

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et De la Recherche Scientifique
Université Djillali LIABES De Sidi Bel Abbès



Faculté de Génie Electrique
Département d'Électronique

THESE

Présentée pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Option : microélectronique

PAR

M^{elle} BENYAHYA Nawal

THEME

**Caractérisation et simulation des transistors HEMTs
de la filière InAlN/GaN**

Soutenue le

, devant le jury :

M ^{me} S. Tizi-Boudissa	Professeur	Université de Sidi Bel Abbès	Président
M ^{me} H. Mansour-Mazari	Professeur	Université de Sidi Bel Abbès	Promoteur
M ^r A. Hamdoune	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
M ^{me} A. OuldAbbas-Bensaoula	Professeur	Université de Tlemcen	Examinatrice

Année universitaire 2016-2017

Remerciements

Le travail, présenté dans cette thèse de doctorat, a été réalisé au laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL de l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès dirigé par Mme Z. BENAMARA, je tiens à la remercier pour m'en avoir accueillie.

Je voudrais tout particulièrement exprimer mes sincères reconnaissances et ma profonde gratitude à mon encadreur Mme H. MAZARI-MANSOUR, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, pour ses conseils, sa disponibilité et son encouragement. Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide précieuse de l'équipe de l'INL, INSA de Lyon (France), nous tenons à les remercier pour l'aide précieuse qu'ils nous ont fourni.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Mme S.TIZI-BOUDISSA, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, qui m'a fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je remercie vivement Mr A. HAMDOUNE, et Mme A.OULDABBAS-BENSAOULA, Professeurs à l'Université de Tlemcen, qui m'ont fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Je n'oublie pas d'exprimer ma reconnaissance à Melle K. AMEUR maitre de conférence à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès et Melle N.BENSEDDIK maitre de conférence à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès pour leurs aides et leurs soutiens pendant la rédaction de cette thèse.

Enfin, je tiens à remercier, tous mes amis (es) pour leurs encouragements et leurs soutiens durant nos années d'étude.

Dédicace

Je dédie ce travail à la mémoire de mon très cher père qui était et sera toujours ma fierté.

Je dédie ce travail à ma très chère mère, à mes sœurs, mes frères, mes beau frères.

Je dédie ce travail à mes neveux et ma nièce.

Je dédie ce travail à mes chères amies asma, amina, rafika, aicha, abbassia pour tout les bons moments qu'on a passé ensemble.

Je dédie ce travail à tous mes collègues d'étude.

SOMMAIRE

Sommaire

Introduction générale.....	1
Chapitre I Les matériaux nitrurés pour les HEMTs	
I.1. Introduction.....	3
I.2. Généralités sur les semiconducteurs à grand gap.....	3
I.2.1. Historique.....	3
I.2.2. Les avantages des éléments III-N.....	4
I.2.3. La bande interdite.....	5
I.2.4. Le champ de claquage.....	6
I.2.5. La vitesse de saturation.....	6
I.2.6. La mobilité des électrons.....	6
I.2.7. La permittivité relative.....	7
I.2.8. La conductivité thermique.....	7
I.3. Caractéristique des matériaux nitrurés AlN et InN.....	7
I.3.1. La structure cristalline.....	7
I.3.1.1. Le nitrure d'aluminium AlN.....	7
I.3.1.2. Le nitrure d'indium InN.....	8
I.3.2. Les polarisations spontanée et piézoélectrique.....	9
I.3.2.1. Polarisation spontanée.....	9
I.3.2.2. Polarisation piézoélectrique.....	9
I.3.3. Gap d'énergie dans les nitrures (structure de bande AlN, InN).....	11
I.4. Défauts structuraux dans le cristal.....	12
I.5. Croissance des matériaux nitrurés.....	13
I.5.1. Substrats utilisés.....	13
I.5.1.1. Le silicium Si.....	13
I.5.1.2. Le carbure de silicium SiC.....	13
I.5.1.3. Le nitrure de gallium GaN Massif.....	13
I.5.1.4. Le saphir Al₂O₃.....	13
I.5.1.5. Les substrats composites.....	14
I.5.1.6. Le diamant.....	14
I.5.2. Techniques de croissance.....	14
I.5.2.1. L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques.....	14
I.5.2.2. L'épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Halogénure.....	15

I.5.2.3. L'épitaxie par jet moléculaire (EJM).....	16
I.6. Evolution des propriétés de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$	18
I.6.1. Paramètres de maille.....	18
I.6.2. Polarisation spontanée et piézoélectrique.....	18
I.6.3. Energie de la bande interdite.....	19
I.6.4. Affinité électronique.....	20
I.6.5. Masses des électrons et des trous.....	20
I.6.6. Mobilité des électrons et trous.....	21
I.6.7. Constante diélectrique (permittivité électrique)	22
I.7. Etat de l'art des HEMTs InAlN.....	24
I.8. Conclusion.....	25
Références du chapitre I	26

Chapitre II Généralités sur le transistor HEMT

II.1. Introduction.....	29
II.2. Hétérojonction et gaz 2D.....	29
II.2.1. Principe de l'hétérojonction.....	29
II.2.2. Notion de Gaz bidimensionnel.....	30
II.2.3. Formation de canal 2D.....	30
II.3. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs)	31
II.3.1. Structure du HEMT.....	31
II.3.2. Fonctionnement du HEMT.....	32
II.4. Equations fondamentales du transistor HEMT.....	33
II.4.1. Caractérisation électrique statique.....	33
II.4.1.1. Caractéristiques de sortie $I_{DS}=f(V_{DS})$	33
II.4.1.2. Caractéristique de transfert ($I_{DS}=f(V_{GS})$)	35
II.4.1.3. Calcul de la transconductance.....	35
II.4.1.4. Caractéristique Schottky ($I_{GS}=f(V_{GS})$)	36
II.4.2. Paramètres clés du transistor HEMT.....	37
II.4.2.1. Fréquence de coupure.....	37
II.4.2.2. Tension de pincement.....	37
II.4.2.3. Tension de claquage.....	38
II.5. Calcul de la densité de charge.....	38
II.6. Effets limitatifs dans les HEMT.....	38

II.6.1. L'effet Kink (effet coude)	38
II.6.2. L'effet drain-lag.....	38
II.6.3. L'effet gate-lag.....	38
II.6.4. L'auto-échauffement.....	39
II.7. Conclusion.....	39
Références du chapitre II.....	40

**Chapitre III Caractéristiques électriques des transistors HEMT en
InAlN/AlN/GaN**

III.1. Introduction.....	42
III.2. Présentation de la structure du transistor HEMT étudié.....	42
III.2.1 Présentation des structures HEMTs.....	42
III.2.2 Structure des transistors HEMTs.....	43
III.3. Mesures en régime statique.....	44
III.4. Caractéristiques statiques du transistor HEMT.....	45
III.4.1. Caractéristiques d'entrée.....	45
III.4.1.1. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$	45
III.4.1.1.a. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$ en polarisation direct.....	46
III.4.1.1.b. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$ en polarisation inverse.....	48
III.4.1.2. Caractéristique capacité-tension (C(V))	49
III.4.1.2.1. Calcul de la densité d'électrons n_s	49
III.4.1.2.2. Profil de dopage.....	50
III.4.1.3. Détermination de la densité d'états d'interface.....	51
III.4.2. Caractéristiques de sortie.....	53
III.4.2.1. Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$	53
III.4.2.2. Caractéristiques de transfert $I_{ds}=f(V_{gs})$ et transconductance $g_m=f(V_{gs})$..	54
III.4.2.3. Calcul de la fréquence de transition ou la fréquence de coupure.....	55
III.5. Comparaison des deux structures AEC1561 et AEC1388.....	55
III.5.1. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$	56
III.5.2. Caractéristique capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$	57
III.5.3. Profil de dopage	57
III.5.4. Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{gs})$ et $G_m=f(V_{gs})$	58
III.5.5. Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$	59
III.6. Conclusion.....	61

Références du chapitre III.....	62
--	-----------

Chapitre IV Simulation des transistors HEMT en InAlN/AlN/GaN

IV.1. Introduction.....	64
IV.2. Théorie du contact Schottky.....	64
IV.2.1. Les différents mécanismes de conduction dans une structure métal- semiconducteur.....	64
IV.2.1.1. Courant thermoïonique.....	64
IV.2.1.2. Courant de génération-recombinaison.....	65
IV.2.1.3. Courant tunnel.....	65
IV.2.1.4. Courant de fuite.....	66
IV.2.1.5. Courant total.....	66
IV.2.2. Simulation analytique de la caractéristique Courant-Tension.....	67
IV.2.3. Caractérisations I-V théorique et expérimentale.....	69
IV.3. Simulation du fonctionnement du transistor HEMT In_{0,18}Al_{0,82}N/AlN/GaN.....	75
IV.3.1. Influence de la fraction molaire x%.....	76
IV.3.2. Influence de l'épaisseur de la couche d'InAlN.....	77
IV.3.3. Influence de la largeur de grille.....	78
IV.3.4. Influence de la distance drain-source.....	78
IV.3.5. Comparaison entre la caractéristique théorique et la caractéristique expérimentale.....	79
IV.4. Conclusion.....	80
Références du chapitre IV.....	81
Conclusion générale.....	82

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

Les composants à base de matériaux nitrurés suscitent un très grand intérêt en raison de leurs propriétés physico-chimiques qui leur confèrent un rôle très important en électronique de puissance et en hyperfréquence.

Les transistors HEMTs à base de l'hétérostructure AlGaN/GaN sont certainement les composants les plus étudiés actuellement au niveau mondial, leurs excellentes performances sont dues à la présence d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) à l'interface AlGaN/GaN. Néanmoins malgré leurs performances les transistors HEMTs à base d'AlGaN/GaN sont le siège de pièges qui limitent leurs fonctionnements.

Les hétérostructures InAlN/GaN sont apparues comme des candidats potentiels pour améliorer le fonctionnement des transistors HEMTs.

La possibilité d'obtenir une couche barrière InAlN en accord de maille avec la couche tampon GaN et l'amélioration de la qualité de l'interface InAlN/GaN sont les principales causes qui permettent d'avoir une densité de porteurs dans le canal de conduction plus importante dans le cas des transistors HEMTs à base d'InAlN/GaN.

L'objectif de cette thèse est l'étude et la simulation des caractéristiques électriques des transistors HEMTs à base d'hétérostructure InAlN/GaN.

Dans le premier chapitre nous allons présenter un rappel sur les matériaux nitrurés tels que le nitrure d'indium InN et le nitrure d'aluminium AlN en rappelant les principales propriétés des semiconducteurs III-N, telles que la structure cristalline et la structure de bandes. Les substrats utilisés pour la croissance des matériaux nitrurés ainsi que les techniques de croissance seront détaillés. Ensuite nous allons présenter la variation des paramètres physiques de l'alliage ternaire $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométrique x de l'aluminium.

Dans le deuxième chapitre, nous décrirons la structure et le fonctionnement du transistor HEMT, nous rappellerons également les caractéristiques électriques du transistor HEMT telles que la caractéristique d'entrée (caractéristique Schottky), la caractéristique de transfert et la caractéristique de sortie.

Dans le troisième chapitre les résultats de la caractérisation de la structure d'études seront présentés. Nous décrirons la structure technologique et le matériel

Introduction générale

utilisé pour la caractérisation électrique. Nous passerons ensuite à la présentation des caractéristiques électriques obtenues, telles les caractéristiques courant-tension $I_{gs}(V_{gs})$, capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ et les caractéristiques en régime statique $I_{ds}(V_{gs})$, $G_m(V_{gs})$ et $I_{ds}(V_{ds})$ des transistors HEMTs. De la caractérisation nous pouvons extraire plusieurs paramètres qui pourront nous donner des informations sur la qualité de la structure étudiée. Une comparaison de ces caractéristiques avec les caractéristiques obtenues sur les HEMTs AlGaN/GaN sera donnée à la fin.

Le quatrième chapitre est dédié principalement à la simulation analytique de la caractéristique courant-tension de la structure Schottky $I_{gs}(V_{gs})$ et de la caractéristique courant-tension de sortie $I_{ds}(V_{ds})$. Le but est de confronter les caractéristiques simulées avec les caractéristiques expérimentales et à partir de là tirer quelques modestes interprétations.

Enfin, une conclusion générale sur l'ensemble des résultats obtenus et des perspectives viendront clôturer ce travail de thèse.

Chapitre I
Les matériaux nitrurés pour les HEMTs

I.1. Introduction

Au cours des dernières années les nitrures III-N ont largement été étudiés. En effet ces composés font partie de la famille des matériaux à grande largeur de bande interdite, leur permettant de supporter de forts champs électriques. En plus ces matériaux ont une grande stabilité chimique, et des propriétés mécaniques et physiques remarquables et indispensables pour les applications de puissance et en hyperfréquence.

Le nitrure de gallium, le nitrure d'aluminium et le nitrure d'indium (respectivement GaN, AlN et InN) sont des matériaux binaires de la famille des semiconducteurs nitrurés (SC III-N). Bien que leurs propriétés physiques soient différentes (largeur de bande interdite, dimension des mailles cristallines, propriétés de transport électronique, etc...), des composés ternaires peuvent être obtenus à partir de deux de ces matériaux. Il est alors possible de créer l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ et l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$.

Dans ce chapitre, nous allons rappeler les propriétés des éléments III-N telles que leurs propriétés cristallographiques, leurs paramètres de maille etc... Nous évoquerons également les notions de polarisation spontanée et piézoélectrique.

I.2. Généralités sur les semiconducteurs à grand gap

I.2.1. Historique

Les dispositifs à base de matériaux III-N (GaN, InN, AlN) ont connu un énorme succès au cours de ces dernières années. Le nitrure de gallium (GaN) a été découvert dès le début du XXème siècle par Juza et Hahn en faisant passer de l'ammoniac (NH_3) sur du gallium liquide (Ga) à des températures élevées. Mais les difficultés rencontrées telles la disponibilité d'un substrat approprié et la croissance des couches de haute qualité nécessaires pour le développement des dispositifs ont un peu retardé les recherches dans le domaine du GaN. La solution fut trouvée grâce aux travaux d'Amano et al. Dans les années 80, ces chercheurs ont réussi à obtenir une couche de GaN avec des propriétés morphologiques, optiques et électriques fortement améliorées par une croissance MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) sur un substrat de saphir et par l'intermédiaire d'une couche de nucléation d'AlN [1].

