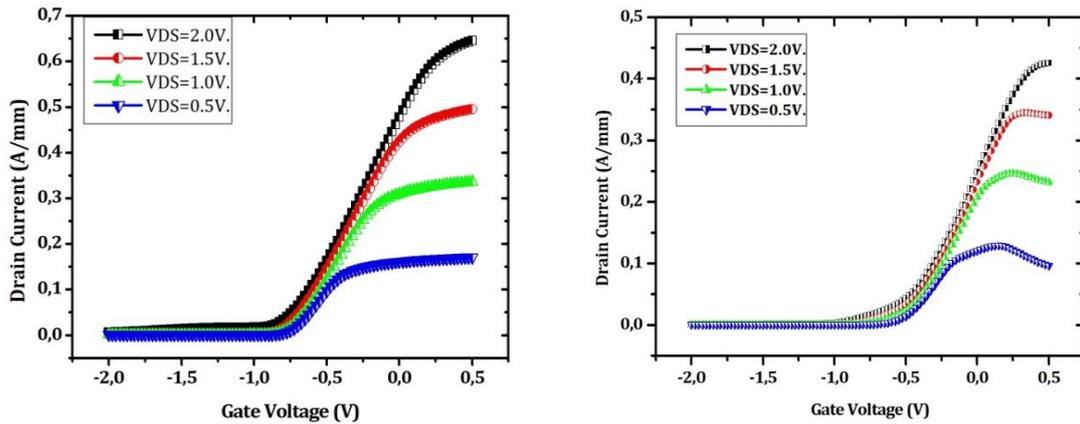


Figure III.33 : Caractéristique de transfert I_{DS} - V_{GS} pour $V_{DS} = 0.5$ V ; 1.0 V ; 1.5 V et 2 V ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

La tension grille-source (V_{GS}) doit être balayée à partir de zéro jusqu'à la valeur requise dans le cas où on ne considère pas de tensions V_{GS} positives. Dans le cas où V_{GS} nécessite des valeurs positives et négatives, deux balayages doivent être faits par la sauvegarde et le chargement de la solution à polarisation nulle. La simulation de la caractéristique I_{DS} - V_{GS} est ensuite réalisée.

La première étape consiste à simuler la solution pour $V_{GS} = -2$ V et $V_{DS} = 0$ V. Ensuite, on fait varier V_{GS} de -1.95 V à 0.5 V. Ceci est répété pour chaque valeur de V_{DS} (0.5, 1.0, 1.5 et 2.0 V) ; la condition distincte à polarisation nulle est chargée à chaque valeur de V_{DS} .

Des résultats plus précis peuvent être obtenus en utilisant le modèle physique hydrodynamique dans la simulation (Sung, 2011). La température du transistor n'est pas constante, en particulier en sortie de la grille. Pour être plus réaliste, la simulation commence par 300 K, puis la température doit augmenter dans la durée de simulation ; pour répondre à cette exigence on est obligé d'utiliser le mode GIGA qui simule le flux de chaleur dans le dispositif (Silvaco, 2010).

Le champ électrique à travers le canal augmente avec la tension drain appliquée et accélère les électrons ; ceci conduit à une augmentation du courant I_{DS} .

A $V_{GS} = 0$ V ; nous obtenons un courant qui varie de 150 à 450 mA/mm dans le HEMT1, et de 100 à 200 mA/mm dans le HEMT2 pour une tension V_{DS} variant entre 0.5 et 2.0 V. On peut voir aussi que le premier transistor admet une plus grande transconductance.

Les tensions de pincement à $V_{DS} = 2.0$ V, sont $V_P = -1.23$ V pour le HEMT1 et $V_P = -0.85$ V pour le HEMT2, ces valeurs sont données par la commande « Extract ».

Les deux transistors démontrent un bon contrôle de la grille sur le canal 2DEG (Krokidis, 2008). Les effets de canal court sont traduits par un décalage de la tension de seuil dans les deux transistors (Grasser, 2003).

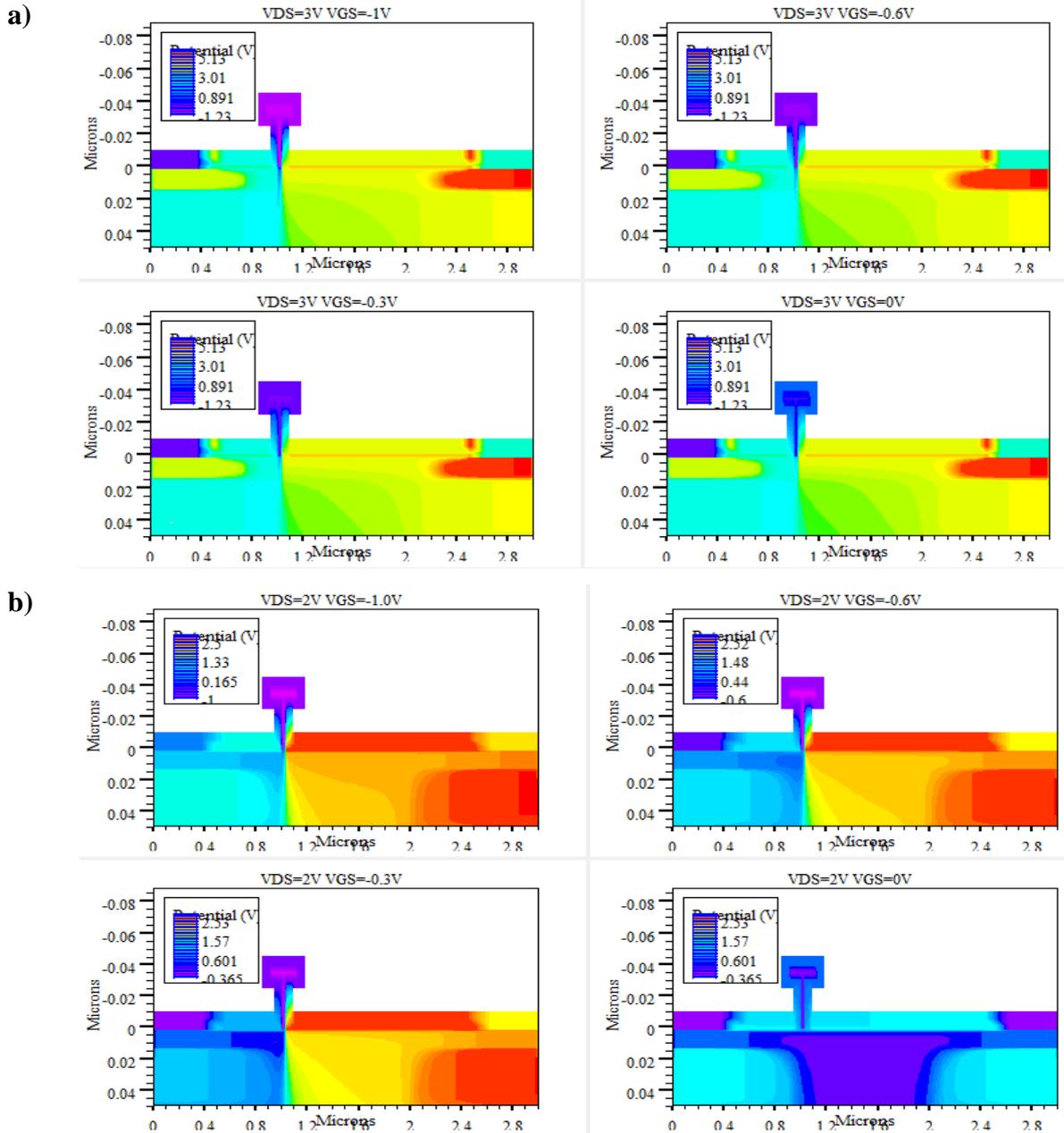


Figure III.34 : Profil de distribution du potentiel électrique en fonction de V_{GS} , pour V_{DS} constante ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Les figures III.34 a et b montrent le profil de distribution du potentiel électrique à travers les deux structures.

Pour le HEMT1 : $V_{DS} = 3V$ et $V_{GS} = -1V, -0.6V, -0.3V$ et $0V$;

Pour le HEMT2 : $V_{DS} = 2 \text{ V}$ et $V_{GS} = -1 \text{ V}, -0.6 \text{ V}, -0.3 \text{ V}$ et 0 V .

Le gradient de potentiel est très important du côté drain, et il diminue en allant vers la source où il devient très petit. A la jonction inverse de la grille côté drain, on a une valeur de tension inverse élevée au point de pincement.

V-1.3 Effet Kink

Dans les transistors à effet de champ ; l'effet Kink est souvent attribué à l'ionisation par impact comme la tension de claquage (Lungli, 1992), (Laloue, 2001), (Cuerdo, 2009).

La simulation de l'effet de Kink est très difficile ; on introduit le modèle d'ionisation par impact Selberherr (Grasser, 2003) qui a été largement utilisé à la température ambiante. Récemment, Valdinoci et al. ont étendu la gamme de températures simulée à 400 K et ont développé un modèle compact pour tenir compte de l'impact de la mobilité des électrons et des trous ionisés.

Nous représentons dans la figure III.35, la caractéristique de sortie courant drain en fonction de la tension de drain (I_{DS} - V_{DS}), pour différentes valeurs de la tension de grille (V_{GS}).

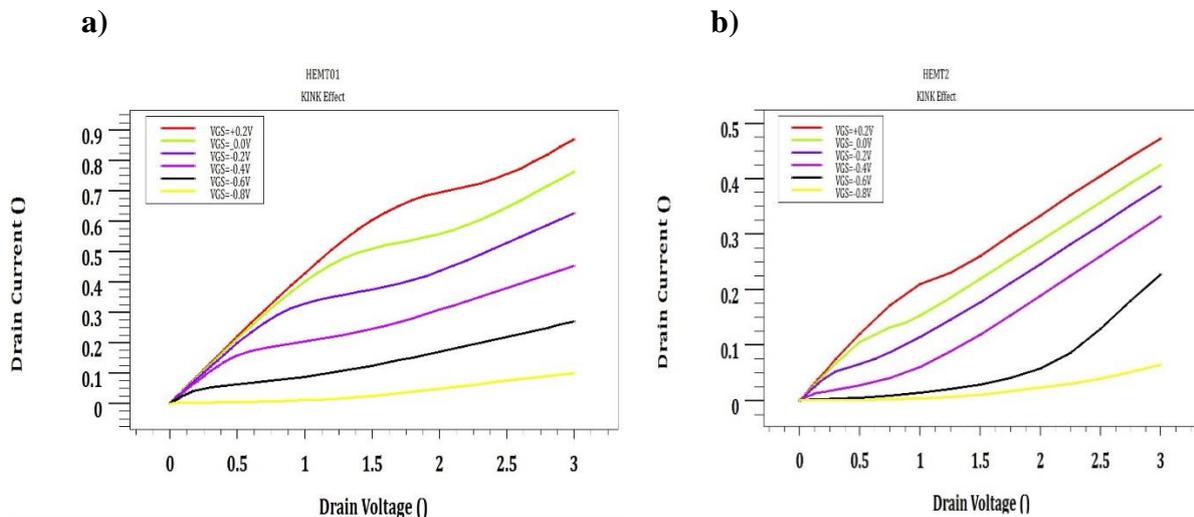


Figure III. 35 : Mise en évidence de l'effet Kink ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

L'effet Kink se manifeste par une augmentation du courant de sortie dans la zone de saturation même pour de très faibles valeurs de la tension grille-source (V_{GS}). Jusqu'à présent, il reste mal expliqué dans les HEMTs ; il semble être lié à un phénomène d'ionisation par impact et aux effets des pièges qui existent dans la structure, mais cela n'est pas certain et donc il demeure un sujet à investiguer (HORIO, 2000), (Ouarch, 1999). Les pièges impliqués seraient situés sous la grille, en particulier du côté drain. Cet effet est aussi attribué aux pièges

situés dans la couche tampon (Meneghesso, 2009). D'autres auteurs attribuent cela aux effets du piégeage assisté par le champ électrique.

Dans notre simulation, on le voit mieux dans le HEMT1, pour une tension de grille (V_{GS}) dépassant -0.2 V ; et il n'apparaît pas dans le HEMT2. Néanmoins, il existe et il est probablement dû à des pièges activés dans la couche barrière InAlN, dans le cas du HEMT1 ; mais il n'est pas prononcé et cela serait dû peut-être à la passivation utilisée.

V-1.4 Effet d'avalanche

Pour simuler cet effet, on doit déclarer « impact Selb » où le modèle d'ionisation par impact Selberherr est activé. On déclare un faisceau lumineux pour spécifier une source optique qui sert à amorcer le courant de conduction.

Le modèle tient compte de l'énergie thermique produite par les recombinaisons SSR. Pour le HEMT1, il est basé sur le modèle de Wachutka (Valdinoci, 1999) qui comprend toutes les sources thermiques ; une modélisation thermique réussie nécessite des conditions aux limites appropriées. Pour le HEMT2, nous avons pris le modèle classique.

Nous représentons dans la figure III.36, la variation du courant drain-source en fonction de la tension drain-source ($I_{DS}-V_{DS}$) pour différentes tensions grille-source (V_{GS}). Ceci nous permet de trouver la tension de claquage des transistors.

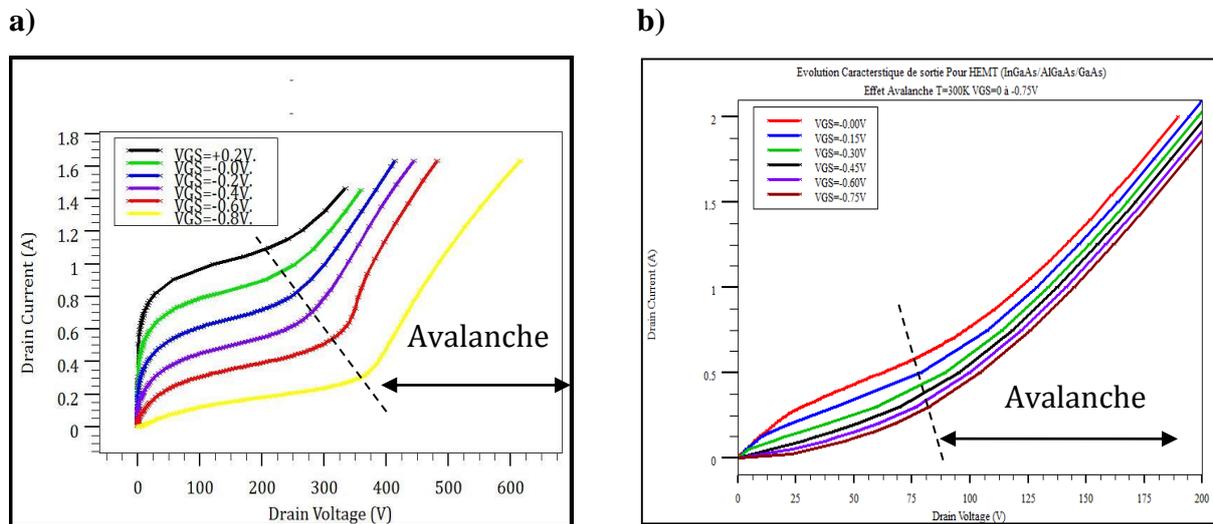


Figure III.36 : Mise en évidence de la tension de claquage sur les caractéristiques $I_{DS}-V_{DS}$ pour différentes valeurs V_{GS} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Le premier transistor démontre une tension de claquage comprise entre 200 et 375 V environ pour une tension de grille allant de + 0.2 V à - 0.8 V. Pour le deuxième HEMT ; cette tension varie de 70 à 80 V, pour une tension de grille comprise entre 0 V et - 0.75 V.

La tension de claquage augmente avec le gap du matériau utilisé, mais pas seulement. Elle est améliorée par l'utilisation du composé AlN dans la couche tampon et dans la couche espaceur pour le HEMT1.

V-1.5 Effet de la température

Sans spécification spéciale, ATLAS simule le comportement du transistor à des températures de fonctionnement faibles. D'une manière générale, les simulations peuvent être effectuées à une température aussi basse que 50 K sans perte de convergence quadratique ; en dessous de cette température, on a une convergence plus lente.

Lorsque la température diminue, la concentration intrinsèque des porteurs diminue. Dans les régions quasi-neutres, la concentration des porteurs minoritaires peut facilement descendre en dessous du flux minimum. Sur certaines machines de calcul, ATLAS pourrait avoir du mal à calculer les quasi-niveaux de Fermi des porteurs minoritaires.

Dans ce cas, d'autres itérations sont nécessaires, le modèle GIGA utilisé avec l'instruction METHODE peut améliorer la convergence. GIGA utilise automatiquement la dépendance des modèles physiques qui sont spécifiques pour une température donnée. Lorsque l'échauffement du réseau est spécifié, les valeurs dépendant de la température sont évaluées localement à chaque point dans le dispositif. Lorsque ceci n'est pas possible, tous les points du dispositif seront supposés être à la température spécifiée.