Le premier échantillon du nitrure d'aluminium (AlN) a été fabriqué en 1862 par Briegleb et Geuther par union directe de l'aluminium avec de l'azote à 700°C . D'autres techniques de synthèse ont par la suite été trouvées. Ces techniques permettaient d'obtenir des poudres d'AlN. De nos jours, ce sont des procédés de production de couches AlN épitaxiées utilisables en microélectronique qui nous intéressent [2].

Le nitrure d'indium (InN) fut synthétisé pour la première fois en 1972 en utilisant un procédé de pulvérisation radio-fréquence. Cependant, les couches obtenues étaient polycristallines et présentaient des mobilités électroniques relativement basses, entre 10 et 100 cm²/Vs. Par la suite, la qualité des nitrures fut améliorée par la technique de dépôt chimique en phase vapeur à base de métallo-organiques (MOCVD) et par l'épitaxie par jet moléculaire (MBE) produisant des couches d'InGaN et d'InAlN de meilleure qualité cristalline et avec une faible densité de porteurs libres (<10¹⁸ cm⁻³) et une grande mobilité électronique (>2000 cm²/Vs) [3].

Aujourd'hui, les recherches sur les matériaux nitrurés ont beaucoup progressé, permettant la fabrication et la commercialisation de dispositifs électroniques et optoélectroniques de hautes performances.

I.2.2. Les avantages des éléments III-N

Les semiconducteurs à grand gap particulièrement les matériaux III-N tels que le GaN et l'AlN sont considérés comme d'excellents dispositifs pour l'électronique de puissance, l'hyper-fréquence et l'optoélectronique, en raison de leurs propriétés physiques et électriques telles qu'une bonne conductivité thermique, un fort champ de claquage et une grande vitesse de saturation comparés au semiconducteurs classique [4]. Les matériaux III-N diffèrent par leurs énergies du gap, la figure I.1 représente la variation de l'énergie du gap en fonction du paramètre de mailles de certains matériaux [4-6].

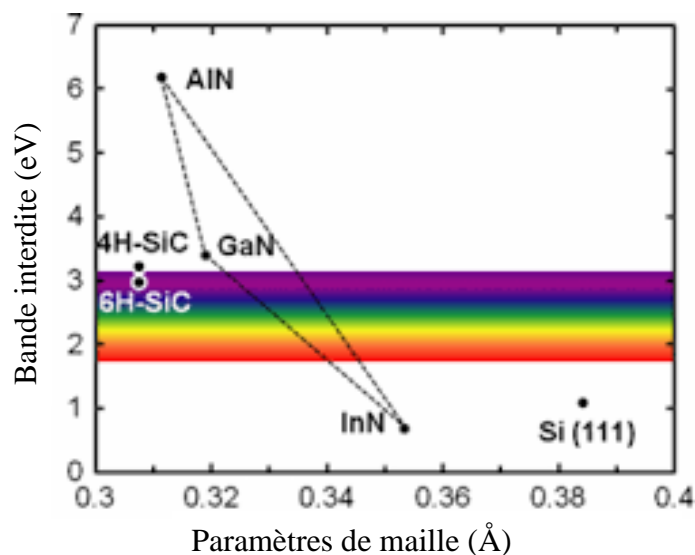


Figure I.1: Variation de la valeur de bande interdite en fonction du paramètre de maille de différents matériaux semiconducteurs [7].

Le tableau I.1 présente les propriétés fondamentales des semiconducteurs les plus importants pour les performances des dispositifs électroniques à 300 K.

Propriétés	Si	GaN	AlN	InN	SiC	GaAs	InP
Bande interdite (eV)	1.1	3.4	6.2	0.7	3.2	1.4	1.3
Champ de claquage (MV/cm)	0.3	3.3	8.4	1.2	3.5	0.4	0.5
Vitesse de saturation (cm/s)	10 ⁷	2.5 10 ⁷	2.1 10 ⁷	1.8 10 ⁷	2 10 ⁷	10 ⁷	10 ⁷
Mobilité des électrons (cm²/V.s)	1500	990	300	4400	650	8500	5400
Permittivité relative	11.8	9.5	8.5	15.3	10	11.5	12.5
Conductivité thermique (W/cm.K)	1.5	1.3	2	0.45	4.5	0.5	0.7

Tableau I.1: Propriétés physiques des différents matériaux semiconducteurs [1,8].

I.2.3. La bande interdite

Le gap d'énergie, notée E_g , (eV) correspond à la différence d'énergie entre le bas de la bande de conduction et le haut de bande de valence. L'énergie de la bande interdite correspond à l'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction lorsque celui-ci est soumis à une excitation. Si la valeur de cette énergie est inférieure à 2 eV, le matériau est considéré comme un semi-conducteur à petit gap, par exemple : Ge, Si, GaAs, InP. Pour des valeurs supérieures à 2 eV, le matériau est alors considéré comme un semi-conducteur à grand gap. L'équation (I.1) présente la variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la température [3, 6, 9, 10].

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \tag{I.1}$$

Les valeurs des paramètres α et β sont données dans le tableau I.2 pour différents matériaux.

semiconducteur	$E_g(0)(eV)$	$\alpha(eV/K)$	$\beta(K)$
Si	1.17	4.73	636
GaN	3.509	7.32	700
AlN	6.118	17.99	1432
InN	0.69	0.41	454

Tableau I.2: Paramètres de la variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la température [5, 10-12].

I.2.4. Le champ de claquage

Il est noté ξ_c (MV/cm), il correspond à la valeur du champ maximale que peut supporter le composant. Les matériaux à grands gap ont un champ de claquage très important vis-à-vis du silicium ou de l'arséniure de gallium (voir tableau I.1). Lorsqu'un dispositif possède un champ de claquage élevé, il peut supporter des tensions de fonctionnement élevées ce qui est important pour la puissance. La valeur du champ de claquage est proportionnelle au gap par la relation suivante :

$$\xi_c = K E_g(T)^{3/2} \tag{I.2}$$

Où K est un facteur de proportionnalité et E_g l'énergie du gap [13].

I.2.5. La vitesse de saturation

Elle est notée V_{sat} (cm/s) elle correspond à la vitesse maximale qu'un porteur de charge dans un semiconducteur atteint en présence d'un champ électrique très élevé [14-16].

I.2.6. La mobilité des électrons

Elle est notée μ_n (cm²/V.s) elle mesure l'aptitude des porteurs à se déplacer dans le réseau cristallin, elle est d'autant plus grande si le cristal est pur et que la masse effective des porteurs est faible. Toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En effet, l'ajout d'atomes dopants diminue la mobilité des porteurs (figure I.2) [17]. La mobilité des porteurs est calculée par la relation suivante [18] :

$$\mu = |q\tau/m^*| \tag{I.3}$$

Avec τ le temps de relaxation et m^* La masse effective des porteurs de charge.

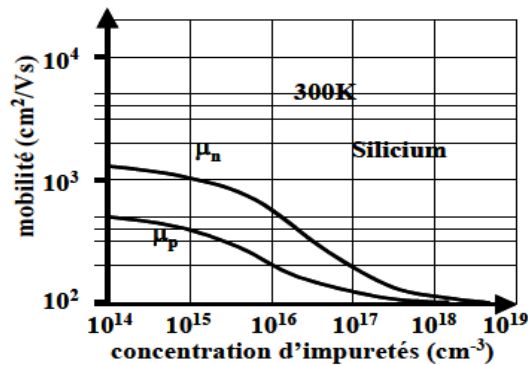


Figure I.2: Variation de la mobilité des électrons et des trous dans le silicium en fonction de la concentration d'impuretés [17].

I.2.7. La permittivité relative

Elle est notée ϵ_r et elle donne une indication sur la charge capacitive d'un semiconducteur. Les valeurs de ϵ_r pour les semiconducteurs à grand gap sont inférieures à celles des semiconducteurs classiques [1].

I.2.8. La conductivité thermique

Elle est noté κ (W/cm.K) elle définit la capacité de dissipation de la chaleur par un composant. En l'absence d'une bonne conductivité thermique, la puissance dissipée provoque une augmentation de la température du composant ce qui engendre une chute de la mobilité des électrons et une diminution des performances. En général le Si, le SiC et le diamant sont d'excellents conducteurs thermiques tandis que le GaAs et l'InP sont de mauvais conducteurs thermiques [1, 13].

I.3. Caractéristique des matériaux nitrurés AlN et InN

I.3.1. La structure cristalline

I.3.1.1. Le nitrure d'aluminium AlN

Le nitrure d'aluminium AlN est un semiconducteur à grand gap (6,2 eV). Il possède une grande conductivité thermique. Il a des applications potentielles comme substrat en optoélectronique et en électronique pour la fabrication des transistors de puissance. C'est un matériau très stable, même à haute température, cette stabilité étant obtenue grâce à une forte énergie de liaison (11,5 eV) [19].

Le nitrure d'aluminium AlN se présente sous deux formes cristallographiques :

- ✓ Une structure hexagonale de type wurtzite thermodynamiquement stable, de paramètres de maille $a = 3,11 \text{ \AA}$ et $c = 4,98 \text{ \AA}$. Cette structure est la plus utilisée, elle est composée de deux sous-réseaux hexagonaux d'atomes d'azote et d'aluminium décalés d'un vecteur $0,3869 \times (0,0,1)$ [2].
- ✓ Une structure cubique de type zinc blende métastable, de paramètre de maille $a = 4,36 \text{ \AA}$. Cette structure est constituée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées d'atomes d'azote et d'aluminium décalés d'un quart d'un vecteur $\frac{1}{4} \times (1,1,1)$ [2, 19].

La figure I.3 représente les deux structures cristallines de l'AlN.

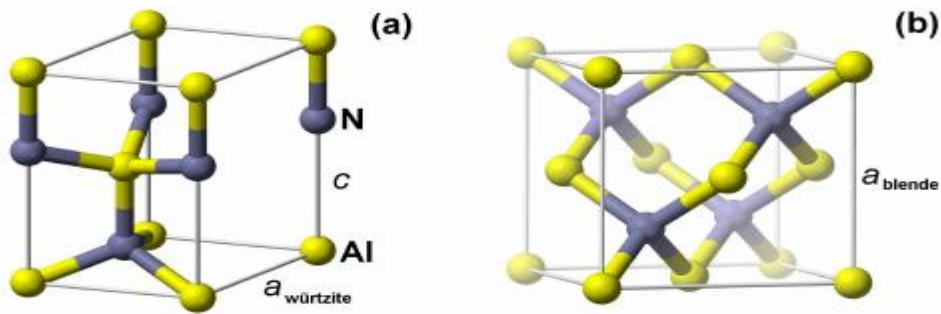


Figure I.3: Représentation du réseau cristallin de l'AlN structure hexagonale (a), structure cubique (b) [2].

I.3.1.2. Le nitrure d'indium InN

En raison de la difficulté de sa fabrication et son faible gap, le nitrure d'indium est peu étudié par rapport aux autres matériaux nitrurés tels que le nitrure de gallium GaN et le nitrure d'aluminium AlN.

Le nitrure d'indium InN se présente aussi sous deux formes cristallographiques :

- ✓ Une structure wurtzite appartenant au système hexagonal de paramètres de maille $a = 3.54 \text{ \AA}$ et $c = 5.70 \text{ \AA}$. Elle est constituée de deux sous-réseaux hexagonaux décalés de $\frac{5}{8}$ de la hauteur de la maille selon l'axe c [20-22].
- ✓ Une structure zinc blende qui cristallise quant à elle dans le système cubique de paramètres de maille $a = 4.96 \text{ \AA}$. Elle consiste en deux réseaux cubiques à faces centrées décalés d'un quart de la diagonale du cube [23].

La figure I.4 représente les deux formes cristallographiques de l'InN [24].

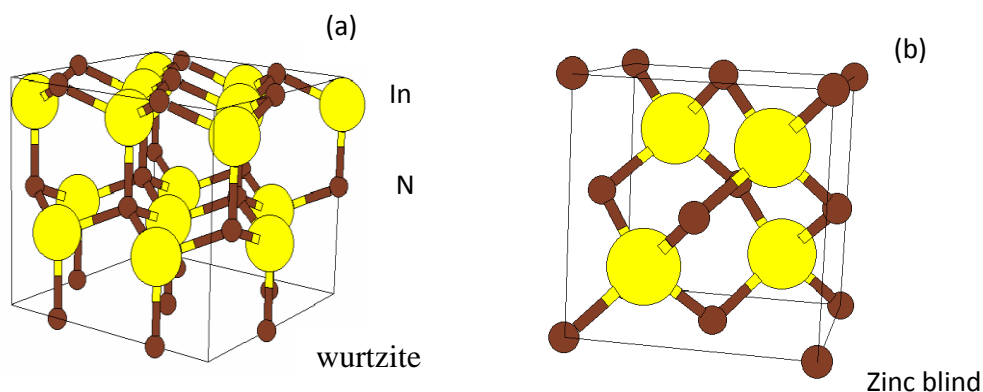


Figure I.4: Représentation du réseau cristallin de l'InN structure hexagonale (a), structure cubique (b).

Le tableau ci-dessous regroupe les paramètres de maille du GaN, InN et AlN [20, 21].

		AlN	InN	GaN
Wurtzite	a(Å)	3.11	3.54	3.189
	c(Å)	4.98	5.70	5.185
Longueur de liaison (wurtzite)	(Å)	1.89	2.15	1.94
zinc blende	a(Å)	4.36	4.96	4.47

Tableau I.3: Paramètres de maille du GaN, InN et AlN [20, 21].

I.3.2. Les polarisations spontanée et piézoélectrique

Comme nous l'avons vu précédemment les matériaux nitrurés AlN et InN se présentent sous deux formes cristallines, mais la structure wurtzite est la plus stable et la plus utilisée. Cette structure est le siège de polarisations spontanée et piézoélectrique qui influent sur le fonctionnement des dispositifs à base de matériaux nitrurés.

I.3.2.1. Polarisation spontanée

Dans une maille hexagonale, comme celle de l'InN ou de l'AlN, il existe une polarisation spontanée (P_{SP}) orientée selon l'axe [0001], cette polarisation est indépendante de l'état de contrainte du matériau et elle est due aux liaisons polaires existantes entre l'aluminium (ou l'indium) avec les atomes d'azote. Cette polarisation est négative pour les trois matériaux AlN, GaN et InN, et vaut respectivement $-0,081 \text{ C.m}^{-2}$, $-0,029 \text{ C.m}^{-2}$ et $-0,032 \text{ C.m}^{-2}$. Ces valeurs négatives traduisent une polarisation orientée dans le sens opposé à la direction [0001]. En effet, la convention est de prendre comme direction positive la direction de l'indium ou l'aluminium vers l'azote le plus proche voisin [4, 24].

I.3.2.2. Polarisation piézoélectrique

Dans les matériaux semiconducteurs nitrurés (InN, AlN) à phase wurtzite, et sous l'effet d'une contrainte mécanique extérieure, une polarisation piézoélectrique P_{PE} est induite, cette polarisation est due à la déformation des liaisons covalentes entre l'atome d'indium ou d'aluminium avec leurs voisins d'azote.

La polarisation piézoélectrique des alliages ternaires InAlN, est calculée selon la loi de Hooke [25].

$$P_{PE} = 2 \frac{a-a_0}{a_0} \left(e_{31} - e_{33} \frac{C_{13}}{C_{33}} \right) \quad (I.4)$$

Où a , a_0 sont les constantes du réseau des couches GaN et InAlN, e_{31} , e_{33} sont les constantes piézoélectriques et C_{13} , C_{33} sont les constantes élastiques.

Le tableau suivant présente un récapitulatif des constantes des matériaux AlN, InN et GaN pour le calcul des polarisations piézoélectrique [21, 18].

Constantes	AlN	InN	GaN
$a_0(\text{nm})$	0.3112	0.354	0.3189
$e_{31}(\text{C}/\text{m}^2)$	-0.60	-0.57	-0.49
$e_{33}(\text{C}/\text{m}^2)$	1.46	0.97	0.73
$C_{13}(\text{GPa})$	99	121	106
$C_{33}(\text{GPa})$	389	182	398

Tableau I.4: Constantes des matériaux AlN, InN et GaN [19, 16].

En résumé, la polarisation totale d'un semiconducteur III-V nitruré est constituée de deux composantes : spontanée et piézoélectrique, toutes deux alignées parallèlement à l'axe c , et dont le sens dépend de l'orientation cristalline.

La polarisation totale s'écrit

$$\vec{P} = \vec{P}_{SP} + \vec{P}_{PE} \quad (I.5)$$

Où \vec{P}_{SP} est une constante propre à chaque matériau, et \vec{P}_{PE} est fonction de a_0 .

Dans le cas particulier de l'InAlN, la fraction molaire d'aluminium détermine la nature de la contrainte. Si cette fraction est supérieure à 0,82, alors la contrainte est en extension, si elle est inférieure à 0,82, il s'agit d'une compression. Si la fraction est de 0,82 (In₁₈Al₈₂N), la croissance se fait en accord de maille et la polarisation piézoélectrique disparaît [25].

La figure 1.5 illustre les polarisations pour une croissance InAlN sur GaN face-Ga et face-N [25-29].

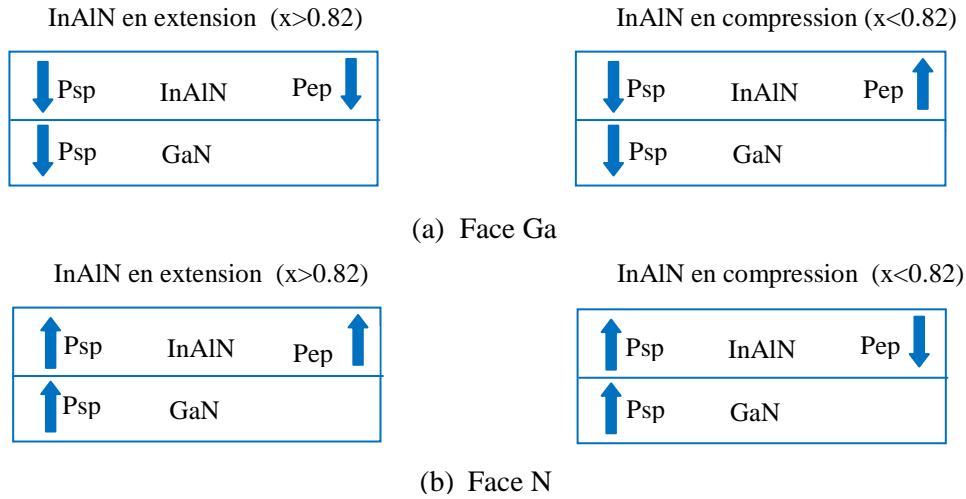


Figure I.5: Polarisation spontanée et piézoélectrique dans les hétérostructures InAlN/GaN Face Ga (a), face N (b) [25-29].

1.3.3. Gap d'énergie dans les nitrures (structure de bande AlN, InN)

L'AlN et l'InN sont des matériaux à gap direct c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin au point Γ ($k = 0$). La figure I.6 représente l'allure des gaps des deux matériaux [7, 8, 21, 30].

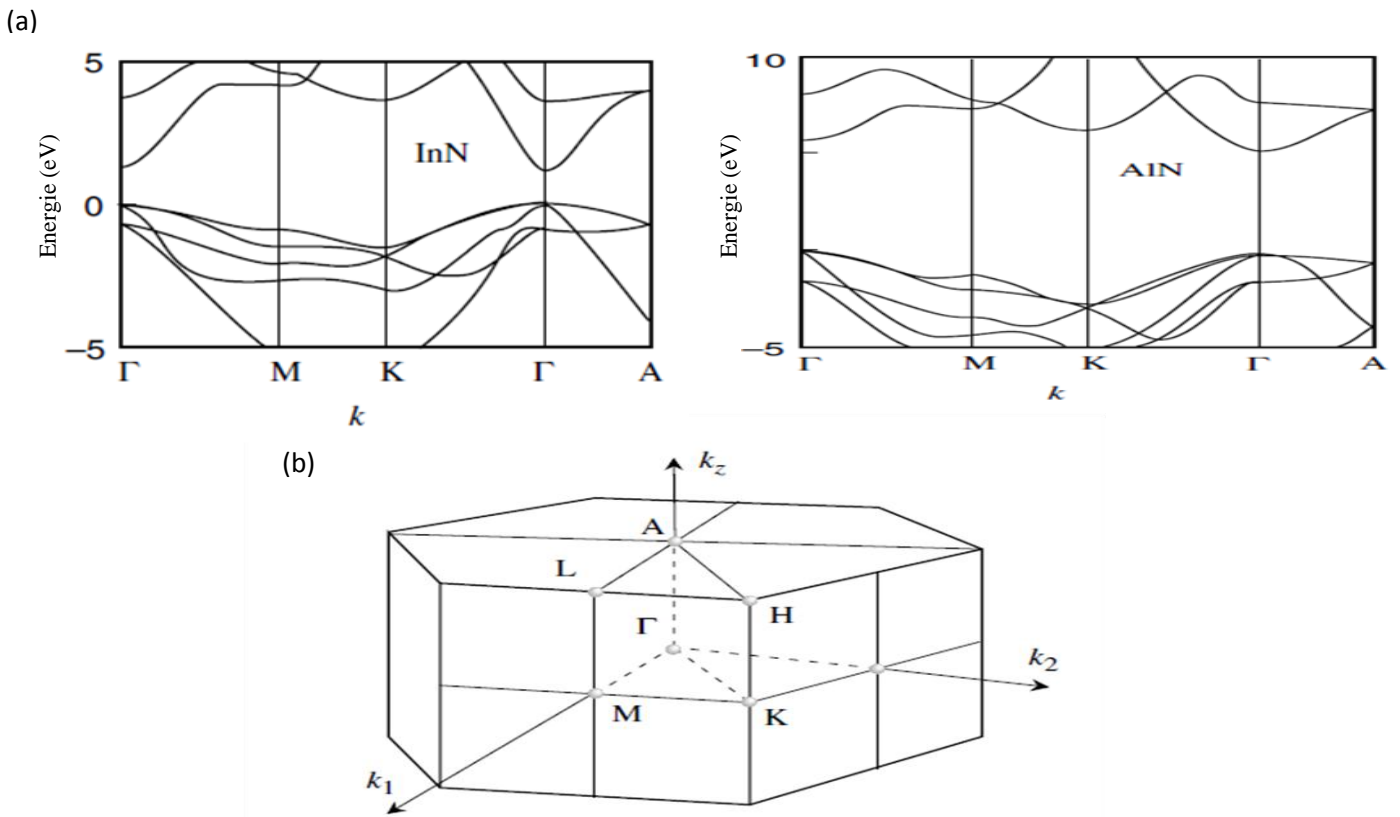


Figure I.6: Structure de bandes et densité d'états du w-InN et du w-AlN (a), Schématisation de la première zone de Brillouin dans les matériaux nitrurés (b) [7, 8, 21, 30].

I.4. Défauts structuraux dans le cristal

En général, tous les semiconducteurs contiennent une densité de défauts qui malheureusement limitent les performances des composants électroniques, ces défauts sont involontairement introduits durant les processus de fabrication [3, 31, 32].

Il existe plusieurs types de défauts dans un cristal. On peut les classer en deux catégories :

- Les défauts ponctuels : tels que les lacunes (site atomique inoccupé) ; les anti-sites (un atome occupe le site d'un autre atome) ; les impuretés par substitution (un atome étranger occupe un site atomique) ; et finalement les défauts interstitiels (un atome du matériau ou une impureté occupe un site interstitiel).

- Les défauts étendus : tels que les dislocations (discontinuité dans la structure cristalline) ; les défauts d'empilement (la séquence d'empilement des atomes n'est plus respectée) ; les inclusions (précipité ou changement de phase cristalline dans une zone du réseau) ; et enfin les joints de grain (frontière entre deux cristaux possédant des orientations différentes).

La figure I.7 présente quelques défauts structuraux présents dans un cristal.

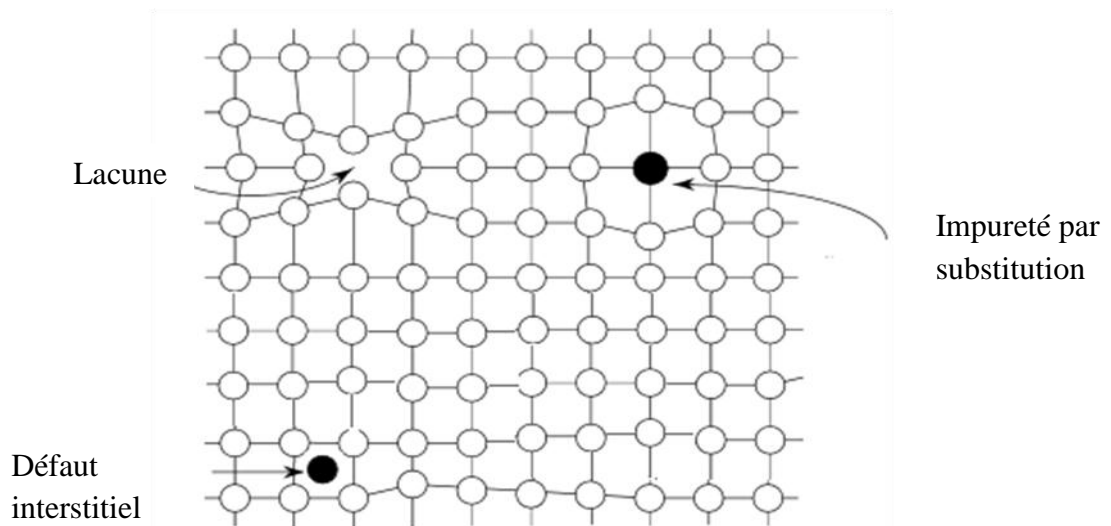


Figure I.7: Quelques défauts présents dans un cristal.

I.5. Croissance des matériaux nitrurés

I.5.1. Substrats utilisés

Différents substrats ont été utilisés pour la croissance des nitrures [8, 33, 34], tels que le silicium, le carbure de silicium, le nitrure de gallium, la saphir, les substrats composites et le diamant.

I.5.1.1. Le silicium Si

Le silicium est considéré comme un substrat adéquat pour la majorité des matériaux nitrurés grâce à une importante avancée technologique dont il bénéficie : un faible coût et une meilleure conductivité thermique. Néanmoins le désaccord de maille entre les matériaux nitrurés et le silicium provoquent l'apparition d'un grand taux de dislocations.

I.5.1.2. Le carbure de silicium SiC

Le carbure de silicium est aussi un substrat très prometteur pour la fabrication de dispositifs de puissance. Il présente un faible désaccord de maille avec les matériaux nitrurés. Il est très stable thermiquement, avec une excellente conductivité thermique et un faible taux de dislocations. Cependant son prix reste très élevé.

I.5.1.3. Le nitrure de gallium GaN Massif

Contrairement aux autres filières de semiconducteur. Le GaN massif est très difficile à obtenir. Ceci est dû à sa température de fusion (2500K) et à la pression d'équilibre (4,5GPa), deux valeurs trop élevées pour être obtenues en industrie ou en laboratoire, son coût de fabrication est donc beaucoup plus cher que celui du silicium.

I.5.1.4. Le saphir Al₂O₃

Le saphir (Al₂O₃) est le substrat le plus utilisé en microélectronique en raison de son faible coût, sa disponibilité sur le marché et sa grande stabilité en température. Malheureusement, le saphir présente une faible conductivité thermique ($K=0.5 \text{ W/cm K}$) et un grand désaccord de maille.

I.5.1.5. Les substrats composites

Les substrats dits "composites" offrent une nouvelle issue économique pour faire un compromis entre les hautes performances désirées des dispositifs et le coût très élevé d'élaboration des substrats. Ces substrats sont fabriqués à partir de la technologie SmartCut™ développée par la société SOITEC. Cette technologie consiste à déposer une couche mince d'un substrat monocristallin compatible pour la croissance du GaN sur un substrat épais de forte conductivité thermique.

I.5.1.6. Le diamant

Le diamant offre une bonne conductivité thermique ($K=24 \text{ W/cm K}$) et une faible conductivité électrique ce qui permet d'améliorer les performances des transistors mais cette nouvelle filière présente également un coût de fabrication assez élevé.

I.5.2. Techniques de croissance

Des techniques de croissance très développées sont mises au point pour l'élaboration des matériaux nitrurés tels que la MOCVD, la HVPE et finalement la MBE [8, 33-35].