Le modèle du bilan d'énergie exothermique utilise les mêmes dépendances de la mobilité et de l'ionisation par impact sur la température comme dans le cas de l'équilibre énergétique, mais avec des coefficients qui dépendent de la température locale du réseau. Les coefficients d'ionisation par impact dépendent de la température du réseau.

Lors du démarrage de la simulation, il est inutile de préciser les modèles qui ne comprennent pas la dépendance sur la température. Pour les mobilités, on ne spécifie pas CONMOB ; on spécifie plutôt ANALYTIC. Pour les coefficients d'ionisation par impact, on spécifie le modèle SELBERHERR.

Les figures III-37 a et b représentent les caractéristique $I_{DS}-V_{DS}$ et $I_{DS}-V_{GS}$ pour différentes valeurs de la température : 250 K, 300 K, 350 K et 400 K.

La mobilité des porteurs de charge augmente avec la température ; les interactions électrons-électrons et électrons-phonon augmentent également, ce qui diminue le courant de sortie. Le phénomène est bien visible sur les caractéristiques simulées.

La pente de la courbe $I_{DS}-V_{GS}$ est pratiquement constante ; la température influe donc peu sur le contrôle du canal et la fréquence de fonctionnement.

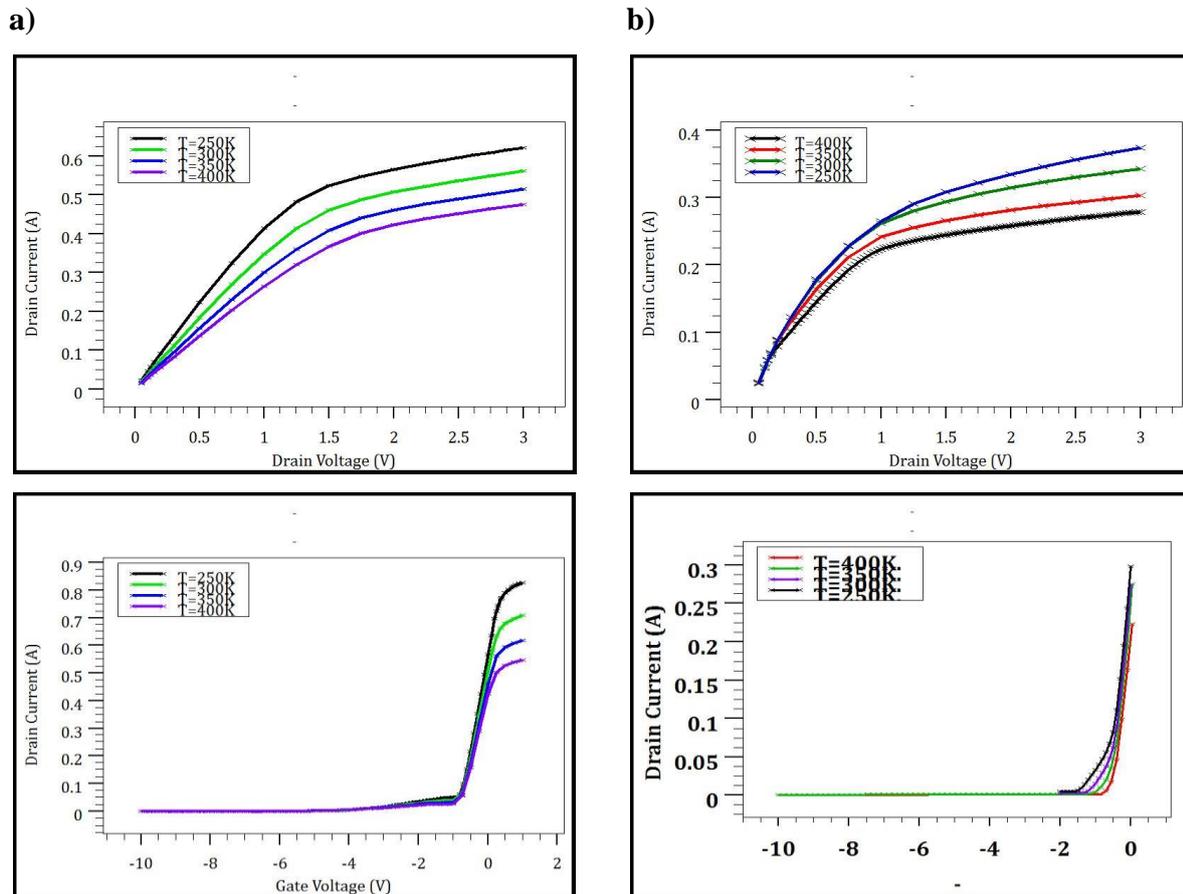


Figure IV-37 : Effet de la température sur les caractéristiques I(V) ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

V-1.6 Courants de fuite et de commutation

La grille présente toujours un courant de fuite qui est plus ou moins important, selon les matériaux utilisés et la structure du transistor. Il est donc important de connaître ce courant de fuite, ainsi que les courants de conduction I_{ON} et de blocage I_{OFF} d'un transistor donné.

Ces courants de fuite sont essentiellement dus au courant sous seuil souvent dit en anglais : Sub-threshold current.

La figure III.38 représente le courant de fuite qui est donné par la valeur maximale du courant de grille. La figure III.39 représente I_{ON} qui est le courant I_{DS} pour $V_{DS} = 5.0$ V et $V_{GS} = 0$ V, et I_{OFF} qui est le courant I_{DS} pour $V_{DS} = 0$ V et $V_{GS} = V_P$.

Ces effets sont observés en raison de la courte longueur de grille, ils sont appelés effets de canal court (SCE). Nous obtenons un plus faible courant de fuite et un plus grand rapport I_{ON}/I_{OFF} pour le HEMT1. Un grand rapport I_{ON}/I_{OFF} indique la qualité du dispositif, autrement dit une faible perte. Les valeurs obtenues sont données par le tableau III.3.

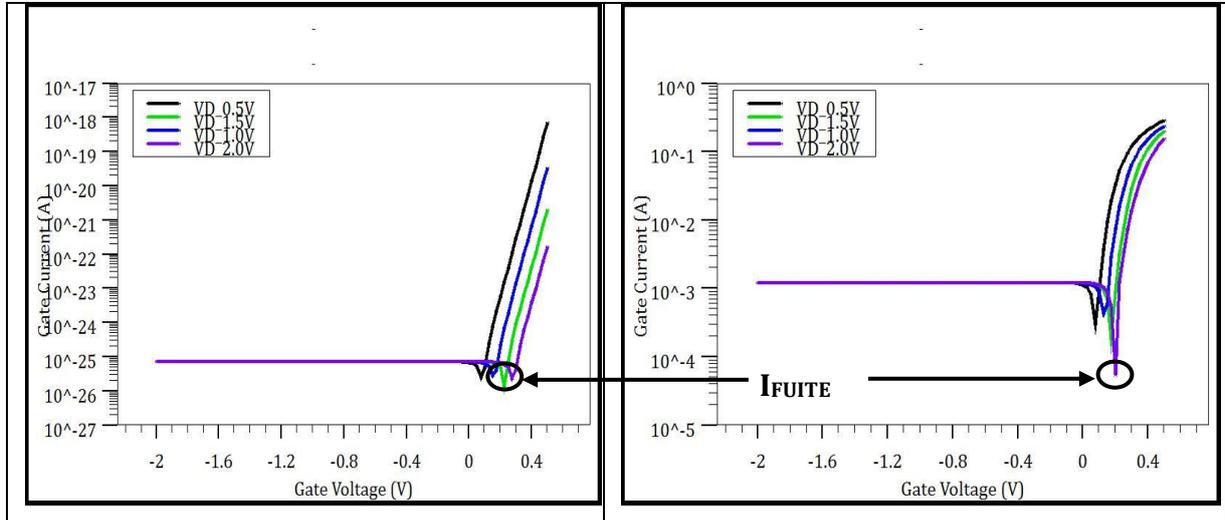


Figure III.38 : Courant de fuite ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

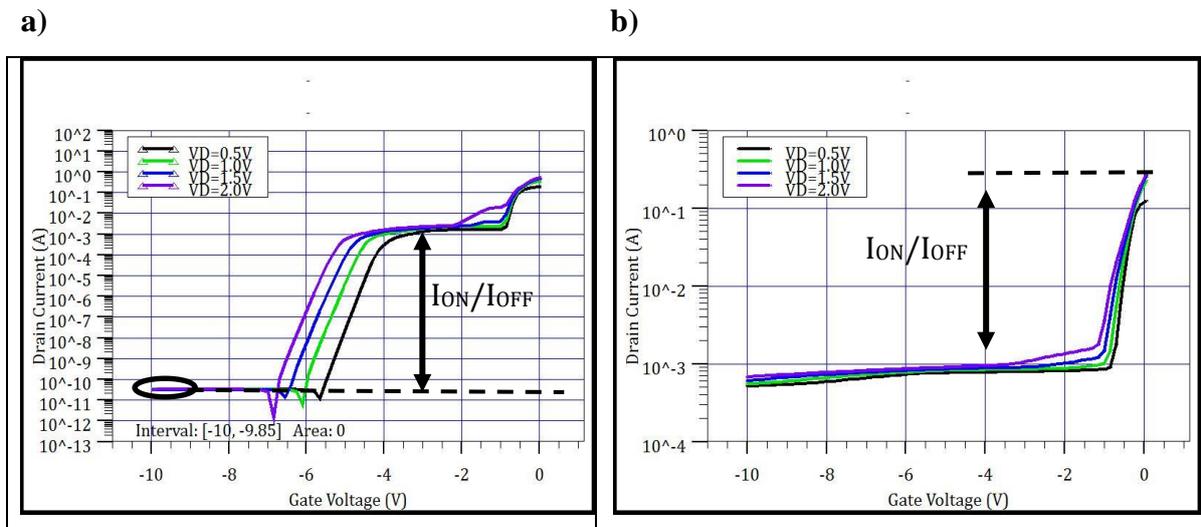


Figure III.39 : Courants I_{ON} et I_{OFF} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

	HEMT 1	HEMT 2
I_{Fuite} (A)	9×10^{-25}	2×10^{-4}
I_{ON} (A)	6×10^{-3}	3×10^{-1}
I_{OFF} (A)	7×10^{-11}	8×10^{-4}
I_{ON}/I_{OFF}	8×10^8	2×10^3

Tableau III.3 : Courant de fuite ; I_{ON} , I_{OFF} et leur rapport.

V-1.7 Abaissement de barrière induit par drain (DIBL)

En augmentant, la tension drain-source (V_{DS}) a pour effet d'abaisser la barrière de potentiel entre la source et le canal quand ils sont trop proches.

L'abaissement de barrière induit par drain (en anglais : Drain Induced Barrier Lowering DIBL) est un phénomène plus important pour les tensions de drain élevées dans les transistors à canaux courts et il est surtout utilisé pour les applications numériques ; il est exprimé en mV/V.

La pente sous-seuil (Sub-threshold Swing : SS) est déterminée sur la caractéristique $\log(I_{DS})$ en fonction de V_{GS} . Elle correspond à la tension grille-source à appliquer pour diminuer le courant de drain d'une décade. Elle est obtenue pour des valeurs de V_{GS} proches du pincement, et elle est définie en mV/dec (variation de V_{GS} quand I_{DS} est divisé par dix).

Sur la figure III.40, nous représentons le courant drain en fonction de la tension grille pour deux valeurs de V_{DS} .

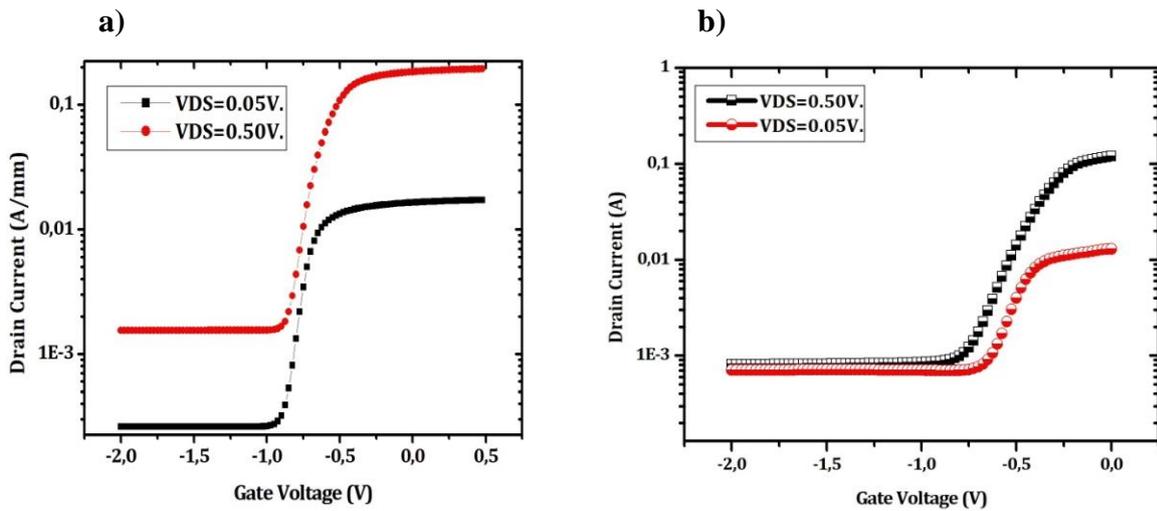


Figure III.40 : Mise en évidence du DIBL ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

	HEMT1	HEMT2
$V_{DS} = 0.05 \text{ V}$	$V_{TH} = - 0.7767 \text{ V}$	$V_{TH} = - 0.488 \text{ V}$
$V_{DS} = 0.5 \text{ V}$	$V_{TH} = - 0.8017 \text{ V}$	$V_{TH} = - 0.584 \text{ V}$
DIBL (mV/V)	55.55	213.33

Nous trouvons un DIBL de 213.33 mV/V pour le HEMT2, ce qui est grand. Par contre, nous avons une valeur de 55.55 mV/V pour le HEMT1 ; c'est une très bonne valeur comparée aux résultats trouvés dans la littérature, à la température ambiante.

Pour le calcul du subthreshold swing, nous avons fixé $V_{DS} = 5 \text{ V}$ pour le HEMT1 et $V_{DS} = 4 \text{ V}$ pour le HEMT2 ; nous avons trouvé $SS = 262 \text{ mV/dec}$ et $SS = 31 \text{ mV/dec}$ respectivement pour les deux transistors.

V-1.8 Auto-échauffement

Pour montrer l'effet d'auto-échauffement, on trace la courbe du courant drain-source en fonction de la tension drain-source ($I_{DS}-V_{DS}$) pour différentes valeurs de la tension de grille V_{GS} . Ceci est illustré par la figure III.41.

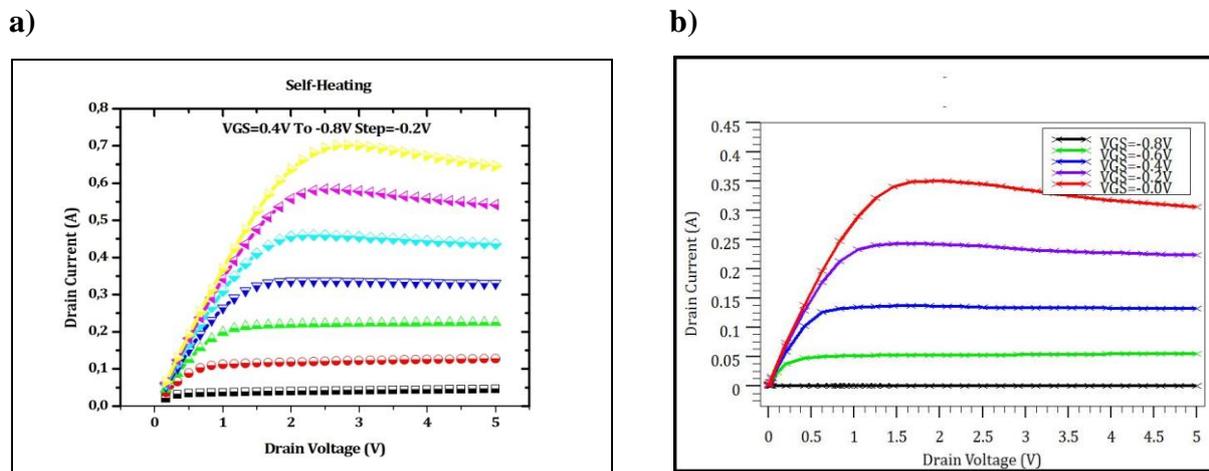


Figure III.41 : Mise en évidence de l'effet d'auto-échauffement ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Pour éviter une température excessive, les matériaux qui constituent un transistor HEMT doivent avoir une bonne conductivité thermique. L'épaisseur des couches influencent aussi la conductivité thermique, surtout dans le cas de couches minces.

La température augmente essentiellement avec le courant de sortie I_{DS} , et donc quand la tension V_{DS} augmente.

Les électrons circulant dans le canal sont accélérés par le champ électrique. Si celui-ci est suffisamment élevé, des trous sont collectés par l'électrode de grille et des électrons par l'électrode de drain ; ce phénomène peut provoquer l'émission de lumière.

Cet effet conduit à une réduction de la mobilité des porteurs par l'augmentation des collisions, à une augmentation de la tension de coude et une baisse de conductance pour les grandes valeurs des tensions de grille et de drain ; le courant et la puissance de sortie baissent.

L'auto-échauffement est lié à de nombreux phénomènes, comme les pièges de surfaces, l'épaisseur et le type de matériau de passivation (Haghshenas, 2011), l'effet tunnel et les courants de fuite qui peuvent contribuer à la modulation des charges piégées (Meneghesso, 2009).

V-2. Régime dynamique

DEVEDIT est utilisé pour construire les structures des HEMTs et ATLAS pour la simulation. On définit alors les contacts, les matériaux et les modèles physiques. Le travail de sortie (d'extraction) de la grille est aussi déclaré. Les paramètres des matériaux sont spécifiés ainsi que les modèles.

Le mécanisme de recombinaison est introduit par Shockley-Read-Hall ; FLDMOB permet d'activer la dépendance de la mobilité des porteurs de charge sur le champ électrique, il est appliqué à toutes les régions.

Pour les régions GaN, AlN, GaAs et AlGaAs, nous appliquons CONMOB et les paramètres de recombinaison (TAUN et TAUP). Pour les régions InGaAs et InAlN, les mobilités à faible champ et les durées de vie des porteurs de charge sont explicitement spécifiées. L'alignement de bande est aussi déclaré avec les matériaux.

La simulation AC utilise le même point initial comme la simulation DC ; la grille est mise à la terre ($V_{GS} = 0$ V) et le drain est à 0.5 V.

Un signal alternatif de fréquence 1 MHz est appliqué au niveau de grille de chaque dispositif.

Le paramètre « fstep » est introduit pour définir le pas de variation de la fréquence. Le paramètre « mult.f » peut être appliqué sous forme d'un multiplicateur de fréquence plutôt que « fstep » qui assure une somme.

V-2.1 Transconductance

Les figures III.42 a et b présentent la variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source $g_m = f(V_{GS})$, à différentes valeurs de la tension drain-source V_{DS} ; pour les deux transistors.

La transconductance g_m est définie par la variation du courant de sortie I_{DS} par rapport à la variation de la tension grille V_{GS} , pour une tension drain V_{DS} donnée.

La fréquence de transition d'un HEMT lui est directement proportionnelle ; on aura donc intérêt à avoir une grande valeur de g_m si le transistor est appelé à fonctionner en hautes fréquences.

Pour une tension V_{DS} donnée, nous voyons que g_m augmente avec V_{GS} pour atteindre un pic, puis elle diminue. La transconductance est maximum à une tension V_{GS} pour laquelle la mobilité des électrons est maximale.

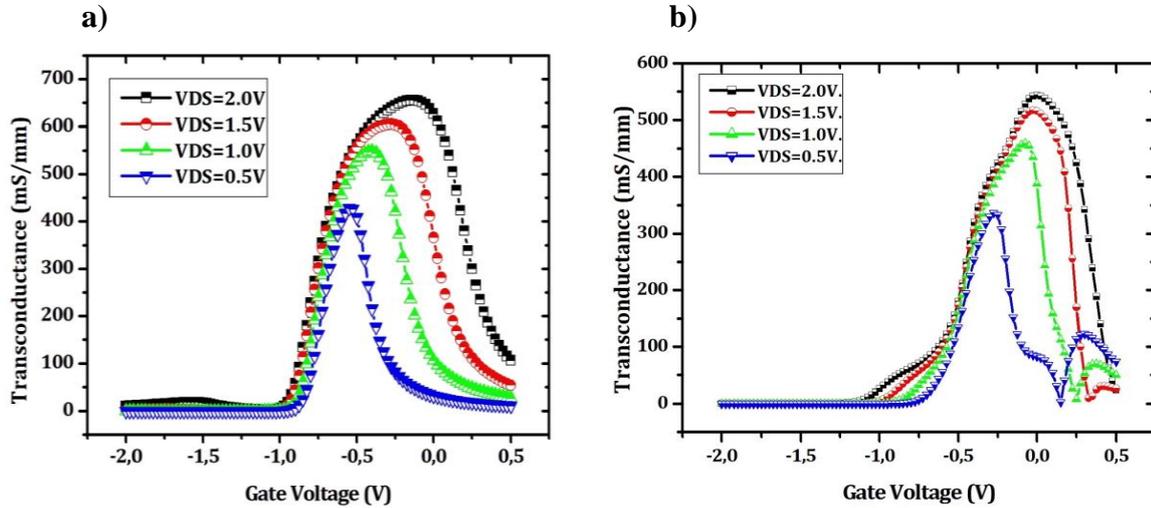


Figure III.42 : Transconductance g_m en fonction de la polarisation grille-source V_{GS} ;

a) HEMT1 et b) HEMT2.

Une grande pente de la transconductance signifie qu'on a un bon contrôle de la grille sur le canal. La transconductance maximale augmente avec V_{DS} et se décale vers une tension V_{GS} plus grande. Les valeurs de g_m obtenues nous permettent de dire que le HEMT1 est plus apte que le HEMT2, en haute fréquence. Pour $V_{DS} = 2.0 \text{ V}$; nous obtenons une transconductance maximum égale à 690 mS/mm pour le HEMT1, et 578 mS/mm pour le HEMT2.

Ces valeurs obtenues sont supérieures à des valeurs précédemment rapportées pour des structures similaires basées sur l'hétérostructure AlGaIn/GaN (Xue, 2012), ce serait dû aux effets indésirables qui existeraient dans une structure réelle et qui ne sont pas prises en compte dans notre simulation.

Un phénomène est visible dans le cas du deuxième transistor, la courbe de g_m est distordue pour les grandes valeurs de V_{GS} (entre 0 et 0.5 V à peu près) ; cela serait dû à un comportement des diodes formées par les trois jonctions des électrodes dans le transistor.

V-2.2 Capacité C_{GD}

Les figures III.43 a et b représentent la variation de la capacité entre la grille et le drain en fonction de la tension grille-source $C_{GD} = f(V_{GS})$, à différentes tensions drain-source.

HEMT1 :

- Pour $V_{GS} \leq V_{GS0}$; la capacité C_{GD} est comprise entre 20 fF/ μm (à $V_{DS} = 0.5$ V) et 40 fF/ μm (à $V_{DS} = 1.5$ V et $V_{DS} = 2.0$ V).
- Pour $V_{GS} \geq V_{GS0}$; C_{GD} diminue un peu pour entamer une croissance rapide puis elle se sature à + 0.5 V.

HEMT2 :

- Pour $V_{GS} \leq V_{GS0}$; la capacité C_{GD} est de l'ordre de 22 fF/ μm .
- Pour $V_{GS} \geq V_{GS0}$; on a pratiquement le même phénomène observé dans les courbes de la transconductance ; nous pensons qu'un effet tunnel se produit : la jonction grille-drain se comporte comme une diode tunnel.

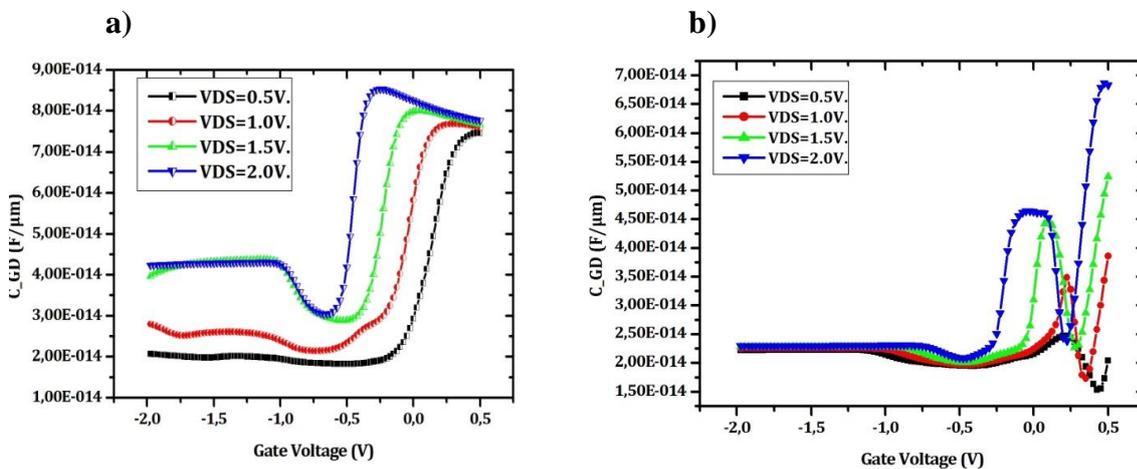


Figure III.43 : Capacité grille-drain en fonction de la tension grille-source $C_{GD} = f(V_{GS})$, à différentes tensions V_{DS} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

V-2.3 Capacité C_{GS}

Les figures III.44 a et b représentent la variation de la capacité entre la grille et la source en fonction de la tension grille-source $C_{GS} = f(V_{GS})$, à différentes tensions drain-source.

Nous pouvons dire d'une manière générale que la capacité C_{GS} est pratiquement la même pour V_{GS} inférieure à la tension de pincement, et elle varie peu avec la tension V_{DS} , pour les deux transistors ; elle est de l'ordre de 25 fF/ μm . Au-delà de V_{GS0} , C_{GS} augmente et on a le même phénomène dans le HEMT2 comme précédemment. Pour V_{GS} comprise entre -1.0 V et -0.5 V, C_{GS} admet une plus grande croissance dans le HEMT1.

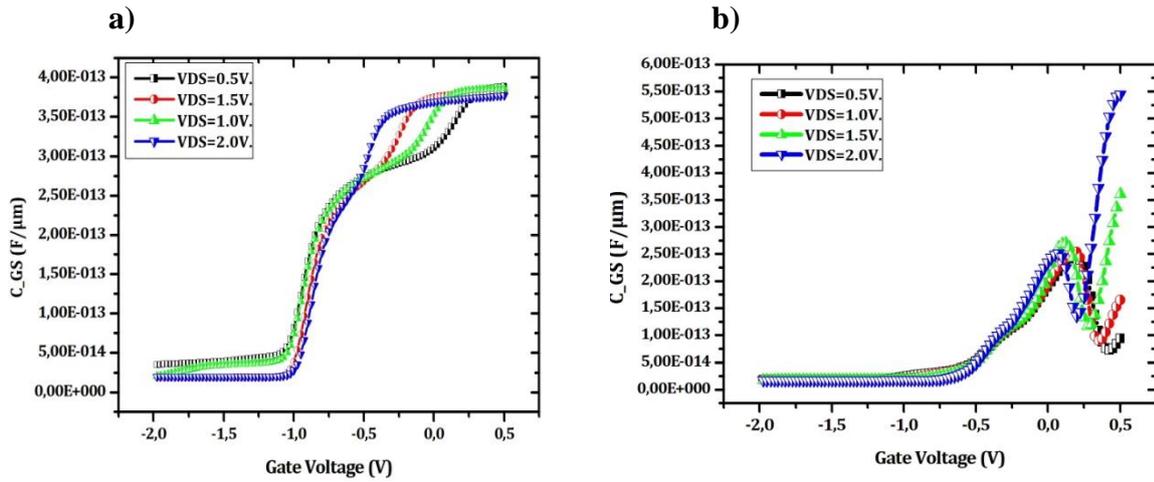


Figure III.44 : Capacité grille-source en fonction de la tension grille-source $C_{GS} = f(V_{GS})$, à différentes tensions V_{DS} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

V-2.4 Capacité C_{DS}

Les figures III.45 a et b représentent la variation de la capacité entre le drain et la source en fonction de la tension grille-source $C_{DS} = f(V_{GS})$, à différentes tensions drain-source.

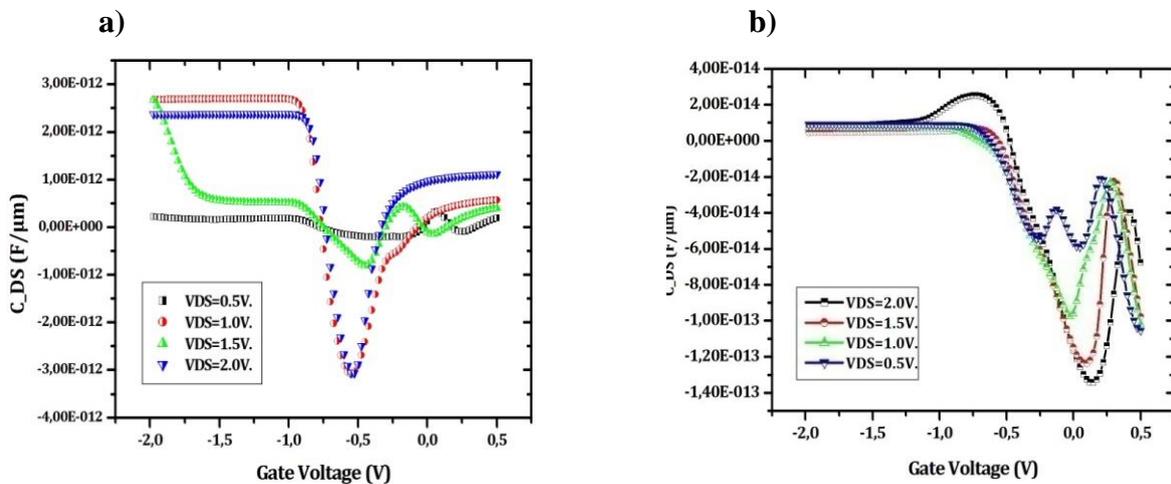


Figure III.45 : Capacité drain-source en fonction de la tension grille-source $C_{DS} = f(V_{GS})$, à différentes tensions V_{DS} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

HEMT2 :

- Dans l'état bloqué ; nous obtenons une capacité drain-source (C_{DS}) de l'ordre de 10 $fF/\mu m$.
- Pour $V_{GS} \geq V_{GS0}$; le même phénomène se répète, mais avec une capacité négative.

HEMT1 :

- Dans l'état bloqué ; nous obtenons une capacité drain-source (C_{DS}) pratiquement nulle pour $V_{DS} = 0.5$ V, de l'ordre de 2.5 pF/ μm pour $V_{DS} = 1.0$ V et 2.0 V.
Pour $V_{DS} = 1.5$ V ; C_{DS} décroît rapidement de 2.5 pF/ μm à 0.5 pF/ μm . C'est un phénomène qui reste inexplicable.
- Pour $V_{GS0} \leq V_{GS} \leq -0.25$ V ; nous obtenons une capacité négative.

Ce qui est réellement calculé, c'est la capacité différentielle en fonction de la tension appliquée ; elle représente le changement de la charge de surface en fonction de la tension appliquée V_{GS} pour une tension drain (V_{DS}) fixée. Pour les deux capacités C_{GS} et C_{GD} , nous avons trouvé des caractéristiques plus ou moins conventionnelles.

Entre la source et le drain, nous trouvons des capacités négatives dans un intervalle de valeurs V_{GS} pour les deux HEMTs.

Comme son nom l'indique, la capacité est la capacité d'un matériau à stocker une charge électrique. Les capacités ordinaires, trouvées dans tous les dispositifs électroniques, emmagasinent une charge électrique quand une tension leur est appliquée. Ce nouveau phénomène a une réponse paradoxale : quand la tension appliquée augmente, la charge du condensateur virtuel diminue dans un certain intervalle de tensions V_{GS} .

Une telle capacité pourrait réduire la puissance consommée dans le transistor par au moins un ordre de grandeur sinon plus. Cela permettrait une vie aux batteries de téléphone portable plus longue, et une consommation plus petite dans les ordinateurs ; et plus important encore, cela pourrait prolonger par des décennies la tendance vers des processeurs plus rapides et plus petits.

La capacité C_{DS} représente la capacité du dispositif global ; obtenir une capacité C_{DS} négative est peut-être un grand pas dans la technologie des HEMTs, et surtout ceux à base de GaN. Une capacité négative a été jusqu'à présent démontrée avec des matériaux ferroélectriques, mais jamais avec des semiconducteurs tels que GaAs et GaN.