I.5.2.1. L'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques

L'épitaxie en Phase Vapeur aux OrganoMétalliques EPVOM (ou Metal Organic Chemical Vapour Deposition MOCVD) est la première méthode utilisée pour la fabrication de composants HEMTs. Elle a été publiée pour la première fois par Manasevit en 1971. Cette technique, est généralement la plus utilisée dans l'industrie, elle permet la croissance de couches minces. La croissance est amorcée à faible pression et à haute température. Les vitesses de croissance varient en fonction des conditions fixées dans le bâti [8, 33-35].

Les éléments III sont acheminés par un mélange de dihydrogène et d'un précurseur chimique dont les molécules sont composées d'un atome métallique lié à des radicaux organiques, dans le cas du GaN, le précurseur le plus approprié pour l'azote est l'ammoniac (NH_3), tandis que pour le gallium c'est le Trimethylgallium (TMGa) ou le Triethylgallium (TEGa) qui peuvent être utilisés [8, 33-35].

La réaction de décomposition de ces molécules est la suivante :



Pour réaliser la croissance, le substrat est tout d'abord chauffé à haute température (environ 1000 °C) sous un flux d'ammoniac. Il se produit alors une nitruration du substrat qui permettra une meilleure nucléation de la couche tampon. Cette couche est ensuite déposée à plus basse température, environ 550°C, elle est ensuite cristallisée à la température de croissance de la couche, soit 1000 °C, avant l'épitaxie d'une couche épaisse de GaN. Les paramètres de croissance optimaux tels que les températures de croissance ou l'épaisseur de la couche tampon varient suivant les bâtis d'épitaxie. La figure I.8 représente le schéma synoptique d'un bâti de croissance par MOCVD [8, 33-35].

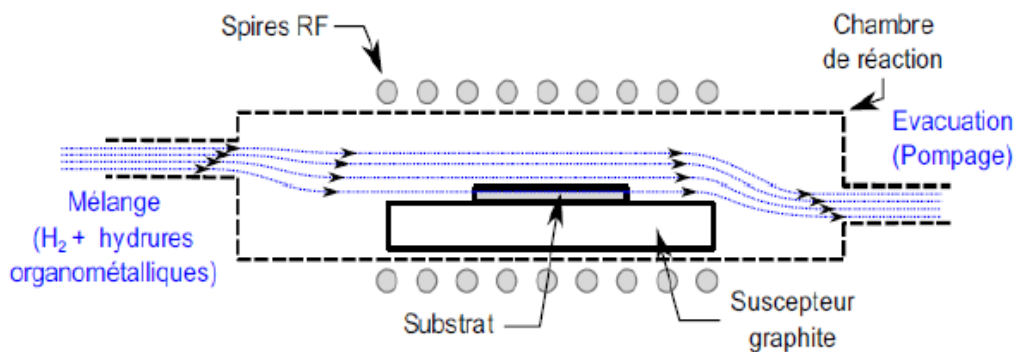


Figure I.8: Schéma synoptique d'un bâti de croissance par MOCVD [8, 33-35].

La technique MOCVD présente l'avantage de travailler à haute vitesse, et la possibilité de réalisation d'interfaces abruptes, elle permet aussi la production de couche de bonne qualité et de grandes tailles à un coût relativement faible. Cependant cette technique nécessite une grande quantité de NH_3 et une haute température de croissance.

I.5.2.2. L'épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Halogénure

L'épitaxie en Phase Vapeur à partir d'Halogénure EPVH (ou Halide Vapour Phase Epitaxy HVPE) est une technique généralement utilisée pour la croissance de couches épaisses. Cette technique présente l'avantage de permettre des vitesses de croissance élevées ($>200\mu\text{m/h}$).

Le GaN est obtenu par mélange de deux précurseurs chimiques dans un bâti à haute température ($>1000^{\circ}\text{C}$) sur substrat saphir. Les atomes de gallium sont acheminés sous forme de chlorure résultant du passage d'acide chlorhydrique gazeux ($\text{HCl}(\text{g})$) sur une surface de gallium liquide ($\text{Ga}(\text{l})$). La réaction, portée à une température inférieure à 900°C , produit du chlorure de gallium ($\text{GaCl}_2(\text{g})$ et $\text{GaCl}_3(\text{g})$). Les atomes d'azote proviennent d'une source d'ammoniac ($\text{NH}_3(\text{g})$).

La figure I.9 représente le schéma synoptique d'un bâti de croissance par HVPE [8,33-35]

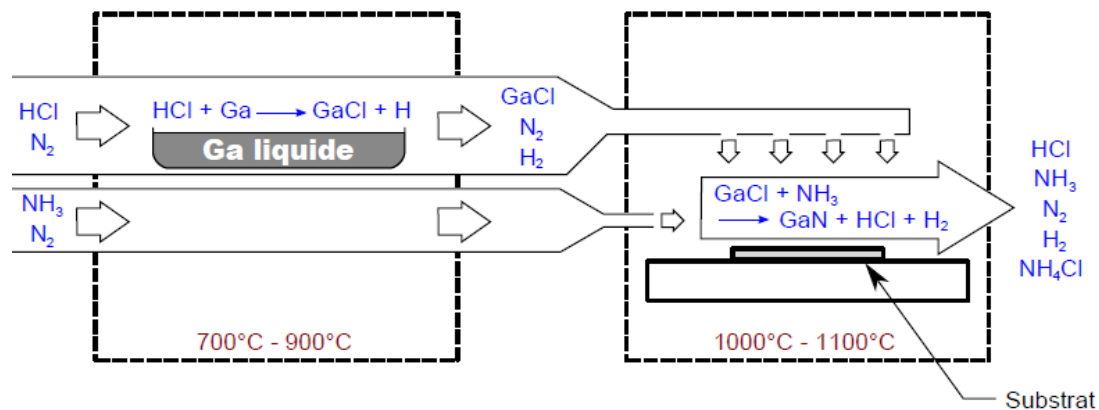


Figure I.9: Schéma synoptique d'un bâti de croissance par HVPE.

La HVPE est une technique de croissance simple, très adéquate pour les films épais grâce à une très grande vitesse de croissance, elle permet aussi la croissance de couches de très bonne qualité, cependant elle ne permet pas la réalisation d'interface abrupte et elle nécessite une très haute température de croissance, entraînant une forte concentration d'impuretés.

I.5.2.3. L'épitaxie par jet moléculaire (EJM)

Mieux connue sous l'anglicisme MBE (Molecular Beam Epitaxy) est une technique utilisée pour la croissance de couches minces. La vitesse de croissance de cette technique est relativement faible, environ 20 MC/min (monocouche/min) ce qui permet un contrôle de la structure couche par couche. La croissance est obtenue dans un bâti sous ultravide. Les matériaux sources solides sont évaporés à haute température. Les particules ainsi obtenues finissent par se déposer sur un substrat porté à une température plus faible, de l'ordre de 900°C . Le substrat est positionné sur un support tournant pour permettre une bonne homogénéité de la croissance. Les particules des matériaux utilisées pour la croissance de couches minces III-V sont généralement à l'état solide, à l'exception de l'azote (élément V), utilisé pour la croissance des couches III-N.

La figure I.10 présente le principe de fonctionnement de la croissance par EJM.

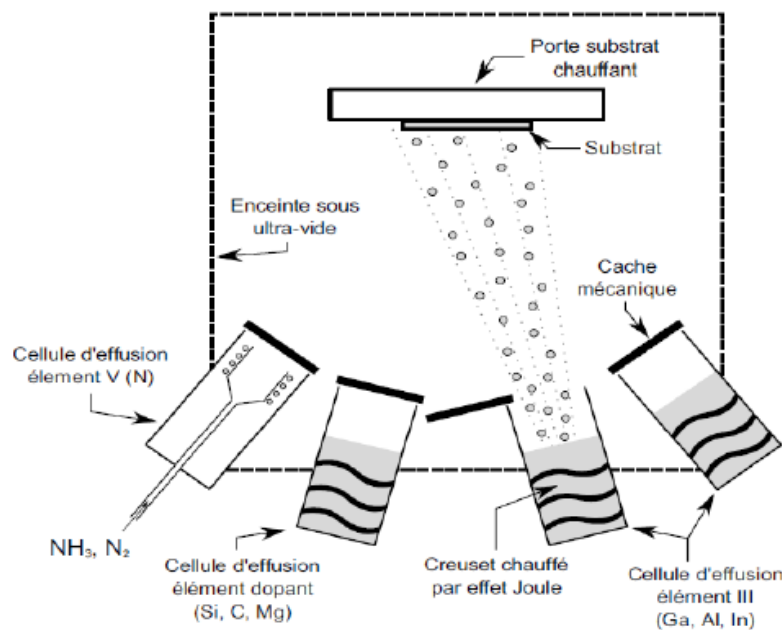


Figure I.10 : Schéma synoptique d'un bâti de croissance par EJM [8, 33-35].

La technique de croissance EJM présente des avantages et des inconvénients, ses avantages se résument en :

- Une atmosphère sous UHV, ce qui implique peu de contamination.
- Une rapidité des obturateurs, permettant des hétérojonctions abruptes.
- Une possibilité d'utilisation d'une large gamme de dopants.
- Une température de croissance relativement basse.
- Une technique qui n'utilise pas de gaz toxiques.
- Une faible température de croissance.

Ses inconvénients se résument en :

- Une vitesse de croissance plus faible surtout dans le cas d'hétérostructures.
- Un dopage P est plus efficace par MOCVD.
- Une nécessité d'ultravide.
- Une technique très coûteuse.

I.6. Evolution des propriétés de l'In_{1-x}Al_xN

I.6.1. Paramètres de maille

Le paramètre de maille *a* de l'alliage In_{1-x}Al_xN est donné par la relation suivante tirée de la loi de Vegard [36]:

$$a(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = 3.5848 - 0.4753 x \tag{I.8}$$

I.6.2. Polarisation spontanée et piézoélectrique

Le calcul de la polarisation spontanée d'un alliage ternaire In_{1-x}Al_xN ayant une concentration en aluminium *x* est effectué suivant le modèle linéaire de Vegard [25, 28, 36-38]:

$$P_{\text{SP}}(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = x P_{\text{SP}}(\text{AlN}) + (1 - x)P_{\text{SP}}(\text{InN}) \tag{I.9}$$

D'où [4]

$$P_{\text{SP}}(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = -0.049 x - 0.032 \tag{I.10}$$

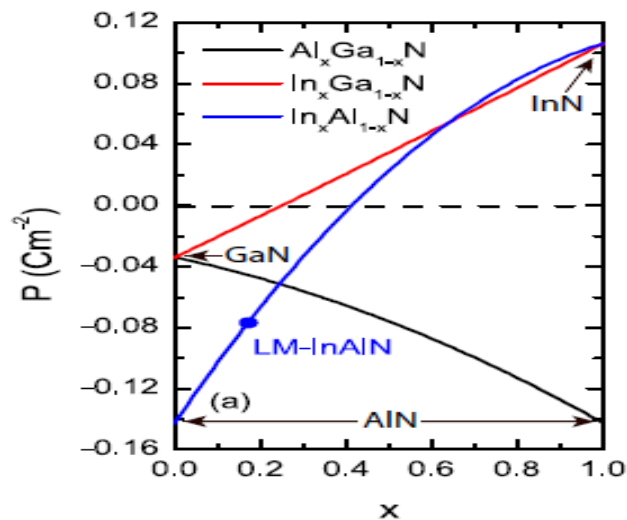


Figure I.11: Evolution de la polarisation totale (spontanée + piézoélectrique) en fonction de *x* de l'In_{1-x}Al_xN [28].

I.6.3. Energie de la bande interdite

Les alliages ternaires ont une énergie du gap qui dépend de celles de leurs composés. En effet, la valeur de l'énergie de la bande interdite d'un alliage ternaire $A_xB_{1-x}N$ peut être calculée en utilisant loi de Vegard [4].

$$E_g(A_xB_{1-x}N) = x E_g(AN) + (1 - x)E_g(BN) + (b x (1 - x)) \tag{I.11}$$

où $E_g(AN)$ et $E_g(BN)$ sont respectivement les valeurs de bande interdite de (A)N et (B)N ; x est la concentration atomique de l'élément A et b le facteur d'écart à la linéarité (bowing factor) .

Pour l'alliage $Al_xIn_{1-x}N$, la valeur prise du facteur de bowing est 3.676 eV [4, 39-40].

D'où

$$E_g(In_{1-x}Al_xN) = xE_g(AlN) + (1 - x)E_g(InN) - (b x (1 - x)) \tag{I.12}$$

Avec $E_g(InN) = 0.7 \text{ eV}$, $E_g(AlN) = 6.2\text{eV}$ et $b = 3.676$

La figure I.12 représente la variation de la largeur de la bande interdite en fonction du coefficient stœchiométrique x de l' $In_{1-x}Al_xN$.

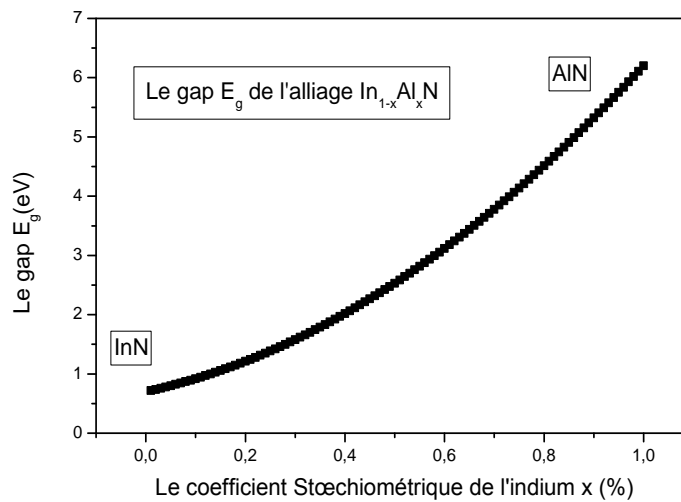


Figure I.12 : Variation de la largeur de la bande interdite en fonction du coefficient stœchiométrique x de l' $In_{1-x}Al_xN$.

On remarque que l'énergie de la bande interdite de l'alliage ternaire $In_{1-x}Al_xN$, augmente lorsque la valeur du coefficient stœchiométrique x augmente.

I.6.4. Affinité électronique

A partir des valeurs de l'affinité électroniques des composés binaires AlN et InN, il est possible de déterminer l'affinité électronique de l'alliage ternaire $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$, le calcul se fait suivant la relation [41,42] :

$$\chi(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = x\chi(\text{AlN}) + (1-x)\chi(\text{InN}) \quad (\text{I.13})$$

Avec $\chi(\text{InN}) = 5.8 \text{ eV}$ et $\chi(\text{AlN}) = 1.9 \text{ eV}$

La figure I.13 représente la variation de l'affinité électroniques de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométrique x .