Nous trouvons dans notre simulation une capacité drain-source négative dans le HEMT1 pour une tension V_{GS} aux alentours de -0.5 V, et dans le HEMT2 pour une tension V_{GS} aux alentours de $+0.2$ V. Dans le HEMT1, le minimum est $C_{DS} \cong -3$ pF/ μm à $V_{DS} = 2.0$ V ; dans le HEMT2, le minimum est $C_{DS} \cong -0.14$ pF/ μm à $V_{DS} = 0.5$ V. Si cela s'avère juste, le transistor pourrait être utilisé dans la gamme de V_{GS} où C_{DS} est négative.

Pour $V_{DS} = 2$ V, les différentes capacités en F/ μm sont données par le tableau III.4.

	HEMT1	HEMT2
V_{GS} [V]	$V_{TH} = -0.728309$ V $I_{DSS} = 0.352149$	$V_{TH} = -0.464982$ V $I_{DSS} = 0.248521$
- 1.0	$C_{gs} = 3.52673e-014$ $C_{ds} = 2.73077e-012$ $C_{gd} = 4.3104e-014$	$C_{gs} = 2.35735e-014$ $C_{ds} = 1.60587e-014$ $C_{gd} = 2.13875e-014$
- 0.5	$C_{gs} = 2.78265e-013$ $C_{ds} = 2.37528e-012$ $C_{gd} = 2.80137e-014$	$C_{gs} = 5.16782e-014$ $C_{ds} = 6.4638e-015$ $C_{gd} = 1.95843e-014$
- 0.3	$C_{gs} = 3.13797e-013$ $C_{ds} = 5.90679e-013$ $C_{gd} = 3.68198e-014$	$C_{gs} = 1.03574e-013$ $C_{ds} = 4.31546e-014$ $C_{gd} = 1.97403e-014$
0.0	$C_{gs} = 3.77103e-013$ $C_{ds} = 2.5763e-013$ $C_{gd} = 7.88536e-014$	$C_{gs} = 1.89017e-013$ $C_{ds} = 1.1637e-013$ $C_{gd} = 2.15459e-014$

Tableau III.4 : Différentes capacités des deux transistors.

V-2.5 Résistance R_{DS}

Les figures III.46 a et b présentent la variation de la résistance drain-source R_{DS} en fonction de la tension grille-source pour différentes tensions drain-source.

Pour V_{GS} inférieure à la tension de pincement, la résistance drain-source est non nulle augmentant avec la tension drain appliquée ; elle est plus petite dans le HEMT1 que dans le HEMT2. Quand V_{GS} dépasse V_{GS0} , R_{DS} s'annule.

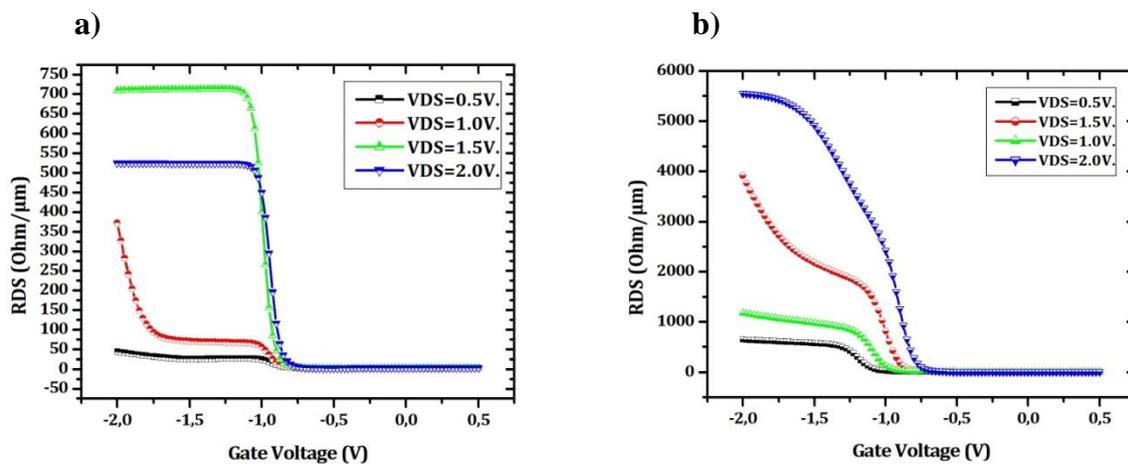


Figure III.46 : Résistance drain-source R_{DS} en fonction de la tension grille-source V_{GS} pour différentes valeurs de la tension drain-source V_{DS} ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Les principales valeurs obtenues en régime dynamique petit signal, sont répertoriées dans le tableau III.5.

Résultats obtenus	HEMT1	HEMT2
I_{DSS} [A/mm] à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 5$ V	0.699	0.425
V_P [V] à $V_{DS} = 2.0$ V	-1.23	-0.85
G_{mmax} [mS/mm]	690	578
R_{DSmax} [k $\Omega/\mu\text{m}$]	0.7	5.5
C_{GSmax} [pF/ μm]	0.38	0.56
C_{GDmax} [fF/ μm]	85	67.5
C_{DSmax} positive [fF/ μm]	2800	29
C_{DSmax} négative [pF/ μm]	-3	-0.14

Tableau III.5 : Résultats obtenus pour les deux transistors.

V-2.6 Gains extrinsèques petit signal

Les courants, les tensions et les paramètres AC sont enregistrés dans le fichier journal et les informations sur la structure interne sont enregistrées dans un fichier de solution.

La polarisation en courant continu est fixée à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 2$ V.

Un signal alternatif de fréquence variable entre 1 Hz et 1.2 THz, est donc appliqué aux transistors pour calculer le gain en courant H_{21} , le gain unilatéral en puissance (U), le gain maximum stable (maximum stable power gain : MSG) et le gain maximum disponible (maximum available gain : MAG) appelé aussi gain de transducteur maximum (MTG), qui sont tous déterminés à partir des paramètres S_{ij} des transistors.

- Le gain en courant H_{21} (sortie court-circuitée) est obtenu théoriquement par conversion des paramètres S_{ij} en paramètres H_{ij} .
- Le gain maximum disponible correspond au maximum de transfert de puissance entre l'entrée et la sortie quand elles sont en adaptation optimale ; ceci est réalisé si le facteur de stabilité (Stern stability factor) $K > 1$. Quand le transistor est instable ($K < 1$), on ne peut pas calculer ce gain.
- Le gain unilatéral en puissance correspond aux conditions précédentes, et en plus il faut une adaptation en contre-réaction $S_{12} = 0$.

Le gain en courant, le gain maximum disponible et le gain unilatéral en puissance nous déterminent les performances hyperfréquences des transistors ; ils sont les plus importants.

Les résultats sont représentés par les figures III.47 a et b, respectivement pour le HEMT1 et le HEMT2.

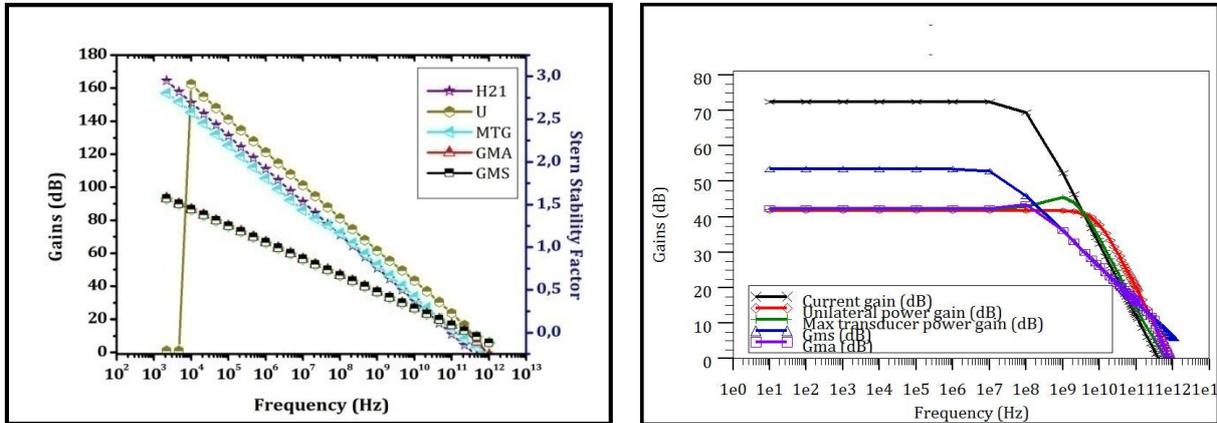


Figure III.47 : Caractéristiques des gains en fonction de la fréquence à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 2$ V ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

HEMT1 : Le gain maximum en courant est égal à 165 dB, jusqu'à une fréquence de 1 kHz.

La fréquence de transition (f_T) est de 925 GHz.

La valeur maximale du gain en puissance unilatérale est 162 dB.

La fréquence maximale d'oscillation est égale à 1.1 THz.

HEMT2 : Le gain maximum en courant est égal à 72 dB, jusqu'à une fréquence de 1 kHz.

La fréquence de transition (f_T) est de 460 GHz.

La valeur maximale du gain en puissance unilatérale est 42 dB.

La fréquence maximale d'oscillation est égale à 820 GHz.

Les gains stables maximaux pour HEMT1 et HEMT2 sont respectivement de l'ordre de 97 dB et 53.6 dB.

Cette différence de valeur entre les fréquences des deux transistors est due à la vitesse de saturation des porteurs qui plus grande dans le premier transistor.

V-2.7 Performances en puissance hyperfréquence

Nous fixons les tensions continues V_{DS} à 30 V et V_{GS} à -5 V, puis nous appliquons dix niveaux de signal d'entrée allant de 1.75 V à 4 V à l'aide des instructions de boucle. Toutes les impulsions appliquées ont une durée de 100 ps, soit une fréquence de 10 GHz

(bande X). Cela signifie que les transistors fonctionnent sous grand signal et grande fréquence, ils sont donc soumis à des conditions extrêmes de distorsion.

Nous simulons les signaux v_D , v_G , i_D et i_G dans le mode d'impulsions, pour les deux transistors. Les résultats obtenus sont illustrés par les figures III.48 a et b.

Chacune de ces formes d'ondes est appliquée à la grille de commande avec une amplitude croissante de 1.75 V à 4.0 V, à l'aide des instructions de boucle. Après simulation de chaque forme d'onde, un certain nombre de paramètres du signal sont calculés.

D'abord les tensions crête d'entrée et de sortie sont extraites, dans le temps. Puis les courants d'entrée et de sortie sont extraits en même temps que se produisent les tensions de crête.

Pour le HEMT2 ; le courant grille et le courant drain augmentent avec le niveau appliqué, sans atteindre la saturation (sans être distordus). Pour le HEMT1 ; le courant grille reste constant avec une faible amplitude, et le courant drain est distordu à partir de la valeur de l'échelon égale à 3.25 V ; cela signifie qu'il admet un grand courant de sortie.

Il est important d'extraire les courants et les tensions de crête en même temps, afin de tenir compte de leur déphasage ; cela intervient dans la puissance de sortie, le gain en puissance et l'efficacité en puissance ajoutée pour une puissance d'entrée donnée.

Ces différentes puissances sont représentées par les figures III.49 a et b.

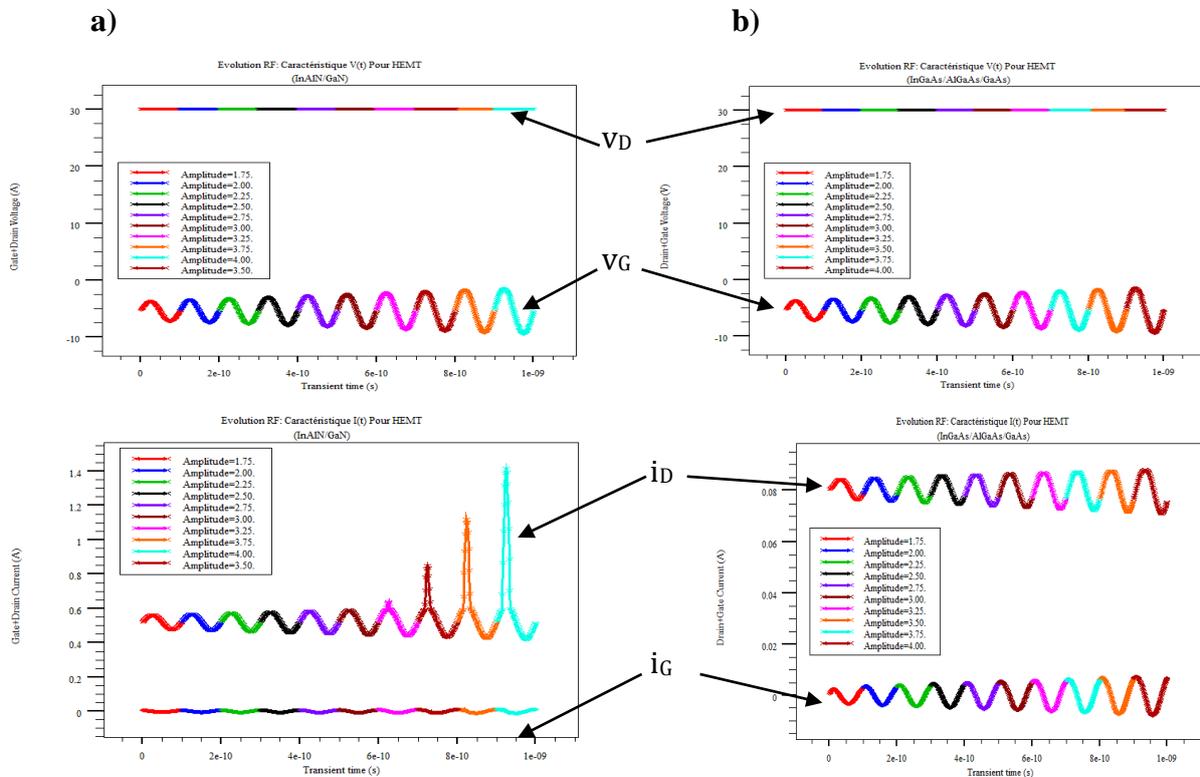


Figure III.48 : v_D , v_G , i_D et i_G pour un signal d'entrée de 1.75 V à 4 V, à une polarisation $V_{DS} = 30$ V et $V_{GS} = -5$ V ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Il serait utile de rappeler que l'unité dBm (ou dBmW) est une abréviation du rapport de puissance en décibels (dB) entre la puissance mesurée et un milliwatt (mW). Elle est commode comme unité pour la mesure de puissance absolue en raison de sa capacité à exprimer à la fois des valeurs très grandes et très petites sous une forme abrégée. Il existe aussi les dB, qui sont un rapport à un watt (1000 mW).

Pour exprimer une puissance P (W) en x (dBm), ou vice et versa, on peut utiliser les équations suivantes :

$$x = 10 \cdot \log_{10}(1000P) \quad \text{ou} \quad x = 10 \cdot \log_{10}P + 30$$

Et

$$P = \frac{10^{x/10}}{1000} \quad \text{ou} \quad P = 10^{(x-30)/10}$$

Les résultats de simulation des HEMTs InAlN/GaN et AlGaAs/InGaAs sont calculés dans une large gamme de tensions de polarisation, de 0 V à 30 V pour V_{DS} , et de 0 V à -5 V pour V_{GS} . La puissance d'entrée est fixée à 16 dBm, soit 39.81 mW ; et la fréquence se situe entre 9 GHz et 11.5 GHz.

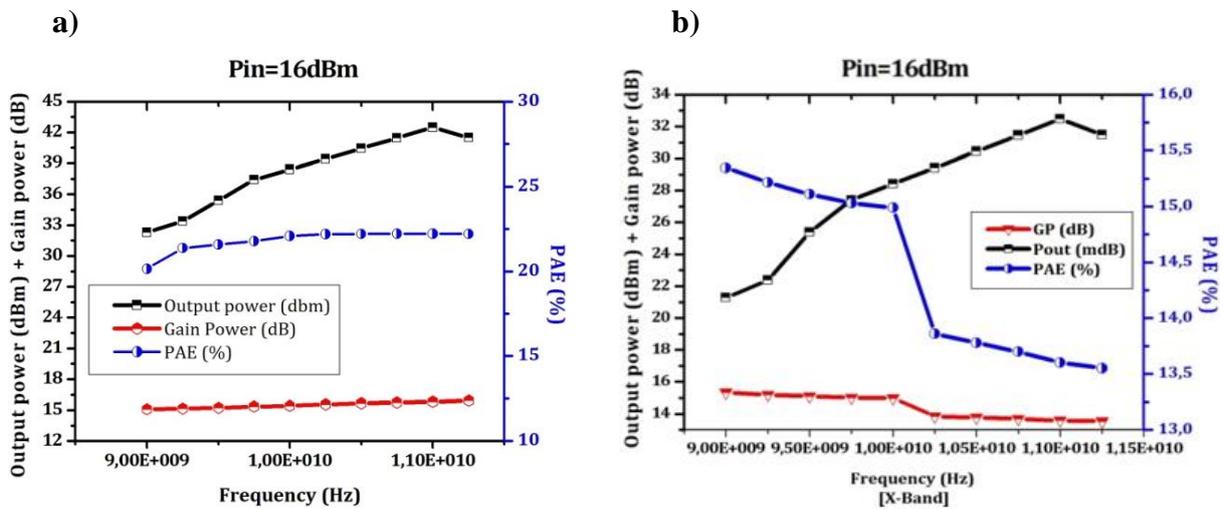


Figure III.49 : Performances en puissance ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

HEMT1 : La puissance de sortie simulée est de 32 dBm (1.584 W) à 9 GHz, elle est de 42 dBm soit 15.84 W (158.4 W/mm) à 11 GHz, et un peu moins à 11.5 GHz.

Le gain en puissance est presque constant, de l'ordre de 15.1 dB.

La PAE est de 20% à 9 GHz ; pour une fréquence plus grande, elle présente un plateau de 22%.

HEMT2 : La puissance de sortie simulée est de 21 dBm (0.1258 W) à 9 GHz, et elle atteint 33 dBm (~ 2 W) à 11 GHz.

Le gain en puissance est de l'ordre de 15.1 dB entre 9 GHz et 10 GHz ; puis il chute à moins de 14 dB.

La PAE est de 15.3% à 9 GHz ; elle est de 15% à 10 GHz puis elle chute à environ 13.5% à 11.5 GHz.

Le premier transistor est de loin plus apte que le deuxième transistor à fonctionner en puissance hyperfréquence.

Une grande efficacité en puissance ajoutée (PAE) à une telle polarisation confirme la réduction des effets de piégeage dans les dispositifs. Elle est indispensable pour le fonctionnement des transistors à grande température qui s'impose dans les amplificateurs de puissance.

Pour comparaison avec des résultats de la littérature ; on a obtenu dans la bande X une puissance de sortie maximale de 45.5 dBm (35.48 W) avec 39.5% de PAE et 13.5 dB de gain en puissance à 9.5 GHz (Piotrowicz, 2010). D'autres mesures (Sun, 2009) dans la classe "A" à 10 GHz avec $V_{DS} = 15$ V, ont révélé un gain en puissance de 19 dB, une puissance de sortie maximale de 2.5 W/mm et une efficacité en puissance ajoutée (PAE) de l'ordre de 23%.

V-3. Effets des pièges

V-3.1 Retard de commutation de drain (Drain-Lag)

Le Drain-Lag décrit le phénomène transitoire du courant de drain lorsque la tension de drain est pulsée de l'état OFF ($V_{DS} = 0$ V) à l'état ON ($V_{DS} > 0$ V) pour une tension de grille constante (Siriex, 2000). C'est le temps de réponse du drain ; le courant de drain s'établit avec un retard et une certaine distorsion.

Nous fixons la tension V_{GS} égale à -4 V ; et nous appliquons une impulsion de tension V_{DS} d'amplitude égale à $+25$ V avec une durée de 0.1 μ s et une période de 0.2 μ s. La réponse du drain est donnée par les figures III.50 a et b.

Dans les deux passages ON/OFF et OFF/ON, nous obtenons un même temps de retard égal à 0.2 μ s. Les pics du courant sont plus importants dans le HEMT2.

Zhang (Zhang, 2006) suggère que la réduction du courant de sortie dans un transistor à base de GaN, pour une impulsion de tension appliquée sur le drain, est due à l'injection d'électrons dans le buffer où ils sont piégés.

Dans un transistor à base de GaAs ; Horio (Horio, 1994) a montré qu'une zone de charge d'espace se forme à l'interface canal/substrat. Quand les pièges de niveaux d'énergies

profonds dans le buffer capturent les électrons, une électrode de grille parasite (appelée Back-Gate) se forme et resserre le canal, réduisant ainsi le courant de drain : c'est le phénomène de self-back gating.

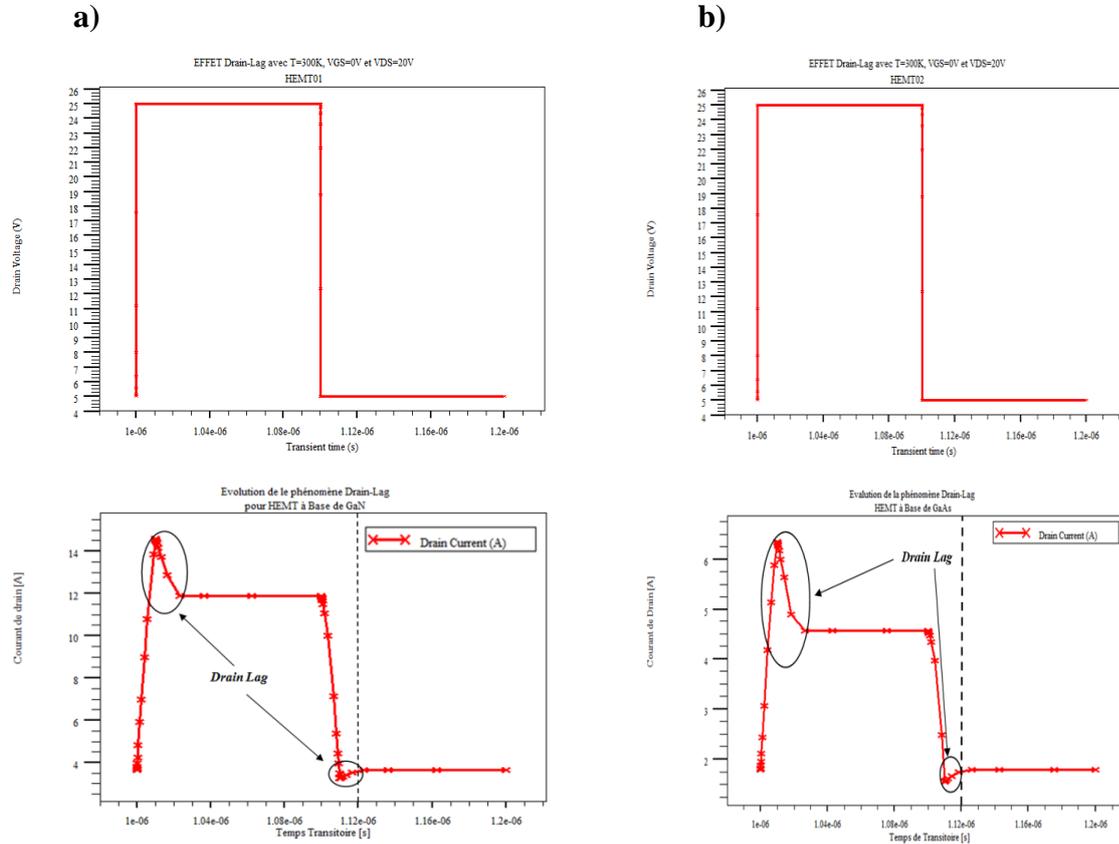


Figure III.50 : Mise en évidence de l'effet Drain-Lag ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

Lorsque la tension de drain passe de l'état OFF à l'état ON, c'est-à-dire pour une variation positive de V_{DS} , les électrons sont accélérés par le champ électrique engendré par V_{DS} . Ils sont capturés par des pièges de niveaux d'énergie profonds localisés dans le buffer et/ou le substrat, à condition que la durée des impulsions soit plus grande que la constante de temps de capture, et plus petite que la constante de temps d'émission. Ces électrons capturés par les pièges ne participent pas au courant dans le canal. Comme résultat, le courant drain diminue jusqu'à ce qu'il atteigne son état permanent, au fur et à mesure que les pièges se remplissent. Le taux de drain-lag, noté D_{Lag} ou τ_{Lag} , est donné par la relation III.3.

$$D_{Lag} = \frac{I_{DSS} - I_{DSS0}}{I_{DSS}} = \frac{I_{DS}(25; -4) - I_{DS}(0; -4)}{I_{DS}(25; -4)} \quad III.3$$

$$D_{LagHEMT1} = \left[\frac{(14.87 - 11.82)}{14.87} + \frac{(3.5 - 3)}{3.5} \right] / 2 = 17.35\%$$

$$D_{LagHEMT2} = \left[\frac{(6.71 - 4.55)}{6.71} + \frac{(1.62 - 1.39)}{1.62} \right] / 2 = 23.14\%$$

Nous obtenons un taux de drain-lag dans le HEMT1 meilleur que celui dans le HEMT2. Le premier transistor contient donc beaucoup moins de pièges dans le canal ou plutôt le buffer, que le deuxième transistor.

V-3.2 Retard de commutation de grille (Gate-Lag)

Le Gate-Lag décrit le phénomène transitoire du courant de drain lorsque la tension de grille est pulsée de l'état OFF ($V_{GS} < V_{GS0}$) à l'état ON ($V_{GS} = 0$ V) pour une tension de drain constante. Le courant de drain s'établit avec un retard et une certaine distorsion.

Nous fixons la tension V_{DS} égale à 20 V ; et nous appliquons une impulsion de tension V_{GS} d'amplitude égale à -4 V avec une durée de 0.1 μ s et une période de 0.2 μ s. La réponse du drain est donnée par les figures III.51 a et b.

Lorsque la tension de grille passe d'un état à l'autre, le courant de drain suit la variation de l'impulsion avec un retard ; c'est le régime transitoire dit «Gate-Lag». Le courant drain ne s'annule pas totalement lors de l'application de l'impulsion.

Cet effet a son origine dans l'interface couche active / tampon ; les électrons sont injectés dans la couche tampon où ils sont captés par des pièges.

Le taux de gate-lag, noté G_{Lag} ou τ_{Lag} , est donné par la relation III.4.

$$G_{Lag} = \frac{I_{DSS} - I_{DSS0}}{I_{DSS}} = \frac{I_{DS}(20; 0) - I_{DS}(20; -4)}{I_{DS}(20; 0)} \quad III.4$$

$$G_{LagHEMT1} = \left[\frac{(0.3 - 0.22)}{0.3} + \frac{(0.88 - 0.82)}{0.88} \right] / 2 = 01.67\%$$

$$G_{LagHEMT2} = \left[\frac{(1.59 - 1.54)}{1.59} + \frac{(1.78 - 1.74)}{1.78} \right] / 2 = 02.68\%$$

Nous trouvons un taux Gate-Lag dans le HEMT1 plus petit que dans le HEMT2. Le premier transistor contient donc moins de pièges proches de grille, que le deuxième transistor.

- Le HEMT1 admet des taux drain-lag et gate-lag plus petits que ceux du HEMT2 ; il contient donc beaucoup moins de pièges, au niveau de la grille et dans le buffer.

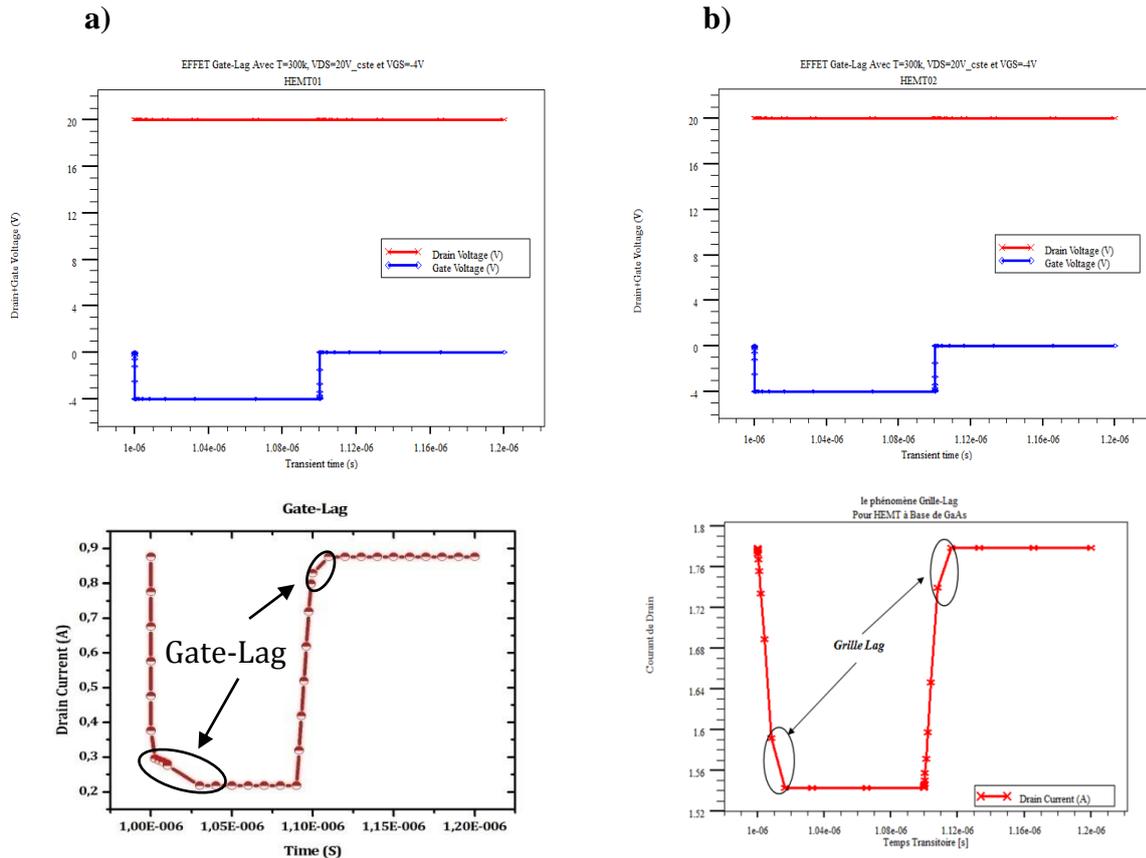


Figure III.51 : Mise en évidence de l'effet Gate-Lag ; a) HEMT1 et b) HEMT2.

VI. Conclusion

Le composé ternaire InAlN vient remplacer de plus en plus AlGaIn jusqu'ici très utilisé dans les HEMTs à base de GaN, car il est en accord de maille avec GaN pour une certaine fraction molaire d'indium.

Les transistors InAlN/GaN peuvent avoir une densité électronique de surface deux fois plus élevée que celle des HEMTs classiques ; ils sont très étudiés ces derniers temps, mais beaucoup de points restent à clarifier.

Grâce aux propriétés intéressantes des matériaux utilisés, à la structure étudiée et aussi aux modèles et méthodes de calcul du logiciel que nous avons utilisés pour être le plus près possible de la réalité ; nous avons obtenu des résultats que nous jugeons très valables.

Le résultat le plus marquant est peut-être la capacité négative que nous avons obtenue entre le drain et la source ; ce phénomène apporterait beaucoup à l'électronique surtout digitale mais il reste à étudier plus profondément et expliquer son existence.



***Conclusion générale
et perspectives***

Conclusion générale et perspectives

Nous avons essayé de contribuer et d'apporter notre modeste savoir à l'étude des transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base de GaN et GaAs qui présentent de bonnes performances et possèdent de nombreux avantages dans les applications de grande puissance à haute fréquence.

Nous avons divisé notre travail en trois chapitres :

- Dans le premier chapitre ; nous avons présenté les propriétés des matériaux qui constituent ces transistors telles que les propriétés cristallographiques, électriques, thermiques et optiques.
- Le deuxième chapitre a été consacré à l'étude des caractéristiques électriques des HEMTs. L'intérêt a été porté particulièrement sur le fonctionnement des dispositifs à différentes structures (pHEMT, mHEMT, FP-HEMT), leurs propriétés électriques, et les différents effets indésirables comme l'effet de Kink, l'avalanche, l'auto-échauffement, le DIBL, le rapport I_{ON}/I_{OFF} , le courant de fuite, le gate-lag, et le drain-lag.
- Dans le troisième chapitre ; notre travail consistait à faire la conception et l'étude des deux structures de transistors HEMTs à base de GaN et GaAs, avec la technologie de 30 nm de longueur de grille.