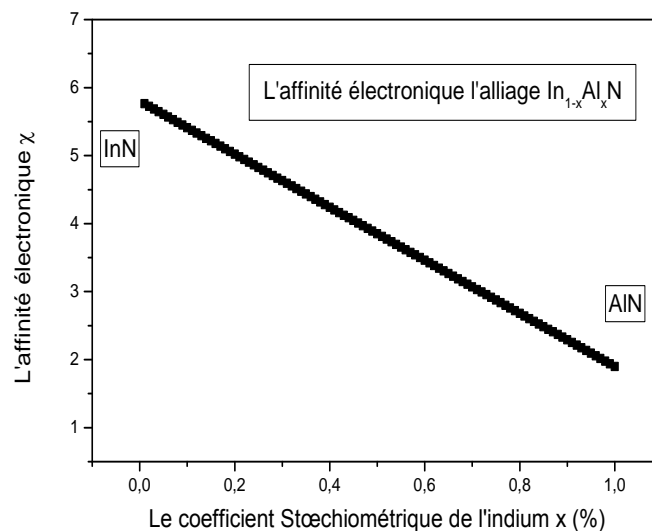


Figure I.13 : Variation de l'affinité électronique de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométrique x .

On remarque que l'affinité électronique diminue linéairement avec le coefficient stœchiométrique x .

I.6.5. Masses des électrons et des trous

Les valeurs des masses effectives des électrons et des trous de l'alliage ternaire $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ sont calculées en utilisant les formules suivantes [41,42] :

• Pour les électrons :

$$m_e(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = xm_e(\text{AlN}) + (1 - x)m_e(\text{InN}) - (b \times (1 - x)) \quad (\text{I.14})$$

Avec $m_e(\text{InN}/m_0) = 0.042$ et $m_e(\text{AlN})/m_0 = 0.32$

• Pour les trous :

$$m_t(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = xm_t(\text{AlN}) + (1 - x)m_t(\text{InN}) - (b \times (1 - x)) \quad (\text{I.15})$$

Avec $m_t(\text{InN}/m_0) = 1.67$, $m_t(\text{AlN})/m_0 = 1.14$, $m_0 = 3.1 \cdot 10^{-31}$ Kg et $b = 0$

La figure I.14 représente la variation de la masse effective des électrons et des trous de l'alliage ternaire $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométrique x .

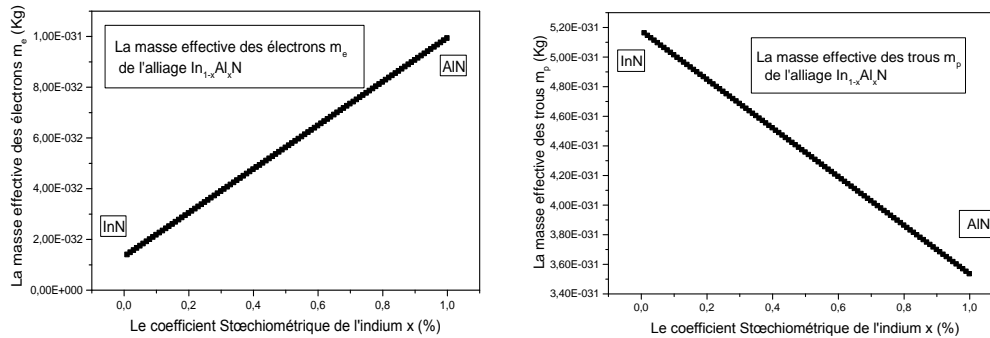


Figure I.14 : Variation de la masse effectives des électrons et des trous en fonction du coefficient stœchiométrique x de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$.

On remarque que la masse effective des électrons croît linéairement avec le coefficient stœchiométrique x , tandis que la masse effective des trous décroît linéairement.

I.6.6. Mobilité des électrons et trous

L'évolution de la mobilité des électrons et des trous en fonction du coefficient stœchiométrique x est donnée par la relation [43] :

$$\frac{1}{\mu_{\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}}} = \frac{x}{\mu_{\text{AlN}}} + \frac{1-x}{\mu_{\text{InN}}} + \frac{x(1-x)}{b_{\text{InAlN}}} \quad (\text{I.16})$$

Avec $\mu_n(\text{InN}) = 4400 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_n(\text{AlN}) = 300 \text{ cm}^2/\text{Vs}$, $\mu_p(\text{InN}) = 340 \text{ cm}^2/\text{Vs}$,
 $\mu_p(\text{AlN}) = 14 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ et $\frac{1}{b_{\text{InAlN}}} = 0$.

La figure I.15 représente la variation de la mobilité des électrons et des trous de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométrique x .

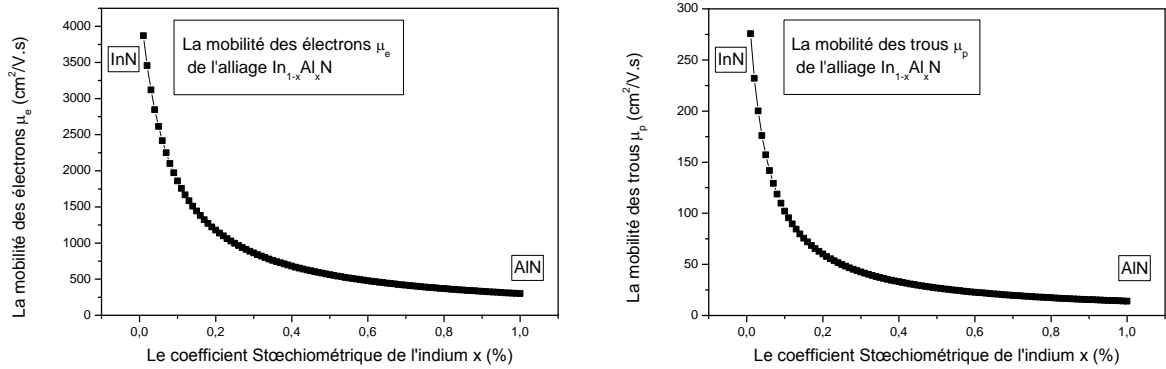


Figure I.15 : Variation de la mobilité des électrons et des trous en fonction du coefficient stœchiométrique x de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$.

On remarque que les mobilités des électrons et trous diminuent lorsque le coefficient stœchiométrique x de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ augmente.

I.6.7. Constante diélectrique (permittivité électrique)

La variation de la constante diélectrique en fonction du coefficient stœchiométrique x est donnée par la relation [41,42] :

$$\varepsilon(\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}) = x \varepsilon(\text{AlN}) + (1 - x) \varepsilon(\text{InN}) \tag{I.17}$$

avec $\varepsilon(\text{InN}) = 15.3$ et $\varepsilon(\text{AlN}) = 8.5$.

La figure I.16 représente la variation de constante diélectrique de l' $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométrique x .

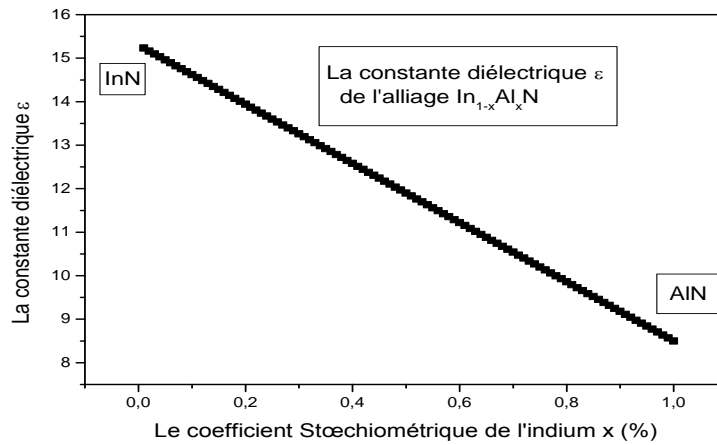


Figure I.16 : Variation de la constante diélectrique fonction du coefficient stœchiométrique x de l' $In_{1-x}Al_xN$.

On remarque que la valeur de la constante diélectrique diminue linéairement avec le coefficient stœchiométrique x .

Le tableau I.5 récapitule les paramètres des matériaux AlN et InN [43,44].

Les paramètres	AlN	InN	$In_{0.18}Al_{0.82}N$
Le gap E_g(eV)	6.2	0.7	4.66
L'affinité électronique χ (eV)	1.9	5.8	2.6
La masse des électrons m_e (Kg)	0.32	0.042	0.26
La masse des trous m_t (Kg)	1.14	1.67	1.23
La mobilité des électrons μ_n(cm²/V.s)	300	4400	360
La mobilité des trous μ_p(cm²/V.s)	14	340	16
La constante diélectrique ϵ	8.5	15.3	9.72

Tableau I.5 Paramètres des matériaux AlN, InN et $In_{0.18}Al_{0.82}N$.

I.7. Etat de l'art des HEMTs InAlN

Les transistors HEMT à base de matériaux nitrurés ont été développés pour répondre à des besoins croissants en puissance et en hautes fréquences. La figure suivante illustre les gammes de puissance accessibles en fonction des fréquences de fonctionnement pour certains semiconducteurs utilisés aujourd'hui en microélectronique. Le GaN apparaît comme un bon candidat pour couvrir des domaines plus larges aussi bien en puissance qu'en hyper fréquence, contrairement au GaAs ou au silicium, qui se limitent à des gammes bien déterminées en fréquence et en puissance. [1].

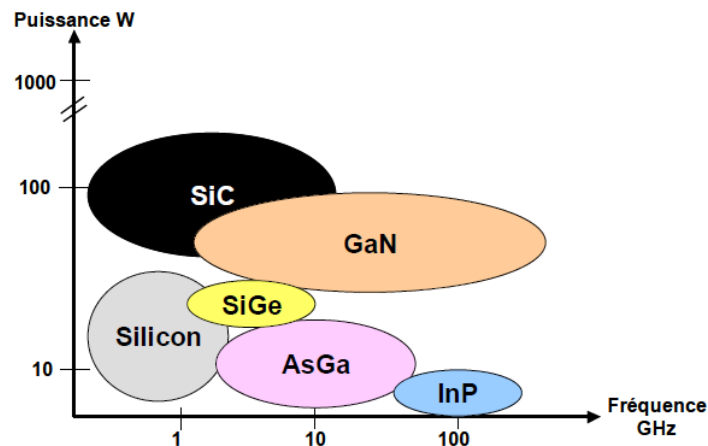


Figure I.17: Comparaison des domaines d'utilisation en puissance en fonction de la fréquence de différents matériaux semiconducteurs [1].

Les besoins de plus en plus exigeants en matière de fiabilité et de performances ont conduit à l'utilisation de nouvelle filière telle que de l'alliage InAlN.

Les HEMT InAlN/GaN sont beaucoup plus performants que les HEMT classiques à base de l'alliage AlGaIn/GaN, offrant des densités de courant deux fois plus fortes et pouvant aller jusqu'à des fréquences de l'ordre du gigahertz. Cette augmentation de puissance est due au fait que la densité de charge de polarisation induite dans le puits quantique est deux à trois fois supérieure à celle des HEMT AlGaIn/GaN [25].

Ainsi les potentiels en puissance et en bruit aux hautes fréquences seront nettement améliorés comparés à ceux de son homologue AlGaIn/GaN grâce à une mobilité ainsi qu'une densité de porteurs plus élevée. Par ailleurs ces transistors présentent, pour un taux d'Indium de 18%, un faible désaccord de maille avec le GaN ce qui élimine les effets piézoélectriques qui limitent les performances des hétérostructures à base de GaN comme dans l'AlGaIn/GaN. En effet, la contrainte

de l'AlGaN sur le GaN engendre des défauts, comme les dislocations, qui vont limiter les performances électriques du transistor. En plus la hauteur de bande interdite plus élevée dans le cas d'InAlN permet à l'hétérostructure InAlN/GaN de supporter plus de puissance et des températures pouvant atteindre 1000°C [27].

Cependant, la technologie InAlN/GaN est encore à l'état d'étude dans plusieurs laboratoires et de nombreux points restent encore à améliorer. Le courant de fuite, lié à un mauvais contact Schottky de grille, est plus élevé dans celui-ci et est régi par de nombreux défauts d'origines diverses comme des défauts de dislocation dans les différentes couches, des pièges de surface et d'interface et des pièges en volume. Tous ces défauts ont pour conséquence un comportement anormal des caractéristiques de sortie de ces transistors.

I.8. Conclusion

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

Dans ce chapitre nous avons fait un rappel sur les semiconducteurs III-N qui sont des semiconducteurs à large bande interdite dont l'application en électronique de puissance et en hyperfréquence est très prometteuse. Nous avons présenté les différentes techniques de fabrication et les différents substrats utilisés pour la croissance des matériaux nitrurés. Les caractéristiques structurelles et les propriétés physiques des composés binaires à savoir : le nitrure d'aluminium et le nitrure d'indium (respectivement AlN et InN) ont été rappelés. La combinaison de ces deux matériaux permet l'élaboration de l'alliage ternaire $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$. Nous avons présenté l'évolution des propriétés physiques en fonction du coefficient stœchiométrique x de l'alliage ternaire $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$.

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

Notre travail de thèse consiste en l'apport de nouvelles informations sur le dysfonctionnement des structures de cette nouvelle filière InAlN/GaN comme contribution à la recherche actuelle.

Références Du Chapitre I

- [1] W. Chikhaoui, thèse de doctorat : " Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGa_N/Ga_N et AlIn_N/Ga_N", Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Lyon, 2011.
- [2] A. Claudel, thèse de doctorat : " élaboration et caractérisation de couches de Nitrure d'Aluminium AlN par CvD haute température en chimie chlorée", Institut National Polytechnique de Grenoble, 2009.
- [3] V. Gorge, thèse de doctorat : " Caractérisations de matériaux et tests de composants des cellules solaires à base des nitrures des éléments III-V", Université Paris-sud 1, 2012.
- [4] N. Sarazin, thèse de doctorat: "HEMTs à base de Nitrure de Gallium : évolution vers un nouveau système de matériaux, une nouvelle génération de composants", Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007.
- [5] U. K. Mishra, J. Singh, " Semiconductor Device Physics and Design", Springer, 2008.
- [6] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", third edition, Wiley, 2006.
- [7] S. W. Kaun, M. H. Wong, U. K. Mishra, J. S. Speck, "Molecular beam epitaxy for high-performance Ga-face Ga_N electron devices", Semiconductor Science and Technology, 2013.
- [8] S. Rennesson, thèse de doctorat : " Développement de nouvelles hétérostructures HEMTs à base de nitrure de gallium pour des applications de puissance en gamme d'ondes millimétriques", Université de Nice, 2013.
- [9] N. Benseddik, thèse de doctorat : "Etude et caractérisation de nano-composants à base de semiconducteur III-N pour des applications en puissance et hyperfréquence", Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, 2013
- [10] Y. Douvry, thèse de doctorat : "Etude de HEMTs AlGa_N/Ga_N à grand développement pour la puissance hyperfréquence :- conception et fabrication- caractérisation et fiabilité", Université des Sciences et Technologies de Lille, 2012.
- [11] X. Wang, "Crystal growth and characteristic of metal", 48, 149, 2004.
- [12] J. Wu, "When group-III nitride go infrared : new properties and perspectives", journal of Applied Physics, vol.106, 2009.
- [13] S. Bouzid -Driad, thèse de doctorat : "Réalisation et caractérisation de transistors HEMTs Ga_N pour des applications dans le domaine millimétrique", Université des Sciences et Technologies de Lille, 2013.
- [14] J. P. Colinge, C. A. Colinge, "Physics of semiconductor devices", Kluwer academic publishers, 2002.

- [15] http://www.theinfolist.com/php/SummaryGet.php?FindGo=saturation_velocity
- [16] R. Quay, "Gallium nitride electronics", Springer, 2008.
- [17] O. Bonnaud, "Physique des solides des semiconducteurs et dispositifs", Institut d'Electronique et de Télécommunications de Rennes, 2003.
- [18] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", 6^e édition, Dunod, 2009.
- [19] C. Cibert, thèse de doctorat : "Films minces d'oxyde et de nitrure d'aluminium pour applications hyperfréquences ; synthèse par PLD et PECVD et caractérisations", Université de Limoges, 2007.
- [20] M. Petit, thèse de doctorat : "Etude par spectroscopies électroniques de la nitruration du phosphore d'indium", Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand II, 2004.
- [21] U. K. Mishra, J. Singh, "Semiconductor device physics and design", Springer, 2008.
- [22] P. A. Anderson, thèse de doctorat : "Indium nitride: An investigation of growth, electronic structure and doping", University of Canterbury, 2006.
- [23] <http://docinsa.insa-lyon.fr/these/2002/fanget/chap1.pdf>
- [24] V. Fiorentini, F. Bernardini, O. Ambacher, "Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloy hétérostructures", Journal of applied physics letters, 2002.
- [25] S. Charlotte, thèse de doctorat : " Localisation et évolution des sources de bruit en basses fréquences de HEMTs GaN sous contraintes électriques", Université de Bordeaux 1, 2011.
- [26] S. Touati, thèse de doctorat : "Conception et caractérisation de composants de puissance hyperfréquence de la filière nitrure de gallium", Université de Lille, 2007.
- [27] S. Nsele, thèse de doctorat : " Analyse électrique et en bruit basse fréquence et haute-fréquence des technologies InAlN/GaN HEMTs en vue de la conception d'amplificateurs robustes faible bruit en bande Ka", Université de Toulouse, 2014.
- [28] L. Lugani, "Leakage mechanisms and contact technologies in InAlN/GaN high electron mobility transistors", École Polytechnique Fédérale De Lausanne, 2015.
- [29] G. Callet, thèse de doctorat, "Caractérisation et Modélisation de Transistors HEMT AlGaIn/GaN et InAlN/GaN pour l'Amplification de puissance en Radio-fréquence", Université de Limoges, 2011.
- [30] D. Dugdale, thèse de doctorat : " Electronic Structure Calculations on Nitride Semiconductors and their Alloys", Université de Durham, 2000.
- [31] B. G. Yacobi, "Semiconductor Materials An Introduction to Basic Principles", Kluwer Academic Publishers, 2003.

- [32] J. Singh, "Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures", Cambridge University Press, 2003.
- [33] N. Velas, thèse de doctorat : "Etude expérimentale des transistors HFET de la filière Nitrure de Gallium pour application de puissance hyperfréquence", Université de Lille, 2003.
- [34] X. Tang, thèse de doctorat : "Optimisation théorique et expérimentale de composants hyperfréquences de la filière Nitrure de Gallium à partir d'études physico-thermiques et électriques", Université de Lille, 2010.
- [35] A. Guilhem, thèse de doctorat : " Fiabilité des dispositifs HEMT en technologie GaN", Université de Toulouse, 2012.
- [36] O. Ambacher, J. Majewski, C. Miskys, A. Link, M. Hermann, M. Eickhoff, M. Stutzmann, F. Bernardini, V. Fiorentini, V. Tilak, B. Schaff, L. F. Eastman, "Pyroelectric properties of Al(In)GaN/GaN hetero- and quantum well structures", Journal of Physics: Condensed Matter , 2002.
- [37] F. Bernardini, V. Fiorentini, "Nonlinear Behavior of Spontaneous and Piezoelectric Polarization in III–V Nitride Alloys ", Journal of phys. stat. sol, 2002.
- [38] V. Fiorentini, F. Bernardini, O. Ambacher, "Evidence for nonlinear macroscopic polarization in III–V nitride alloy hétérostructures ", Journal of Applied Physics Letters, 2002.
- [39] B. Liou, A. Sheng-Horng Yenb, Y. Kuang Kuob, "Vegard's law deviation in band gaps and bowing parameters of the wurtzite III-nitride ternary alloys", Semiconductor Lasers and Applications II, 2005.
- [40] M. Y. Xie F. Tasnadi, I. A. Abrikosov, L. Hultman, V. Darakchieva, " Elastic constants, composition, and piezoelectric polarization in $\text{In}_x\text{Al}_{1-x}\text{N}$: From ab initio calculations to experimental implications for the applicability of Vegard's rule ", Journal of Physical Review, 2012.
- [41] S. Todd, "Semiconductor nanostructures for optoelectronic applications", Lavoisier, 2004.
- [42] C. Lamberti, "Characterization of Semiconductor Heterostructures and Nanostructures", Elsevier, 2008.
- [43] S. Adachi, "properties of semiconductor alloys, group-IV, III-V, II-VI semiconductors", wiley , 2009.
- [44] O. Manasreh, "Optoelectronic properties of semiconductors and superlattices", Taylor and Francis, 2003.

Chapitre II
Généralités sur le transistor HEMT

II.1. Introduction

Les transistors HEMTs (High Electron Mobility Transistors) également connu sous le nom TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor), HFET (Heterostructure Field Effect Transistor) ou MODFET (Modulation Doped Field Effect Transistor) appartiennent à la famille des transistors à effet de champ. Ils sont un cas particulier de MESFET (Metal Semiconductor Field Effect Transistor). Les transistors à effet de champs HEMTs sont des dispositifs dits unipolaires, le courant de sortie repose sur un seul type de porteurs à savoir les majoritaires, leur principe de fonctionnement repose sur la création d'un gaz bidimensionnel à l'interface de l'hétérojonction.

Les premiers transistors HEMTs sont apparus au milieu des années 90 sur substrat saphir grâce aux travaux de Khan [1], vers le début de l'an 2000 des résultats très intéressants ont été obtenus en terme de puissance et de haute fréquence en utilisant des transistors HEMT en GaN et GaAs sur substrat SiC ou Si, ce qui a permis des applications de puissances jusqu'à 94 GHz (avec des champs de claquage de l'ordre de 20 V/m) [2-5].

II.2. Hétérojonction et gaz 2D

II.2.1. Principe de l'hétérojonction

La mise en contact d'un matériau à grand gap et d'un matériau à petit gap crée une discontinuité de bande de conduction (ΔE_c) à l'interface entre les deux matériaux, cette discontinuité entraîne la formation d'un puits de potentiel dans le matériau à petit gap créant ainsi un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) [6], ces électrons libres sont séparés de leurs donneurs ionisés sous l'effet d'une polarisation. La figure II.1 présente la juxtaposition de deux matériaux à gap différents avant et après contact [3]. On remarque la création d'un puits de potentiel dû à la discontinuité des bandes de conduction ΔE_c .

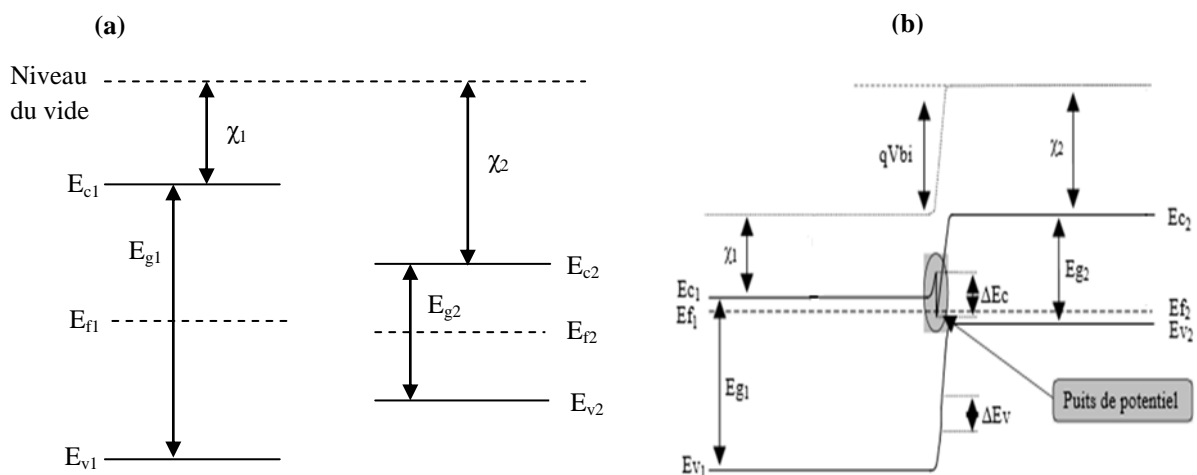


Figure II.1: Diagramme de bandes d'énergies de deux matériaux à gap différents avant contact (a), après contact (b).

Avec la considération des paramètres des deux matériaux qui sont définis par :

χ_1 : Affinité électronique du semiconducteur 1.

E_{g1} : Largeur de la bande interdite du semiconducteur 1.

χ_2 : Affinité électronique du semiconducteur 2.

E_{g2} : Largeur de la bande interdite du semiconducteur 2.

ΔE_c : Discontinuité des bandes de conduction.

ΔE_v : Discontinuité des bandes de valence.

qV_{bi} : Tension de diffusion.

II.2.2. Notion de Gaz bidimensionnel

La notion du gaz bidimensionnel est utilisée en raison de la présence d'un nuage d'électrons issus de la couche donneuse, ces électrons séparés des atomes donneurs ont une grande mobilité et peuvent uniquement se mouvoir dans un plan bidimensionnel parallèle à l'interface [7, 8].

II.2.3. Formation de canal 2D

En raison de la différence des énergies de bande interdite des deux matériaux, un puits de potentiel est créé à l'interface, dans lequel sont confinés les électrons provenant de la couche donneuse et participant au courant de conduction dans la structure (figure II.2)[9]; cette différence des énergies de bande interdite ΔE_g influe donc sur la concentration des porteurs et doit être la plus grande possible.

Sous l'effet d'une polarisation le bas du puits quantique passe sous le niveau de Fermi, qui en général est assez proche de milieu de bande interdite du matériau de plus faible gap.

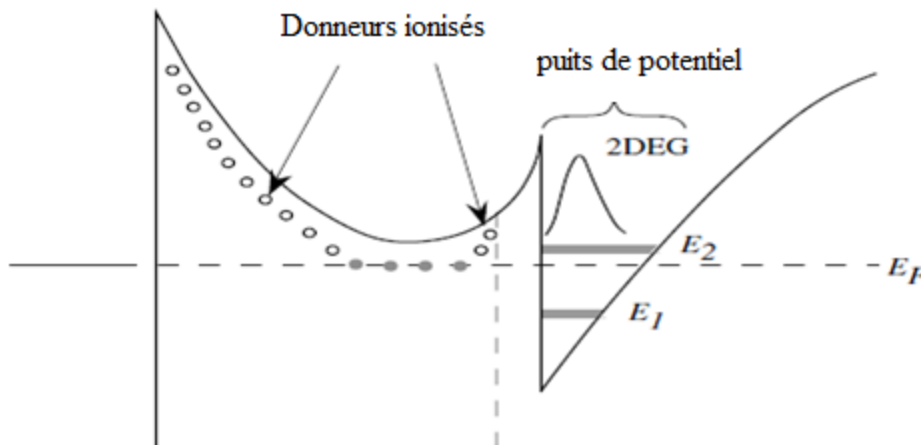


Figure II.2: Création d'un puits de potentiel dans un transistor HEMT[9].

II.3. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs)

II.3.1. Structure du HEMT

Le transistor HEMT est constitué essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite. L'ajout d'autres couches permet de réduire les effets d'interface entre ces deux couches, tels que les dislocations [4, 6, 10].

Comme nous l'avons déjà vu, la juxtaposition de ces deux derniers matériaux va créer un puits de potentiel qui conduit à la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, la figure II.3 présente une structure classique d'un transistor HEMT.

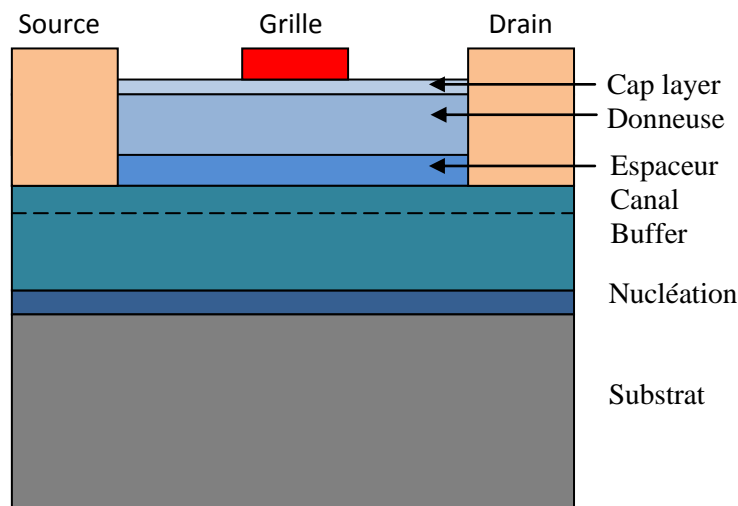


Figure II.3: Structure d'un HEMT.