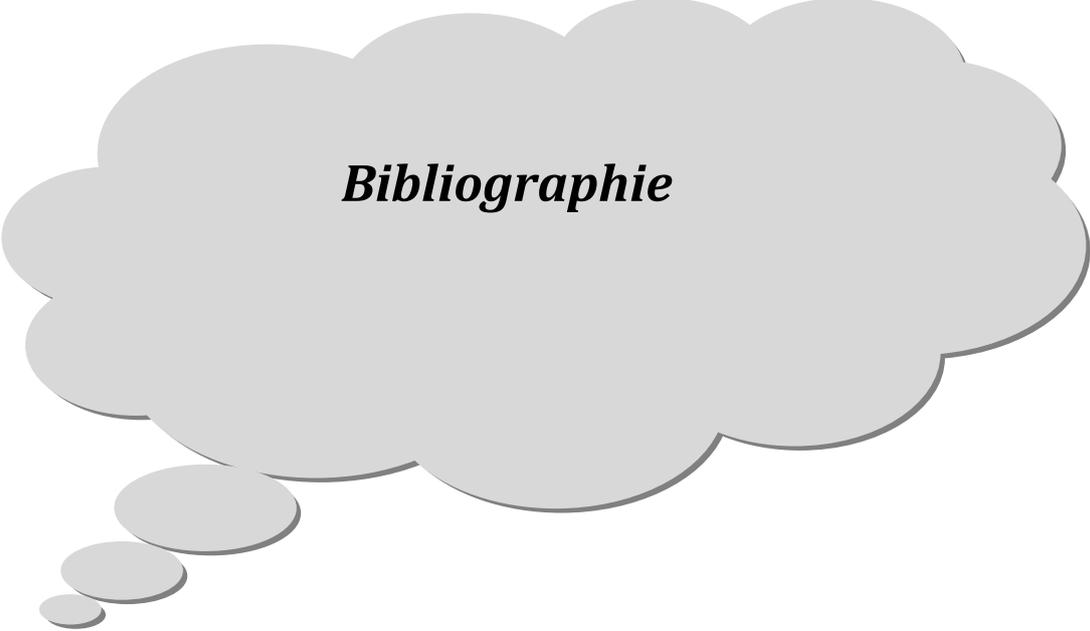
Les simulations ont été faites avec le logiciel TCAD-SILVACO, mais aussi en utilisant MATLAB et C++ (C interpréter).

Nous avons trouvé des résultats intéressants, à nos connaissances, aussi bien dans le régime statique que dans le régime dynamique. Nos résultats montrent que les performances dépendent beaucoup des effets indésirables qui peuvent être fortement réduits avec une utilisation judicieuse de matériaux, d'épaisseurs et de dopages des différentes couches du transistor.

Avant de terminer ; nous soulignons le phénomène inhabituel que nous avons trouvé dans les deux HEMTs étudiés ; c'est la capacité négative entre le drain et la source pour certaines valeurs de la tension grille-source. C'est un point qui présenterait beaucoup d'intérêt dans la microélectronique s'il s'avère juste ; et il nécessite des recherches dans l'avenir pour en déterminer l'origine, il reste non identifié.

Les résultats trouvés les plus importants sont résumés dans le tableau ci-dessous.

HEMT	InAlN/GaN	AlGaAs/InGaAs
I_{DSS} [A/mm] à $V_{GS} = 0$ V et $V_{DS} = 2.0$ V	0.699	0.425
V_P [V] à $V_{DS} = 2.0$ V	- 1.23	- 0.85
G_m [mS/mm]	690	578
R_{DSmax} [k Ω]	0.7	5.5
C_{GSmax} [pF]	0.38	0.56
C_{GDmax} [fF]	85	67.5
C_{DSmax} positive [fF/ μ m]	2800	29
C_{DSmax} négative [pF/ μ m]	- 3	- 0.14
f_T [GHz]	320	360
f_{max} [GHz]	925	810
V_{BR} [V]	250-325	70-85
DIBL [mV/V]	55.662	214.324
SS [mV/dec]	262 @ $V_{DS} = 5$ V	31 @ $V_{DS} = 5$ V
I_F [A]	9×10^{-25}	2×10^{-4}
I_{ON}/I_{OFF}	8×10^8	2×10^3
η_{x-Band} [%]	23	15
Drain-lag [%]	17.35	23.14
Gate-lag [%]	01.67	02.68



Bibliographie

Bibliographie

Bibliographie

Albrecht, .. J. D. W. R. P. R. P. P. F. M. a. B. K. F., 1998. Electron transport characteristics of GaN for high temperature device modeling. *Applied Physics*, 83(9), p. 4777–4781.

Algnal, C., 2008. *VIII COMPOSANTS ACTIFS*. Available at: easytp.cnam.fr

Alomari, M. M. .. C. J.-F. F. E. G. N. C. A. K. U. G. C. a. K. ..., 2009. InAlN/GaN MOSHEMT with self-aligned thermally generated oxide recess. *IEEE Electron Device Letters*, 30(11), p. 1131–1133.

Alshaikh-Eid, M., 2006. *Simulation des propriétés électriques d'un transistor HEMT AlGaN/GaN*. Mémoire de magister, Université Mentouri, Constantine, Algérie.

Ambacher, O. D. R. S. M. F. B. M. M. S. J. S. J. C. N. K. C. M. G. B. S. A. S. W. a. E. L., 1999. *Role of spontaneous and piezoelectric polarization induced effects in group-III nitride based heterostructures and devices*. n. 1 éd. s.l.: Physica Status Solidi (B) Basic Research, 216(1), P. 381 - 389.

Anceau, S., 2004. *Study of physical properties of quantum wells of quaternary alloys (Al, Ga, In) N for designing ultraviolet emitters*. Thèse de doctorat, Université de Lille, France.

Anderson, R. L., 1960. Shock Waves in Nonlinear Transmission Lines and Their Effect on Parametric Amplification. *IBM Journal of Research and Development*, Volume 4, p. 283.

Ando, Y. O. Y. M. H. N. T. I. T. a. K. M., 2003. 10-w/mm AlGaIn-GaN HFET with a field modulating plate. *IEEE Electron Device Letters*, 24(5), p. 289–291.

Angelov, I. Z. H. R. N., 1992. A new empirical nonlinear model for HEMT and MESFET devices. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*, 40(12), pp. 2258-2266.

Anon., 2011. *Optical constants of GaN*. Available at: <http://refractiveindex.info/?group=CRYSTALS&material=GaN>. [Accès le 23 12 2011].

Anon., 2015. *wikipedia*. Available at: [Http://en.wikipedia.org/wiki/Knoop_hardness_test](http://en.wikipedia.org/wiki/Knoop_hardness_test) [Accès au mois d'Avril].

Aouati, R., 2011. *Etude de l'interaction électrons-matériaux dans les nanostructures à base d'arséniure de gallium*. Mémoire de magister, Université Mentouri, Constantine, Algérie.

AUGAUDY, S., 2002. *Caractérisation et modélisation des transistors micro-ondes, application à l'étude de la linéarité des amplificateurs à fort rendement*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, France.

- Azizi, C., 1981. *The microwave field-effect transistor on gallium arsenide: mathematical model for computer aided design of nonlinear circuits*. Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier, Toulouse, France.
- Bachir, N. D., 2010. *Etude des composés ternaires à base de nitrures, en utilisant la méthode de simulation de Monte Carlo*. Thèse de doctorat, Université Aboubakr Belkaïd, Tlemcen, Algérie.
- Banse, F. C. P. D. F. S. O., 1999. *Présentation du composant et de son fonctionnement*. Available at: <http://www.polytech-lille.fr/cours-transistor-effet-champ/hemt/hemtc1a.htm>
- Bart, Z. V., 2004. *Principal of Semiconductor Devices*. Available at: http://ecee.colorado.edu/~bart/book/book/chapter3/ch3_6.htm
- Belser, R. B., 1960. Alloying behavior of thin bimetal films, simultaneously or successively deposited. *Journal of Applied Physics*, Volume 31, p. 562–570.
- Benbakhti, B., 2006. *physical and thermal analyzes of field effect transistors of the GaN structure optimization pathway for the microwave power amplifier*. Thèse de doctorat, Université de Lille, France.
- Bernard, B., 2004. *polytech-lille*. Available at: <http://www.polytech-lille.fr/cours-atome-circuit-integre/unip/unip650.htm>
- Bernardini, F. F. V. a. V. D., 1997. *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides*. n. 16 éd. R10024: Physical Review B.
- Bernardini, F. F. V., 2001. s.l.: Physical Review B.
- Bernardini, F. a. F. V., 2002. Ab initio calculation of the thermal properties of Cu: Performance of the LDA and GGA. *Physical Review B*, 65(6).
- Bougrov, V. L. M. R. S. Z. A., 2001. In Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe. *John Wiley & Sons*, pp. 1-30.
- Brault, J., 2002. *Rapport of Stage*, s.l.: IREB, Université de Montréal.
- Butte, R. E. F. J. D. G. C. J.-F. C. N. G. a. M. I., 2005. Recent Progress in the Growth of Highly Reflective Nitride-Based Distributed Bragg Reflectors and Their Use in Microcavities. *Appl.Phys*, 44(10), pp. 7207-7216.
- Butte, R. J. F. C. E. F. M. G. S. N. G. C. D. S. A. C. J. D. H. J. B. S. C. G. B. H. v. H. ". A. J. D. G. M. M. C. P. M. A. P. F. D. J. F. P., 2007. Current status of AlInN layers lattice-matched to GaN for photonics and electronics, *Journal of Physics D-Applied Physics*, vol. 40, num. 20, p. 6328-6344.
- Caddemi, A. G. C. a. N. D., 2005. On the soft breakdown phenomenon in AlGaAs/InGaAs HEMT: An experimental study down to cryogenic temperature. *Solid-State Electronics*, 49(6), p. 928–934.

- Callet, G. J. O. S. N. M. E. D.-P. M. O. M. C. E. R. T. T. J.-P. P. S. Q. R. a. D. S., 2009. *Study of microwave performances of AlInN/GaN and AlGaIn/GaN HEMT devices up to 18GHz*. s.l.: Heterostructure Technology. Conference: European Workshop on Heterostructure Technology (HETECH 2009) in Günzburg, (Germany).
- Carson, R. S., 1982. High-frequency amplifiers. *John Wiley & Sons, Hoboken, NJ*.
- CASTAGNE, R. M. C., 1989. *GaAs integrated circuits*. Paris: s.n.
- Charfeddine, M. B. H. Z. M. M. H., 2012. 2-D Theoretical Model for Current-Voltage Characteristics in AlGaIn/GaN HEMT's. *Modern Physics*, 3(8), p. 6.
- Cheng, Y. J. M. C. L. Z. H. J. C. M. C. K. K. P. K. a. H. C., 1997. A Physical and Scalable I-V Model in BSIM3v3 for Analog/Digital Circuit Simulation. *IEEE Trans. Electron Devices*, 44(2), pp. 277-287.
- Chevalier, P., 1999. *Transistors à effet de champ à hétérojonction sur matériaux III-V pour applications micro-ondes*. Mémoire de magister. Université Polytechnique de Lille.
- Chevallier, D., s.d. *bedwani*. Available at: <http://www.bedwani.ch/electro/ch17/> [Accès le 26 04 2016].
- Chikhaoui, W., 2011. *Etude des mécanismes physiques responsables du dysfonctionnement des transistors HEMT à hétérostructures à base AlGaIn/GaN et InAlN/GaN*. Thèse de doctorat, INSA de Lyon, France.
- Chini, A., 2003. *Fabrication, characterization and reliability of AlGaIn/GaN HEMTs for power microwave applications*. University of Padova, Italy.
- Chini, A. A. B. D. C. R. S. L. H. S. C. A. K. S. a. M. U. K., 2004. Power and linearity characteristics of field-plated recessed-gate AlGaIn/GaN HEMTs. *IEEE Electron Device Letters*, 25(5), p. 229–230.
- Chin, V. Z. B. T. T. a. X. L., 1995. Alloy-Scattering Dependence of Electron Mobility in the Ternary Gallium, Indium, and Aluminum Nitrides. *J. Appl. Phys*, 77(11), pp. 6064-6066.
- Chou, Y. C. D. L. I. S. M. W. R. G. L. C. Q. K. R. L. P. H. L. D. E. A. O., 2004. Degradation of AlGaIn/GaN HEMTs under elevated temperature lifetesting. *Microelectronics Reliability*, Volume 44, pp. 1033-1038.
- Chu, K, C. P. P. M. A. R. M. D. N. K. V. R. X. X. F. J. D. J. a. B. G., 2010. 9.4W/mm power density AlGaIn/GaN HEMT on free-standing GaN substrates. *IEEE Elec. Dev. Lett*, Volume 25, pp. 596-598.
- Chuang, H.-S. S. W., 2009. Design, fabrication and characterization of a conducting PDMS for microheaters and temperature sensors. *Micromech. Microeng*, 19(4), p. 045010.
- Colinge, J. P. C. C. A., 2002. Physics of semiconductor Devices. *Kluwer Academic Publishers*, pp. 166-200.

- Cowley, A. M. a. S. M. S., 1965. Surface states and barrier height of metal semiconductor systems. *Applied Physics*, Volume 36, p. 3212.
- Crespo, M. M. B. K. D. C. J. K. G. G. H. J. V. M. M. T. G. D. V. D. E. W. J. B. W. W. H. E. S. T. A. C. X. G. a. S. G., 2010. High-power K-band performance of AlInN/GaN HEMT with 9.8-nm-thin-barrier. *IEEE Electron Device Lett*, 31(1), p. 2–4.
- Cuerdo, R. P. Y. C. Z. K. S. D. S. C. F. a. M. U., 2009. The kink effect at cryogenic temperatures in deep submicron AlGaIn/GaN HEMTs. *IEEE Electron Device Letters*, 30(3), p. 209–212.
- Curutchet, A., 2005. *Etude du bruit aux basses fréquences dans les Transistors à Haute Mobilité Electronique à base de Nitrure de Gallium*. Ph.D. dissertation, Université Bordeaux 1, France.
- Darakchieva, V. M. –. X. F. T. I. A. A. L. H. B. M. J. K. a. K. K., 2008. Lattice parameters, deviations from Vegard's rule, and E2 phonons in InAlN. *Appl. Phys. Lett*, Volume 93, p. 261908.
- Daumiller, I. C. K. M. K. K. J. E. a. E. K., 1999. Evaluation of the temperature stability of AlGaIn/GaN heterostructure FETs. *IEEE El. Dev. Lett*, Volume 20, pp. 448-450.
- Delagebeaudeuf, D. P. D. P. E. M. L. J. C. e. N. T. L., 1980. Two dimensional electron gas MESFET structure. *Electron. Lett*, Volume 16, pp. 667-668.
- Dridi, Z. B. B. a. P. R., 2003. First-Principles Investigation of Lattice Constants and Bowing Parameters in Wurtzite Al_xGa_{1-x}N, In_xGa_{1-x}N and In_xAl_{1-x}N Alloys. *Semicond.Sci.Technol*, 18(09), p. 850.
- Davydov, V. Y. & al, e., 2002. "Absorption and Emission of Hexagonal InN. Evidence of Narrow Fundamental Band Gap". *Physica Status Solidi (b)*, 3(229).
- DUBOZ, J. V., 1999. Available at: <http://www.techniques-ingenieur.fr/base-documentaire/archives-th12/archiveselectronique-tiaea/materiaux-semi-conducteurs-a-grand-gap-iii-v-a-base-de-gan-e1995/#>
- Dubuc, N., 2003. *Modélisation électrothermique des transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour une haute efficacité d'amplification de puissance*. Thèse de doctorat: Université de Limoges, France.
- Dufraisse, J. G. C. O. J. C. E. N. S. S. P. M. A., 2011. Characterizations of InAlN/AlN/GaN transistors for s-band applications. *European Microwave Integrated Circuits Conf. (EuMIC)*.
- Dumont, J. E. M. E. M. R. C. R. S., 2001. Investigation of metal–GaAs and metal–AlGaAs contacts by XPS depth profiles and by electrical measurements. *Crystal Growth*, Volume 230, p. 558.
- Dwiliński, R. D. R. G. J. S. L. K. R. R. M. Z. M. a. K. R., 2009. Properties of truly bulk GaN monocrystals grown by ammonothermal method. *Physica status solidi*, 6(12), p. 2661–2664.