Les contacts de source et de drain sont de type ohmique, le contact de grille est de type Schottky c'est ce dernier qui va moduler la concentration de porteurs dans le canal [4, 11], les différentes couches constituant le transistor HEMT sont les suivantes :

- **La couche cap layer:** (ou couche barrière) c'est une couche superficielle, généralement constituée d'un matériau à petit gap, elle permet la réalisation des contacts ohmiques de source et de drain. Cette couche sera dopée afin de réduire la valeur des résistances d'accès.
- **La couche donneuse:** comme son nom l'indique c'est elle qui fournit les électrons libres à la structure, elle y joue un rôle important puisqu'on étant dopée elle contribue à l'augmentation de la concentration des électrons dans le canal.
- **Espaceur (spacer):** cette couche est constituée d'un matériau à grand gap non intentionnellement dopé, elle permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des

électrons du canal ; plus cette couche est épaisse, plus la mobilité des électrons dans le canal augmente par contre un espaceur plus fin favorise une meilleure densité de charges dans le canal.

- **Le canal:** c'est au niveau du canal que va se créer le gaz bidimensionnel.
- **La couche buffer:** constituée d'un matériau à faible largeur de bande interdite non intentionnellement dopé. Le canal se forme à l'interface entre cette couche et la couche donneuse
- **La couche de nucléation:** (ou couche tampon) c'est une couche de très faible épaisseur (quelques centaines d'Å) elle est déposée sur le substrat, et permet la réduction des contraintes et les dislocations liées au désaccord de maille entre le substrat et la couche buffer.
- **Le substrat:** c'est la couche de base sur laquelle on fait croître les différentes couches à épitaxier.

II.3.2. Fonctionnement du HEMT

Le principe de base des transistors HEMTs consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) formé à l'interface d'une hétérojonction. En fait, le fonctionnement du transistor HEMT repose sur la variation de la densité de porteurs n_s du 2DEG sous l'influence d'une tension appliquée à la grille. Ce principe est différent de celui du MESFET dans lequel une tension appliquée à la grille contrôle la largeur du canal de conduction entre le drain et la source [12, 4].

En l'absence de polarisation (à $V_{DS}=0V$ et $V_{GS}=0V$), une zone de charges d'espace apparaît sous la grille conséquence directe de la formation du contact de type Schottky (figure II.4.a). En appliquant une tension à la grille (V_{GS}), la couche donneuse sera en déplétion totale. Les électrons libres séparés de leurs donneurs ionisés sont transférés dans le canal où ils forment un gaz d'électrons bidimensionnel à l'interface de l'hétérojonction.

- ✓ Si la tension V_{GS} est faible et égale à la tension de pincement V_p (en anglais threshold voltage V_{th}), il n'y a pas de porteurs dans le puits de potentiel, le canal est fermé et le courant de sortie est nul, le transistor est dit bloqué ou pincé.
- ✓ Si on augmente la tension V_{GS} jusqu'à $V_{GS} > V_p$, le bas de la bande de conduction se trouve au-dessous du niveau de Fermi, la concentration de porteurs dans le puits augmente, le canal est ouvert, et le transistor conduit (voir figure II. 4.b) [3, 6, 13].

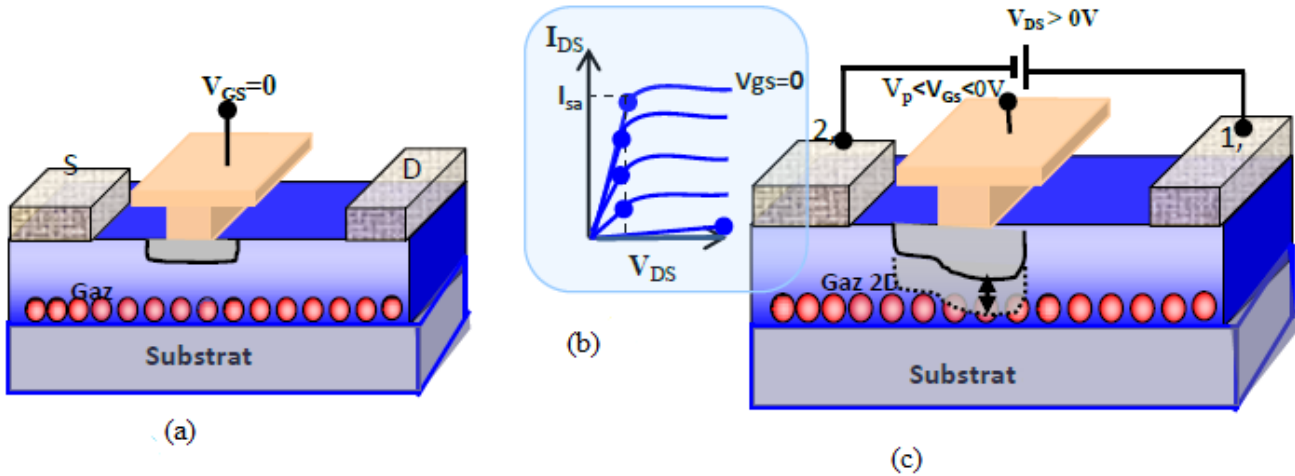


Figure II.4: Fonctionnement du HEMT sans polarisation (a), Caractéristiques de sortie du transistor en régime statique (b), En polarisant négativement la grille (c)[13].

II.4. Equations fondamentales du transistor HEMT

Les principales caractéristiques et les équations régissant le fonctionnement du transistor HEMT seront présentées dans cette partie [12, 14-17].

II.4.1. Caractérisation électrique statique

II.4.1.1. Caractéristiques de sortie $I_{DS}=f(V_{DS})$

La figure II.5 présente une coupe schématique d'un transistor HEMT. [4, 14, 16]

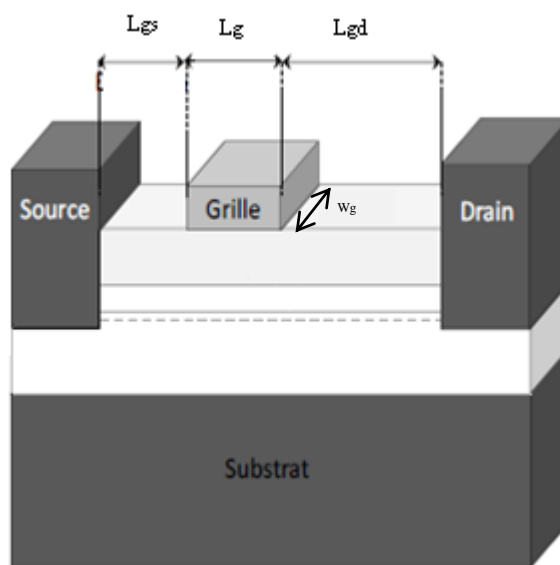


Figure II.5: Coupe schématique d'un transistor HEMT.

Avec W_g la largeur de la grille, L_g la longueur de la grille, L_{gs} la longueur grille-source, L_{gd} la longueur grille-drain et d l'épaisseur de la couche donneuse.

La figure suivante présente la caractéristique de sortie du transistor HEMT ($I_{DS}=f(V_{DS})$) pour différentes valeur de V_{GS} [14] :

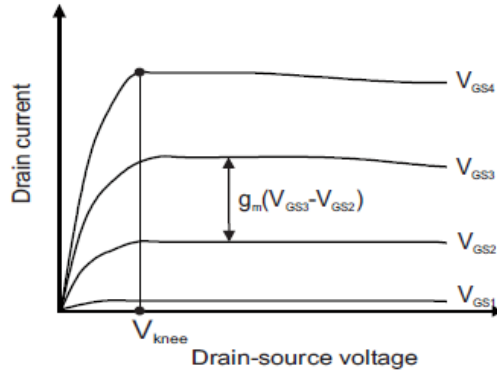


Figure II.6 La caractéristique de sortie du transistor HEMT.

Le calcul du courant de drain en fonction de la tension drain-source se fait en suivant la relation (II.1) [15, 17, 18]:

$$I_{DS} = \frac{W_G \mu_N C_0}{L_{DS}} \left[(V_{GS} - V_{th}) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \tag{II.1}$$

Où W_G est la longueur de grille; μ_n est la mobilité des électrons et C_0 est la capacité surfacique, L_{DS} est la distance entre le drain et la source, et V_{th} est la tension de seuil (son expression sera présentée plus loin dans ce chapitre).

L'expression de la capacité surfacique est donnée par [12] :

$$C_0 = q \frac{2\epsilon_{sc} m_e}{2dq^2 m_e + \epsilon_{sc} \pi \hbar^2} \tag{II.2}$$

Où m_e est la masse effective des électrons, ϵ_s et d sont respectivement la permittivité et l'épaisseur de la couche d'InAlN.

On remarque l'existence de deux régimes de fonctionnement dans la caractéristique de sortie, le premier est dit régime linéaire, le second est le régime de saturation.

Le mode linéaire est obtenu pour des tensions $V_{DS} \ll (V_{GS} - V_{th})$. L'équation (II.1) devient alors :

$$I_{DS\ Lin} = \frac{W_G \mu_N C_0}{L_{DS}} [(V_{GS} - V_{th}) V_{DS}] \tag{II.3}$$

Pour le régime de saturation ($V_{DS} = V_{GS} - V_{th}$) l'équation (1) devient :

$$I_{DS\text{ Sat}} = \frac{W_G \mu_n C_0}{L_{DS}} (V_{GS} - V_{th})^2 \tag{II.4}$$

II.4.1.2. Caractéristique de transfert ($I_{DS}=f(V_{GS})$)

La caractéristique de transfert représente la variation du courant de drain en fonction de la tension grille-source [6, 19], la figure II.7 présente la caractéristique de transfert d'un transistor HEMT.

I_{DS} représente le courant drain-source en fonction de V_{GS} et g_m représente la transconductance en fonction de V_{GS} .

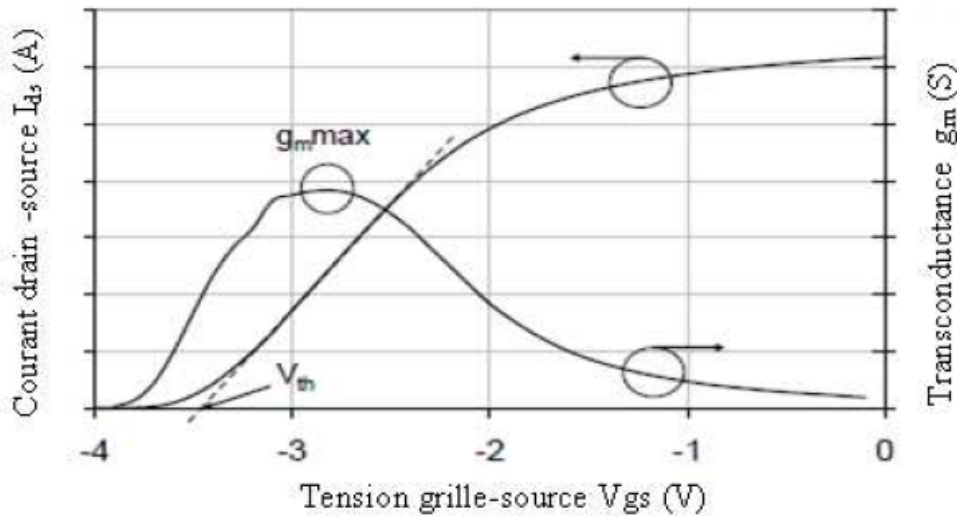


Figure II.7: Caractéristique de transfert d'un transistor HEMT [6, 16].

A partir de ces deux caractéristique on peut extraire la tension de seuil V_{th} , et la valeur de la transconductance maximale.

II.4.1.3. Calcul de la transconductance

La transconductance est calculée à partir de la caractéristique de transfert, On la définit aussi comme étant la pente de la caractéristique, son expression est donnée par la relation suivante [15, 17, 18] :

$$g_m = \frac{dI_{DS}}{dV_{GS}} \tag{II.5}$$

Pour le régime linéaire la transconductance est égale à :

$$g_{m\text{ Lin}} = \frac{dI_{DS\text{ Lin}}}{dV_{GS}} = \frac{W_G \mu_n c_0}{L_{DS}} V_{DS} \tag{II.6}$$

Pour le régime de saturation la transconductance est égale à :

$$g_{m \text{ Sat}} = \frac{dI_{DS \text{ sat}}}{dV_{GS}} = \frac{W_G \mu_n C_0}{L_{DS}} (V_{GS} - V_T) \tag{II.7}$$

La figure II.6 présente également la variation de la transconductance en fonction de la tension grille-source V_{GS} d'un transistor HEMT.

II.4.1.4. Caractéristique Schottky ($I_{GS} = f(V_{GS})$)

Le contact de grille d'un transistor HEMT est un contact Schottky, son rôle est de créer une zone de déplétion, cette dernière est obtenue en polarisant négativement la grille, la figure II.8 présente la caractéristique Schottky d'un transistor HEMT ($I_{GS} = f(V_{GS})$) [19]. A partir de cette caractéristique on peut extraire le facteur d'idéalité n , la hauteur de barrière Φ_{BN} , le courant de saturation I_s et enfin la résistance série R_s [20, 15].

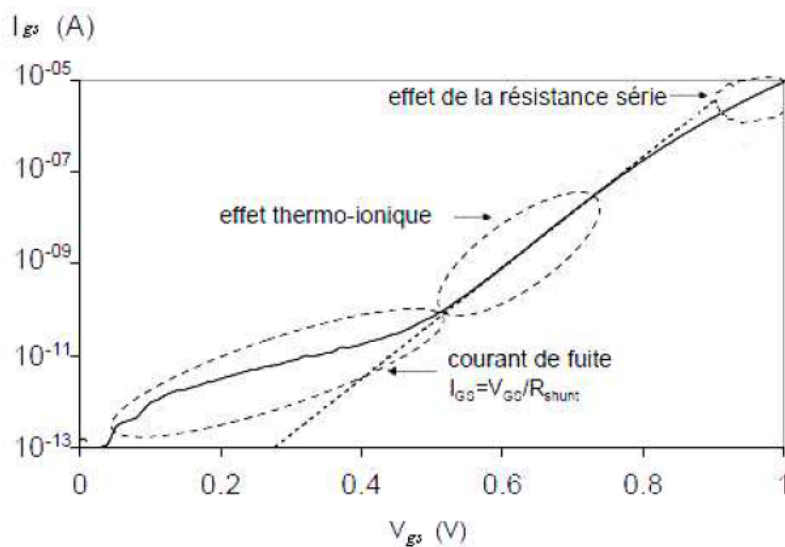


Figure II.8: La caractéristique Schottky d'un transistor HEMT.