- Dwilinski, R. D. R. a. Z. M., 2010. Bulk GaN: Ammonothermal Trumps HVPE. *Compound Semiconductor*, Volume 36.
- Eastman, L. F. C. K. B. J. W. S. M. J. M. M. a. W. N., 1997. Design fabrication and characterization of GaN-based HFETs. *Advanced Workshop Frontiers in Electronics WOFE '97*, pp. 3-6.
- EL Ouchdi, 2011. *Caractérisation du phénomène de transport électronique dans les matériaux composés ternaires : Application au matériau $GaxIn1-xSb$* . Mémoire de magister, Université Aboubakr Belkaïd, Tlemcen, Algérie.
- Elgaid, K. M. H. H. M. M. D. S. C. a. T. I., 2005. 50-nm T-Gate Metamorphic GaAs HEMTs with fTof 440 GHz and Noise Figure of 0.7 dB at 26 GHz. *IEEE Electron Device Lett*, 26(11), pp. 784-786.
- Esaki, L. a. T. L., 1969. s.l.: IBM Internal .
- Faqir, M., 2009. *Analysis of the physical mechanisms limiting performance and reliability of GaN based HEMTs*. Ph.D.Thesis, University of Modena & University of Bordeaux 1.
- Freeston, A. B. T. V. C., 2010. *Speedy Switches Minimize Gate Lags*. [En ligne] Available at: <http://mwrf.com/components/speedy-switches-minimize-gate-lags> [Accès le 18 3 2001].
- Fujitsu, L., 2009. *Fujitsu Develops World's First Gallium-Nitride HEMT for Power Supply*. s.l.: Kawasaki, Japan.
- Geoffroy, S.-P., 2007. *Étude du bruit à basse fréquence: concevoir un oscillateur X-band de transistors AlGaN/GaN HEMT*. Thèse de doctorate, Micro and nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III.
- Gilat, G. a. L. J. R., 1966. *Phys. Rev*, Volume 144, p. 390.
- Gillespie, R. F. J. S. R. D. G. V. A. C. T. J. B. L. R. M. J. K. F. R. B. G. A. O. C. A. a. S. P., 2002. Effect of Sc₂O₃ and MgO Passivation Layers on the Output Power of AlGa_xN/GaN HEMTs. *IEEE EDL*, 23(9), pp. 505-507.
- Gironcoli, S. B. S. a. R. R., 1989. *Phys. Rev. Lett*, 62(2853).
- Goetz, K.-H. D. B. H. J. J. S. A. S. G. G. a. M. R., 1983. Optical and crystallographic properties and impurity incorporation of Ga_xIn_{1-x}As (0.44 < x < 0.49) grown by liquid phase epitaxy, vapor phase epitaxy, and metal organic chemical vapor deposition. *Applied Physics*, 54(8), p. 4543-4552.
- Goldberg, Y., 2001. *Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*. New York: John Wiley & Sons.

- Goldhahn, R. P. S. A. T. W. G. G. V. C. O. A., 2006. Detailed analysis of the dielectric function for wurtzite InN and In-rich InAlN alloys. *Physica Status Solidi A*, Volume 42, p. 203.
- Gonshorek, M., 2010. *Physical properties of AlInN/(AlN)/GaN ($0.07 < x < 0.23$) Heterostructure and their application for high power electronics*. Thèse de doctorat, Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne.
- Grasser, T. T.-W. T. H. K. A. S. S., 2003. A Review of Hydrodynamic and Energy-Transport Models for Semiconductor Device Simulation. *Proceedings Of The IEEE*, 91(02), pp. 251-274.
- Guilhem, A., 2012. *Slides Reliability HEMT GaN technology*. Thèse de doctorat, Micro and nanotechnologies / Microelectronics. Université Paul Sabatier - Toulouse II.
- Guillaume, C., 2011. *Transistors characterization and modeling of HEMT AlGaIn / GaN and InGaIn / GaN for power amplification in Radio Frequencies*. Thèse de doctorat, Université de Limoges.
- Guo, Q. Y. A., 1994. Temperature Dependence of Band Gap Change in InN and AlN. *J. Appl. Phys*, Volume 33, pp. 2453-2456.
- Haghshenas, M. F. A. M., 2011. *Dependence of Self-heating Effect on Passivation Layer in AlGaIn/GaN HEMT Devices*. s.l.: ISDRS, College Park, MD, USA.
- Han, M. S. M.-S. O. J.-H. L. B.-H. K. M.-R. K. S.-D. R. J.-K., 2004. Optimization of sub-0.1- μm offset Γ -shaped gate MHEMTs for millimeter-wave applications. *Science Direct*, 35(12), p. 973–983.
- Hasegawa, H. I. T. O. S. a. H. T., 2003. Mechanisms of current collapse and gate leakage currents in AlGaIn/GaN heterostructure field effect transistors. *Vacuum Science and Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 21(4), p. 1844–1855.
- Henke, H., 2007. *Elektromagnetische Felder*. Berlin: Springer.
- Hilsenbeck, J. E. N. J. W. G. T. a. H. O., 2000. Aging behaviour of AlGaIn/GaN HFETs with advanced ohmic and Schottky contacts. *El. Lett*, Volume 36, pp. 980-981.
- Hirakawa, K. .. S. H., 1986. Mobility of the two-dimensional electron gas at selectively doped n-type Al_xGa_{1-x}As/GaAs heterojunctions with controlled electron concentrations. *Physical Review B*, 33(12), p. 8291.
- Hong, S. S. K. a. J. Y., 2008. Reduced gate leakage current in AlGaIn/GaN HEMT by oxygen passivation of AlGaIn surface. *Electronics Letters*, 44(18), p. 1091–1093.
- Horio, K. a. F. Y., 1994. Two-dimensional simulations of drain-current transients in GaAs MESFET's with semi-insulating substrates compensated by deep levels. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 41(8), p. 1340–1346.

- HORIO, K. A. W., 2000. Numerical analysis of surface-state effects on Kink phenomena of GaAs MESFETs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 47(12), pp. 2270-2276.
- Hsu, L. J. R. S. L. K. Y. a. W. W., 2007. Electron Mobility in InN and III-N Alloys. *J.Appl.Phys*, 102(7), pp. 073705-6.
- Huang, J. C. J. G. S. S. H. W. L. P. A. D. S. P. S. M. T. Y. P. A. M. D. a. S. H., 1991. An AlGaAs/InGaAs Pseudomorphic high electron mobility transistor (pHEMT) for x- and ku-band power applications. *IEEE MTT-S Int. Microwave Symp. Digest*, p. 713–716.
- Huque, M. S. E. R. T. H. H. I. S., 2007. Effect of the aspect ratio in AlGaN/GaN HEMT's DC and small signal parameters. *Semiconductor Device Research Symposium*, 1(2), pp. 12-14.
- Iliopoulos, E. A. A. C. G. M. H. a. A. G., 2008. Energy bandgap bowing of InAlN alloys studied by spectroscopic ellipsometry. *Appl. Phys. Lett*, Volume 49, p. 191907.
- Ioffe, P., 2011. *Basic parameters*. [Online]
Available at: <http://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/InN/index.html>
- Ioffe, P., 2011. *InN - Indium Nitride*. s.l.: Technical Institute.
- Jardal, A., 2006. *Large-Signal modeling of GaN device for high power amplifier design*. PHD Thesis, University of Kassel, Germany.
- Jardel, O., 2008. *Contribution to the modeling of transistors for power amplification at microwave frequencies. Development of a new model of electrothermal HEMT AlGaN / GaN including the effects of traps*. PHD Thesis, University of Limoges.
- Kelly, M. K. R. P. V. V. M. P. L. G. O. A. a. M. S., 1999. Large Free-Standing GaN Substrates by Hydride Vapor Phase Epitaxy and Laser-Induced Liftoff. *Japanese Applied Physics*, Volume 38, p. 217.
- Khanna, R. L. S. L. F. V. S. J. P. H. T. T. A. S.-C., 2008. Aging and stability of GaN high electron mobility transistors and light-emitting diodes with TiB₂ and Ir based contacts. *IEEE Transaction on device and material reliability*, Volume 8, pp. 272-276.
- KIREEV, P., 1975. *Semiconductor Physics*. s.l.: Mir, Moscou.
- Klein, P. B. B. S. C. F. J. A. a. W. A. E., 2000. Photo ionization spectroscopy of traps in GaN metal-semiconductor field-effect transistors. *Applied Physics*, 88(5), p. 2843–2852.
- KRAMER, M., 2006. *Gallium Nitride-based Microwave High-Power Heterostructure Field-Effect Transistors*. PHD Thesis, Technische Universiteit Eindhoven.
- Krokidis, J. X. N. U., 2008. A fully 2-dimensional, quantum mechanical calculation of short-channel and drain induced barrier lowering effects in HEMTs. *Solid-State Electronics*, Volume 52, p. 625–631.

- Kumar, S. A. A. R. C. S. K. M. G. a. R. G., 2007. Threshold voltage model for small geometry AlGa_N/Ga_N HEMTs based on analytical solution of 3-D Poisson's equation. *Microelectron Journal*, 38(10/11), p. 1013–1020.
- Kurtin, S. T. C. M. a. C. A. M., 1969. Fundamental transition in the electronic nature of solids. *Physical Review Letters*, Volume 22, p. 1433.
- Kuzmik, J. C. J.-F. G. M. K. A. K. G. P. G. G. S. G. A. G. N. S. G. a. D. P., 2007. Gate-lag and drain-lag effects in (Ga_N)/InAl_N/Ga_N and InAl_N/Al_N/Ga_N HEMTs. *Physical Status Solidi*, 204(6), p. 2019–2022.
- Laloue, A., 2001. *Nonlinear modeling of distributed field effect transistors: application to stability analysis of transistors and noise characteristics in MMIC circuits*. Thèse de doctorat, Université de Limoges, France.
- Lecoustre, G., 2009. *Contribution to the development of strong technology-based power transistor die GaN HEMT for radar and telecom applications*. s.l.: IEMN.
- Lee, K. K. Y. H. Y. a. J. Y., 2007. 35-nm Zigzag T-Gate In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.53}Ga_{0.47}As Metamorphic GaAs HEMTs with an Ultrahigh f_{MAX} of 520 GHz. *IEEE Electron Device Lett*, 28(8), pp. 672-675.
- Lee, K. L. H. L. F. H. H. a. W. Y., 2010. Improved Microwave and Noise Performance of InAlAs/InGaAs Metamorphic High-Electron-Mobility Transistor with a Liquid Phase Oxidized InGaAs Gate without Gate Recess. *Appl.Phys.Lett*, 96(20), p. 203506.
- Lehmann, G. a. T. M., 1972. On the Numerical Calculation of the Density of States and Related Properties. *Solid State Physics*, 54(2), p. 469–477.
- Levinshtein, M. a. R. S., 2001. *Properties of Advanced Semiconductor Materials*. s.l.: Wiley Interscience.
- Levinshtein, M. a. S. M., 1995. Handbook series on semiconductor parameters. *World Scientific*, Volume 2.
- Levinshtein, S. R. a. M. S., 1999. Handbook series on Semiconductor Parameters, Ternary and Quaternary III-V Compounds. *World Scientific*, Volume 2.
- Lin, C. H. W. K. W. P. C. L. C. K. L. Y. J. C. a. Y. J. C., 2005. Transient pulsed analysis on Ga_N HEMTs at cryogenic temperature. *IEEE Electron Device Lett*, 26(10), p. 710–712.
- Lin, H. Y. T. S. H. K. S. X. Y. S. T. M. S. a. Y. P., 2007. Enhancement-Mode GaAs Metal-Oxide-Semiconductor High-Electron-Mobility Transistors with Atomic Layer Deposited Al₂O₃ as Gate Dielectric. *Appl.Phys.Lett*, 91(21), p. 212101.
- Liou, B. T. S.-H. Y. K. Y. K., 2005. Vegard's law deviation in band gaps and bowing parameters of the wurtzite III-nitride ternary alloys. *Semiconductor Lasers and Applications II*.

- Liu, L. J. E., 2002. Substrates for Gallium Nitride epitaxy. *Materials Science and Engineering*, Volume R37, p. 112.
- Lorenz, K. N. F. E. A. I. W. R. M. a. K. O., 2006. Anomalous Ion Channeling in AlInN/GaN Bilayers: Determination of the Strain State. *Phys.Rev.Letters*, 97(08), p. 085501.
- Ludovic, L., 2009. *Etude et simulation des effets physiques parasites dans les HEMTs AlGaN/GAN*. Mémoire de magister, Université de Bordeaux.
- Lungli, C. B. T. M. M. R. E., 1992. Avalanche breakdown and surface deep level trap effect in GaAs MESFET's. *IEEE Tran. Elec. Dev*, 39(2).
- Luo, B. J. J. B. G. A. O. C. A. F. R. S. P. A. B. A. D. A. W. P. C., 2002. Surface passivation of AlGaN/GaN HEMTs using MBE-grown MgO or Sc₂O₃. *Solid-State Electronics*, Volume 46, pp. 467-476.
- Maddocks, J. H., 2013. *Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*. [En ligne] Available at: <http://lcvwww.epfl.ch/~caussign/modfet/modfet.html>
- Mathieu, H., 1998. *Physics of semiconductors and electronic components*. s.l.: 4eme Edition, Masson, Paris.
- Meneghesso, G. F. Z. M. U. a. E. Z., 2009. Anomalous kink effect in GaN high electron mobility transistors. *IEEE Electron Device Letters*, 30(2), pp. 100-102.
- Meneghesso, G., 2010. Parasitic Effects in GaN HEMTs and Related Characterization Methods. *IEEE International Reliability Physics Symposium*.
- MERABTINE, N. M. B. M. Z. C. K. S., 2005. EFFECT OF BIAS ON SUBSTRATE AND ELECTRICAL PROPERTIES OF MICROWAVE GaAs MESFET. *Science & Technology B*, p. 10.
- Abdelmoumene, M., 2012. *Etude et modélisation d'un transistor HEMT AlGaN/GaN*. Mémoire de magister, Université Aboubakr Belkaïd, Tlemcen, Algérie.
- Meyer, S., 2005. *Wideband power performance evaluation of AlGaN/GaN HEMTs*. Paris: Power Amplifier Workshop.
- Mickanin, W. P. C. E. F. a. B. O., 1999. Frequency-dependent transients in gaas mesfets : process, geometry and material effects. *The Annual Gallium Arsenide Integrated Circuit (GaAs IC) Symp. Technical Digest* , p. 211–214.
- Mimura, T. S. H. T. F. K. N., 1980. A new field effect transistor with selectively doped GaAs/n-AlGaAs heterostructure. *Appl. Phys*, Volume 19, p. 225.
- Mishra, 2005. *Etat de la GaN/AlGaN HEMT le technologie Une Perspective UCSB, 13^{ème} Arséniure de galium et d'autre composés Symposium demande semiconducteur*. s.l.: s.n.

- MIT, 2011. RF LLC have used an aluminum gallium nitride (AlGaN) back-barrier to improve the frequency performance of indium aluminum nitride (InAlN) high-electron-mobility transistors (HEMTs). *IEEE Electron Device Letters*.
- Mitani, E. T. Y. K. I. M. N. a. S. S., 2007. A 9.5-10.5 GHz 60W AlGaN/GaN HEMT for X-Band High Power Application. *Proc. European Microwave Integr. Circuit Conf*, pp. 173-175.
- Mitrofanov, I. a. a., 2003. CO₂ Snow depth and subsurface water-ice abundance in the northern hemisphere of Mars. *Journal of Science* 300, pp. 2081-2084.
- Monroy, E. C. R. R. T. P. M. V. F. S. M. M. E. F. O. Z. B., 2002. Thermal stability of Pt- and Ni-based Schottky contacts on GaN and Al_{0.31}Ga_{0.69}N. *Semicond. Sci. Technol*, Volume 1, pp. 47-54.
- Moreaud, N., 2000. *Etude et caractérisation de matériaux semi-conducteurs grand gap à hétérostructures 3C-SiC/Si et GaAlN/GaN/AlGaN et matériaux à phases hybrides organiques-inorganiques*. Thèse de doctorat, Université de Bordeaux, France.
- Morkoc, H., 2008. *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices*. s.l.: Wiley-VCH.
- Mouginot, G., 2010. *Potentialité des transistors HEMT AlGaN/GaN pour amplification à large bande de fréquence et modélisation des effets de limitation*. Thèse de doctorat, Université de Limoges.
- Nicolas, D., 2007. *Characterization and Modeling of nitride devices industry for the design of integrated circuits for microwave power*. Thèse de doctorat, University of Science and Technology, Lille.
- Nuttinck, S. E. G. J. L. a. M. H., 2002. Floating-body effect in Al-GaN/GaN HEMT power in *Proceeding of GaAs Symposium*. Solid-State Electronics, Vol 47, Iss 11, pp. 1881-2138.
- Nye, J., 1985. *the physical properties of crystals*. Oxford Univ. Press.
- Olivier, M., 2010. *Développement de la technologie de brigue pour la fabrication de diodes Schottky sur le nitrure de gallium*. Thèse de doctorat, Université François - Rabelais.
- Ouarch, Z., 1999. *Characterization and modeling of the effects of traps and thermal field effect transistors on GaAs: application to the simulation of the slow dynamics of microwave nonlinear circuits*. PHD Thesis, University of Limoges.
- Palankovski, V., 2001. Available at: <http://www.iue.tuwien.ac.at/phd/palankovski/node37.html>
- Palmer, D. W., 2016. *Properties of the III-V Compound Semiconductors*. Available at: <http://www.semiconductors.co.uk/propiiiiv5653.htm>
- Pavlidis, D., 2006. Wide and Narrow-Bandgap Semiconductor Materials. *Thema Forschung*, Volume 2, pp. 38-41.

- Piotrowicz, S. Z. O. E. C. R. A. G. D. F. J. O. J. E. M. T. R. N. S. a. S. D., 2010. 43W, 52% PAE X-Band AlGaIn/GaN HEMTs MMIC Amplifiers. *Microwave Symposium Digest (MTT), IEEE MTT-S International*, p. 505 – 508.
- POUVIL, P. A. (1993). *Characterization and nonlinear modeling of HEMT for CAD, France Patent No. 1210*.
- Purdue, U., 2005. *Engineering of Purdue*. Available at: <https://engineering.purdue.edu/Engr> [Accès le 27 04 2016].
- Ramanan, N. B. L. a. V. M., 2014. Device Modeling for Understanding AlGaIn/GaN HEMT Gate-Lag”, *IEEE Transactions On Electron Devices. IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, 61(6), pp. 2012-2018.
- Rebert, D., 2013. Available at: http://daniel.robert9.pagesperso-orange.fr/Digit/Pratique/Technologie_Digitale/Techno_Digit_2.html.
- Rickert, K. A. A. B. E. J. K. K. J.-L. L. F. J. H. F. D. a. T. F. K., 2002. X-ray photoemission determination of the Schottky barrier height of metal contacts to n-Ga@ and p-Ga@. *Applied Physics*, Volume 92, p. 6671.
- Rumyantsev, S. M. S., 1998. *Semiconductor parameters, Volume II Ternary and quaternary III-V compounds*. Mémoire de magister, M. Levinshtein (Ioffe Institute).
- Sah, C., 2006. MOSFET modeling for VLSI simulation theory and practice. *World Scientific*, pp. 69-287.
- Saito, W. Y. T. M. K. K. T. I. O. a. T. O., 2003. 600V AlGaIn/GaN power-HEMT: design, fabrication and demonstration on high voltage DC converter. *Proc. IEDM '03 Technical Digest Electron Devices Meeting IEEE Int.*
- Sarazin, N. O. J. E. M. R. A. M. L. M. M. T. M. A. O. D. J. D. P. M. A. d. P. S. L. D. N. V. C. G. a. D. T., 2007. X-band power characterization of InAlIn/AlIn/GaN HEMT grown on SiC substrate. *Electronics Letters*, 43(23).
- Satyaki, G. J. V. Z. H. H. (. X. a. D. J., 2014. Performance enhancement of InAlIn/GaN HEMTs by KOH surface treatment. *Appl. Phys.*
- Schaadt, D. M. O. B. A. T. H.-P. S. a. K. H. P., 2007. Epitaxial growth of 6H-AlIn on m-plane SiC by plasma-assisted molecular beam epitaxy. *cryst. growth*, Volume 127, p. 300.
- Shen, L., 2003. *Advanced Polarization-Based Design of AlGaIn/GaN HEMTs*. s.l.: ICNF 5th conference. Japan.
- Shur, M., 1998. GaIn and related materials for high power applications. *Materials Research Society*, Volume 483, p. 15–26.
- Silvaco, 2010. *ATLAS User's Manual DEVICE SIMULATION SOFTWARE*. Santa Clara: Silvaco.

Silvaco, I., 2010. [En ligne]

Available at: <http://www.silvaco.com/examples/tcad/section21/example14/index.html>

Siriex, D., 2000. *Modélisation non-linéaire des MESFETs sur carbure de silicium pour l'amplification de puissance micro-ondes*. Thèse de doctorat, Université de Limoges.

Smirnov, S., 2003. *Physical Modeling of Electron Transport in Strained Silicon and Silicon-Germanium*. s.l.: Dissertation, Technische Universität Wien.

Sonia, G. E. R. F. B. A. D. R. L. M. M. F. L. J. B. G. P. J. S. U. Z. L. W. K. B. M. W. J. W. G. T., 2008. 2 MeV ion irradiation effects on AlGaN/GaN HFET devices. *Solid-State Electron*, Volume 52, pp. 1011-1017.

Sung, P. S. R., 2011. Simulation of Short-Channel Effects in N- and Ga-Polar AlGaN/GaN HEMTs. *IEEE Transactions On Electron Devices*, 58(3), p. 705.

Sun, H. e. a., 2009. 102-GHz AlInN/GaN HEMTs on silicon with 2.5-W/mm output power at 10 GHz. *IEEE Electron Device Lett*, 30(8), p. 796–798.

Sze, S. M., 1981. *Physics of semiconductor devices*. New York: John Wiley & Sons.

Robert, B., 2015. *Electron-Doped Antifluorites as Superconductors*. [En ligne]

Available at: <http://www.chemexplore.net/antifluorites.htm>

[Accès le 2016].

Tajima, F. & N., 1984. Estimation of evolutionary distance between nucleotide sequences. *Molecular Biology and Evolution*, Volume 1, pp. 269-285.

Tang, Z. S. H. Q. J. S. L. C. L. a. K. J. C., 2013. *600 V High-Performance AlGaN/GaN HEMTs with AlN/SiNx Passivation*. New Orleans, Louisiana, USA: MANTECH Conference.

Teisseyre, H. P. P. S. T. G. I. P. S. J. J. P. A. M. T., 1994. Temperature dependence of the energy gap in GaN bulk single crystals and epitaxial layer. *J. Appl. Phys*, 76(4), pp. 2429-2434.

USG, 2007. *Ultrafast Systems Group*. [En ligne]

Available at: <http://web.eng.gla.ac.uk/groups/nano/UFS/hemts.html>

Valdinoci, M. D. V. M. C. V. M. R. G. B. F. I. A. S. L. Z., 1999. *Impact-ionization in silicon at large operating temperature*. Kyoto: SISPAD '99, Sept. 6-8, Japan.

Varshni, Y., 1967. Temperature dependence of the energy gap in semiconductors. *Physica*, 34(1), p. 149 – 154.

Vetury, R. N. Q. Z. S. K. a. U. K. M., 2011. The impact of surface states on the DC and RF characteristics of AlGaN–GaN HFETs. *IEEE Trans. Electron Devices*, Volume 48, p. 560–566.

- Vitanov, S., 2010. *Simulation of High Electron Mobility Transistors*. PHD Thesis, University of Technology, Vienna.
- Vitusevich, S. A. N. K. A. E. B. S. V. D. M. V. P. R. V. K. A. M. K. A. E. R. A. Y. A. B. A. D. V. T. J. S. L. F. E., 2003. *Phys. Stat. Sol.*, 195(1), pp. 101-105.
- Waltereit, P. O. B. A. T. H. T. G. J. M. M. R. M. R. a. K. H. P., 2000. Nitride semiconductors free of electrostatic fields for efficient white light-emitting diodes. *Nature*, Volume 406, p. 865.
- Walukiewicz, W. S. X. L. J. W. K. M. Y. J. W. A. E. E. H. H. L. a. W. J. S., 2004. Optical properties and electronic structure of InN and In-rich group III-nitride alloys. *Cryst. Growth*, 269(1), p. 119.
- Wang, Y.-H. a. W.-L. C., 2009. The influence of the LT-InN buffer growth conditions on the quality of InN films grown on Si(111) substrate. *MBE. Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 41(5), p. 848.
- Werquin, M., 2003. *Theoretical and Experimental Study of HEMTs transistors of gallium nitride die for microwave power applications*. Mémoire de master, Université de Lille, France.
- Wikimedia Foundation, I., 2015. *wikipedia*. [En ligne]
Available at: https://fr.wikipedia.org/wiki/Nitruure_de_gallium
[Accès le 2016].
- Wolf, S., 1995. The Submicron MOSFET. *Silicon Processing for the VLSI Era, Lattice Press, Sunset Beach*, Volume 3.
- Wood, J. P. H. A. D. B. D. L. M. G. D. S. C. a. N. M., 2009. A nonlinear electro-thermal scalable model for high-power RFLDMOS transistors. 57(2), p. 282–292.
- Würfl, J. J. H. E. N. G. T. a. H. O., 1999. Technology and thermal stability of AlGaN/GaN HFETs. *proceeding of GaAs Applications Symposium (GAAS)*, pp. 430-434.
- Würfl, J. J. H. E. N. G. T. a. H. O. W., 2000. Reliability of AlGaN/GaN HFETs comprising refractory ohmic and Schottky contacts. *Microelectron. Reliab*, Volume 40, pp. 1689-1693.
- Wu, Y. F. ., A. S. M. M. T. W. P. M. C. P. P., 2004. Noise Characteristics of Field-plated GaN HEMTs. *IEEE Lester Eastman Conference on High Performance Devices*, Issue 981256196, pp. 192-194.
- Xue, J. S. J. C. Z. Y. W. H. H. Z. J. F. Z. a. Y. H., 2012. Fabrication and characterization of InAlN/GaN-based double-channel high electron mobility transistors for electronic applications. *Appl. Phys*, Volume 111, p. 114513.
- Xu, X. V. R. L. C. S. A. B. a. J. C., 2002. Growth and characterization of low defect GaN by hybride vapor phase epitaxy. *J. of Crystal Growth*, Volume 246, p. 223–229.

- Yamaguchi, S. M. K. S. N. H. K. T. T. C. W. H. A. a. I. A., 1998. Structural and Optical Properties of AlInN and AlGaInN on GaN Grown by Metalorganic Vapor Phase Epitaxy. *Cryst. Growth*, 195(1-4), pp. 309-313.
- Yamashita, Y. A. E. K. S. K. H. T. M. S. H. a. T. M., 2002. Pseudomorphic In_{0.52}Al_{0.48}As/In_{0.7}Ga_{0.3}As HEMTs with an Ultrahigh fT of 562 GHz. *IEEE Electron Device Lett*, 23(10), pp. 573-575.
- Yeats, R. D. C. D. K. C. N. F. T. W. T. a. C. V., 1988. Gate slow transients in GaAs MESFETs - causes, cures, and impact on circuits. *Electron Devices Meeting IEDM '88. Technical Digest*, p. 842-845.
- Yue, Y. Z. H. G. J. S.-R. H. G. L. W. R. F. F. F. T. S. B. G. X. G. S. K. T. S. G. P. F. J. D. a. X. H., 2012. InAlN/AlN/GaN HEMTs With Regrown Ohmic Contacts and fT of 370 GHz. *IEEE Electron Device Letters*, 33(7), p. 988.
- Zhang, H. E. M. a. E. Y., 2006. Analysis of leakage current mechanisms in Schottky contacts to GaN and Al_{0.25}Ga_{0.75}N/GaN grown by molecular-beam epitaxy. *Applied Physics*, 99(2), pp. 1-6.

Publications et communications

Publications

1. **Z. Kourdi**, B. Bouazza, M. Khaouani, A. Guen-Bouazza, "Side Effects in InAlN/GaN High Electron Mobility Transistors", *Microelectronic Engineering*, Vol.142, pp. 52–57, (2015).
2. **Z. Kourdi**, B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, M. Khaouani, "Performance study of a HEMT For power application", *Journal of New Technology and Materials*, Vol. 05, N. 01, pp. 07-10, (2015).
3. **Z. Kourdi**, B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, M. Khaouani, "Modeling of mHEMT InAlN/GaN Double Gate Performance". *Electrotehnică, Electronică, Automatică*, Vol. 63, n. 02, (2015).
4. M. Khaouani, A. Guen-Bouazza, B. Bouazza, **Z. Kourdi**, "3D Quantum Numerical Simulation of Horizontal Rectangular Dual Metal Gate\Gate All Around MOSFETs", *International Scholarly and Scientific Research & Innovation*, vol. 8. N. 4, pp. 702-705, (2014).
5. M. Khaouani, A. Guen-Bouazza, B. Bouazza, **Z. Kourdi**, "3D Numerical simulation of a dual metal (Aluminum, Titanium) horizontal square surrounding gate MOSFET", *Journal of New Technology and Materials*, Vol. 04, N. 02, pp. 28-32, (2014).

Communications

1. Z. Djennati, **Z. Kourdi**, K. Gaffour, « 2-D Physical Modeling and DC Optimization of a Double Delta Doped In_{0.7}Ga_{0.3}As /In_{0.52}Al_{0.48}As/InP pHEMT », conference on Advanced Topics in Electrical Engineering (ATEE), IEEE 9th International Symposium on Bucharest, Romania, pp. 899 – 901, May, (2015).
2. **Z. Kourdi**, B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, M. Khaouani, "Performance of 15 nm Gate Length In_{0.17}Al_{0.83}N/GaN HEMT Used Simulation SILVACO Software", *Proceedings of The first International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy Jijel*, pp. 385-389, (2013).
3. B. Bouazza, A. Guen-Bouazza, **Z. Kourdi**, M. Khaouani, "Characteristics sensitivity of DG SOI n-MOSFET to its Parameters variations ", *Proceedings of The first International Conference on Nanoelectronics, Communications and Renewable Energy Jijel*, pp. 89-94, (2013).

Résumé

Résumé :

Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) à base de semiconducteurs III-V constituent une filière privilégiée pour l'amplification de puissance dans les gammes des fréquences micro-ondes et millimétriques. Les propriétés physiques exceptionnelles du nitrure de gallium, telles que la tension de claquage élevée, la grande vitesse de saturation des électrons, leur grande mobilité et leur grande densité dans le gaz 2DEG sont à l'origine des performances obtenues avec les dispositifs à base de GaN, comparées aux autres technologies basées sur les autres semiconducteurs III-V. Ces transistors sont les plus étudiés actuellement pour leurs performances en grande puissance, haute température et en hyperfréquence.

Notre thèse de doctorat consistait à simuler et caractériser des transistors HEMTs InAlN/GaN sur substrat SiC et AlGaAs/InGaAs sur substrat GaAs, pour comparer leurs performances. Nous avons utilisé une faible épaisseur de barrière et de très courtes longueurs de grille couverte d'un oxyde pour minimiser l'effet de fuite. Nous avons simulé les performances des deux transistors pour les différents paramètres qui peuvent varier afin de les optimiser et obtenir une amélioration significative des caractéristiques. La simulation a été faite en régime statique, en régime dynamique à faibles signaux et forts signaux, et aussi dans le régime transitoire.

Mots clés : HEMT, III-V, Silvaco, haute puissance, fréquence élevée.

Abstract:

High electron mobility transistors (HEMTs) are based on III-V semiconductors and channel are a privileged for power amplification in the ranges of microwaves and millimeter frequencies. The outstanding physical properties of gallium nitride, such as high breakdown voltage, high saturation velocity of electrons high mobility and high density in the 2DEG gases are the source of performances obtained with the devices based on GaN compared to other technologies based on other III-V semiconductors. These transistors are the most currently studied for their performances in high power, high temperature and in microwave.

Our doctoral thesis was to simulate and characterize InAlN/GaN HEMTs on SiC substrate and AlGaAs/InGaAs HEMTs on GaAs substrate for compare their performance. We used a thin barrier of a very short lengths of grid covered with an oxide to minimize the leakage effect. We simulated the performance of the two transistors for the different parameters that can vary to optimize and achieve a significant improvement of the

characteristics. The simulation was done in static mode, dynamic mode to weak signals and strong signals, and also in the transitional regime.

Keywords: HEMT, III-V, Silvaco, high power, high frequency.

تلخيص:

المقارن ذات حركية الإلكترونات العالية (HEMTs) على أساس أشباه الموصلات III-V تتميز بقناة قوية التضخيم في حيز نطاق الموجات وكذا ترددات المليمتر. إن الخصائص الفيزيائية المتعلقة بنيتريد الغاليوم، مثل ارتفاع انهيار الجهد، وارتفاع سرعة تشبع من الإلكترونات ذات الحركية العالية وكثافة غازات ثنائية الأبعاد المرتفعة DEG2 تتمتع بأداء جذاب، تم الحصول عليها في الأصل من الأجهزة القائمة على الجاليوم بالمقارنة مع التكنولوجيات الأخرى القائمة على أشباه الموصلات III-V أخرى. الدراسات الأنبية على معظم المقارن تعمل على تخفيض استهلاك الطاقة، وتنمية قدرتها على الاشتغال في درجة حرارة عالية وموجات مرتفعة من الميكروويف.

أطروحة الدكتوراه لدينا تقدم محاكاة للمقارن GaN / InAlN HEMTs على ركيزة SiC و AlGaAs / InGaAs على ركيزة GaAs قصد إجراء مقارنة لأدائهما. استخدم حاجر رقيق جدا وكذا أطوال بوابة قصيرة للغاية مع تغطيتها بشبكة أكسيد لتقليل تأثير التسرب. أظهرت المحاكاة أداء اثنين من المقارن يتمتعان بخصائص مختلفة التي يمكن أن ترقى إلى تحسين وتحقيق طفرة كبيرة في الخصائص. وقد تم إجراء المحاكاة في وضع ثابت، وضع ديناميكي لإشارات ضعيفة وإشارات قوية، وأيضا في النظام الانتقالي.

كلمات البحث: HEMT، III-V، Silvaco، استطاعة مرتفعة، ذات التردد العالي.