Le courant I d'une diode Schottky polarisée en direct suit principalement une loi exponentielle de la forme

$$I = I_0 \left[\exp \left(\frac{qV - R_s I}{nkT} \right) \right] \tag{II.8}$$

Le courant de saturation I_s est donné par la relation suivante

$$I_0 = SA^* T^2 \exp \left(- \frac{q\Phi_{BN}}{kT} \right) \tag{II.9}$$

Où A^* est la constante de Richardson, k est la constante de Boltzmann, q est la charge de l'électron, n est le facteur d'idéalité, S est la surface du contact Schottky, Φ_{BN} la hauteur de barrière et R_s la résistance série du contact.

La hauteur de barrière est déduite à partir de l'équation du courant de saturation, son expression est donc :

$$\Phi_{BN} = \frac{kT}{q} \ln \left(\frac{SA^*T^2}{I_0} \right) \quad (II.10)$$

L'expression du facteur d'idéalité est la suivante :

$$n = \frac{q}{kT} \frac{d(V-R_s I)}{d(\ln I)} \quad (II.11)$$

II.4.2. Paramètres clés du transistor HEMT

II.4.2.1. Fréquence de coupure

La fréquence de coupure d'un transistor est un paramètres très important, c'est la fréquence maximale pour laquelle le gain est égal à un, on définit deux valeurs de fréquence de coupure : F_T c'est la fréquence de coupure du gain, son expression est donnée en fonction des éléments petits signaux (relation II.11) et F_{max} c'est la fréquence de coupure du gain en puissance, son expression est donnée en fonction paramètres intrinsèques du schéma petit signal (relation 12) [3, 6, 9].

$$F_T = \frac{g_m}{2\pi(C_{GS} + C_{GD})} \quad (II.12)$$

Avec g_m qui représente la transconductance, C_{GS} la capacité grille-source et C_{GD} est la capacité grille-drain.

$$F_{max} = \frac{F_T}{2\sqrt{2\pi F_T R_G R_{GD} + \frac{R_G}{R_{DS}}}} \quad (II.13)$$

Avec R_G , R_{DS} qui sont les résistances de grille et de drain-source et C_{GD} est la capacité grille-drain.

II.4.2.2. Tension de pincement

La tension de pincement ou tension de seuil, ou V_{th} pour threshold voltage, définit la tension pour laquelle le canal est ouvert, et par conséquent le transistor commence à conduire, son expression est donnée par la relation [14, 16] :

$$V_{th} = \Phi_{BN} + \frac{E_F - \Delta E_C}{q} - \frac{d}{\epsilon_0 \epsilon_r} \sigma_{pol} \quad (II.14)$$

Avec Φ_{BN} qui représente la hauteur de barrière Schottky et σ_{pol} la densité de charge fixe.

II.4.2.3. Tension de claquage

La tension de claquage V_{bd} (en anglais breakdown voltage) du composant est défini comme la tension maximale que l'on peut appliquer sur la grille sans détériorer le composant, cette tension est déterminée partir de la tension de claquage de la jonction grille-drain car c'est elle qui subira un champ électrique intense [21].

II.5. Calcul de la densité de charge

Le grand intérêt d'un transistor HEMT réside dans la densité d'électrons dans le gaz 2DEG, lorsqu'on applique une tension à la grille, la densité n_s (n_{2DEG}) varie en fonction de cette dernière, elle est calculée suivant la relation ci-dessous [5, 16, 22] :

$$n_s(v_{GS}) = \frac{\epsilon_s}{qd} (V_{GS} - V_{th}) \quad (II.15)$$

Avec ϵ_s est la permittivité relative de la couche barrière, q la charge de l'électron, d est l'épaisseur de la couche donneuse, V_{GS} la tension grille-source et V_{th} la tension de seuil.

II.6. Effets limitatifs dans les HEMT

Plusieurs phénomènes limitatifs interviennent et limitent les performances des transistors HEMTs [23-29]

II.6.1. L'effet Kink (effet coude)

C'est l'augmentation brusque du courant de drain à une certaine tension drain-source élevée ce qui engendre une haute conductance du drain et une réduction de g_m , il est généralement dû l'ionisation par impact dans le canal de conduction, ou aux pièges de surface ou du buffer.

II.6.2. L'effet drain-lag

Le phénomène de drain-lag apparait lors d'un changement brusque de la tension de drain, Il en résulte une chute brutale du courant de drain, l'origine de ce phénomène est due aux électrons-chauds (hot-electron) piégés dans la couche buffer de GaN.

II.6.3. L'effet gate-lag

Egalement appelé courant de collapse ou courant de compression, il apparait lors d'une variation brusque de la tension appliqué à la grille, il est dû aux pièges localisés en surface du composant en particulier entre la grille et le drain. Il peut être réduit en ajoutant une couche de passivation entre le drain et la source mais ceci peut réduire considérablement les performances du dispositif, on peut également

ajouter des plaques de champs (Field plates) cependant ces plaques ont tendances à augmenter la tension de claquage.

II.6.4. L'auto-échauffement

L'auto-échauffement est dû à la dissipation de puissance par effet joule lors du fonctionnement du transistor, l'augmentation de température du dispositif entraine une chute de la mobilité des porteurs de charge dans le canal et par la suite une diminution du courant de drain [26, 31].

II.7. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté la structure des transistors HEMTs, son principe de fonctionnement et les différentes équations qui le régissent. La notion du gaz 2 DEG et son rôle ont été exposés. Enfin les effets qui limitent et dégradent les performances des transistors HEMTs ont été cités.

Références du Chapitre II

- [1] M. Asif Khan, A. Bhattarai, J. N. Kuznia, and D. T. Olson, "High electron mobility transistor based on a GaN-Al_xGa_{1-x}N heterojunction", *Appl. Phys. Lett.* **63** (1993).
- [2] http://world-telecommunication.blogspot.com/2012/11/transistor-hemt-en-gan-pour-les_16.html
- [3] C. Charbonniaud, "Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde", Université de Limoges, 2005.
- [4] M. Bouya, "Etude des mécanismes de défaillances et de transport dans les structures HEMTs AlGa_N/Ga_N", Université de Bordeaux 1, 2010.
- [5] S. Nsele, thèse de doctorat : "Analyse électrique et en bruit basse fréquence et haute-fréquence des technologies InAlN/GaN HEMTs en vue de la conception d'amplificateurs robustes faible bruit en bande Ka", Université de Toulouse, 2014.
- [6] N. Benseddik, thèse de doctorat : "Etude et caractérisation de nano-composants à base de semiconducteur III-N pour des applications en puissance et hyperfréquence", Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, 2013
- [7] D. Bimberg, "Semiconductor Nanostructures", Springer, 2008.
- [8] J. P. Colinge, C.A. Colinge, "Physics of semiconductor devices", Kluwer academic publishers, 2002.
- [9] U. K. Mishra, J. Singh, "Semiconductor Device Physics and Design", Springer, 2008.
- [10] S. Charlotte, thèse de doctorat : "Localisation et évolution des sources de bruit en basses fréquences de HEMTs GaN sous contraintes électriques", Université Bordeaux 1, 2011.
- [11] M. Laredj, thèse de doctorat : "Modélisation électrothermique de transistors en technologie GaN", Université du Québec, 2011.
- [12] H. Mathieu, "Physique des semiconducteurs et des composants électroniques", 6^e édition, Dunod, 2009.
- [13] S. Bouzid-Driad, thèse de doctorat : "Réalisation et caractérisation de transistors HEMTs GaN pour des applications dans le domaine millimétrique", Université des Sciences et Technologies de Lille, 2013.
- [14] M. Fieger, "Technology and Characterization of GaN-based Heterostructure Field Effect Transistors (HFETs)", Université de Rhénanie-Westphalie, 2010.
- [15] N. Sarazin, thèse de doctorat: "HEMTs à base de Nitrure de Gallium : évolution vers un nouveau système de matériaux, une nouvelle génération de composants», Université des Sciences et Technologies de Lille, 2007.
- [16] W. S. Newham, "Development of AlGa_N/Ga_N High Electron Mobility TransistorS (HEMTS) on diamond substrates" Naval Postgraduate School, 2006.
- [17] L. Lacheze, thèse de doctorat : "Etude et simulation physique des effets parasites dans les HEMTs

- AlGa_N/Ga_N", Université de Bordeaux, 2009.
- [18] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", third edition, Wiley, 2006.
- [19] H. Morkoc, "Handbook of Nitride Semiconductors and Devices", Wiley 2008.
- [20] E. Arslan, S. Altındal, S. Ozcelik, E. Ozbay, "Tunneling current via dislocations in Schottky diodes on AlInN/AlN/GaN heterostructures", Journal of Semiconductor Science And Technology, 2009.
- [21] I. El Makroudi, thèse de doctorat: "Etude et fabrication de transistors à enrichissement de la filière InAlAs/InGaAs pour les applications millimétriques faible bruit», Université des Sciences et Technologies de Lille, 2010.
- [22] M. Charfeddine, M. Gassoumi, H. Mosbahi, C. Gaquiére, M. A. Zaidi, H. Maaref, "Electrical Characterization of Traps in AlGa_N/Ga_N FAT-HEMT's on Silicon Substrate by C-V and DLTS Measurements", Journal of Modern Physics, 2011.
- [23] A. Mimoni, thèse de doctorat: "Estudio y Modelado de la Fiabilidad y Estrés Térmicos en Transistores Ga_N para Aplicaciones de Microondas ", Université de Cantabria, 2012.
- [24] W. Kruppa, J. b. boss, "Examination of the kink effect in AnAs/InGaAs/InP HEMTs using sinusoidal and transient excitation", Trans Electron Devices, 1995.
- [25] M. H. Somerville, "Direct Correlation between impact ionisation and the kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs", Electron Devices Letters , 1996.
- [26] G. Callet, thèse de doctorat: "Caractérisation et Modélisation de Transistors HEMT AlGa_N/Ga_N et InAlN/GaN pour l'Amplification de puissance en Radio-fréquence", Université de Limoges, 2011.
- [27] R. T. Webster , S. Wu, A. F. Anwar, "Impact ionizations in InAlAs/nGaAs/InAlAs HEMTs", Electron Devices Letters, 2000.
- [28] A. Chini, D. Buttari, R. Coffie, L. Shen, S. Heikman, A. Chakraborty, S. Keller, and U. K. Mishra, "Power and linearity characteristics of field-plated recessed-gate algan-gan hemts", 2004.
- [29] A. Chini, thèse de doctorat: "Fabrication, characterisation and reliability of AlGa_N/Ga_N HEMTs for power microwave applications", University of Padova, 2003.
- [30] S. Touati, thèse de doctorat : "Conception et caractérisation de composants de puissance hyper-fréquence de la filière nitrure de gallium " Université de Lille, 2007.

Chapitre III
Caractéristiques électriques des transistors
HEMT en InAlN/AlN/GaN

III.1. Introduction

Les propriétés physiques des matériaux nitrurés permettent de réaliser des transistors HEMTs très performants en électronique de puissance et en hyper fréquence en raison de leurs fortes tensions de claquage et leurs excellentes conductivités thermiques.

De ce fait, les transistors à effet de champ à grande mobilité d’électrons à base d’hétérostructure $In_{1-x}Al_xN$ sont devenus ces dernières années le sujet d’intenses recherches en vue d’amélioration de leurs propriétés physiques et électroniques.

Dans ce chapitre nous allons présenter la structure du transistor HEMT étudié et les caractéristiques électriques obtenues telles que les mesures courant-tension $I_{gs}(V_{gs})$, capacité- tension $C_{gs}(V_{gs})$ et les mesures en régime statique $I_{ds}(V_{ds})$, $I_{ds}(V_{gs})$ et $g_m(V_{gs})$ et l’extraction des divers paramètres électriques pour la structure.

III.2. Présentation de la structure du transistor HEMT étudié

III.2.1. Présentation des structures HEMTs

Les transistors HEMTs étudiées sont réalisées à partir des motifs de test, appelés PCM (Process Control Monitor). On y trouve des FATFETs (FAT-Field Effect Transistors) qui sont des transistors avec une grande surface de grille, des GTLM (Gated Transmission Line Method) qui sont des composants HEMTs à longueurs de grilles variables, des transistors à grille unique et à multiples doigts de grille, la figure III.1 illustre un exemple d’un motif de test (PCM).

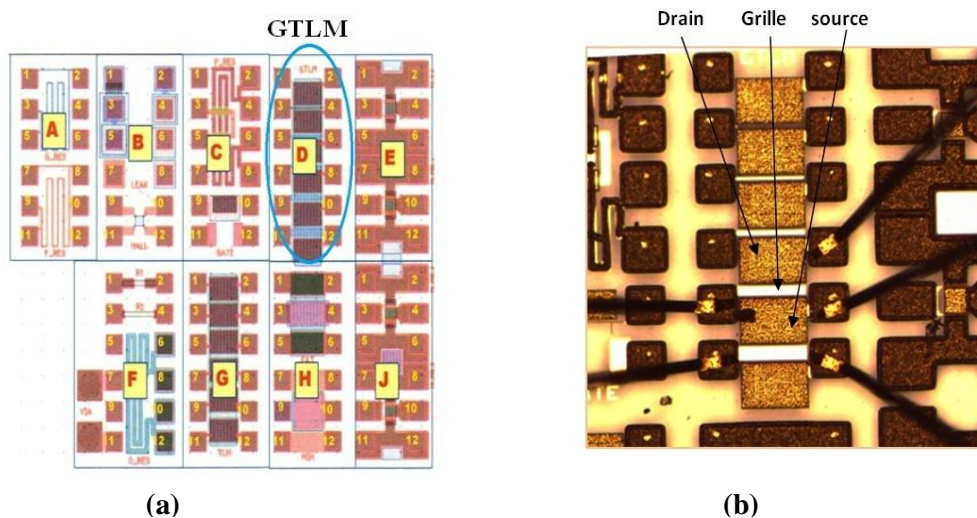


Figure III.1: Exemple d’un motif de test (PCM) (a), Une image prise par microscope optique présentant la structure étudiée (b).

III.2.2 Structure des transistors HEMTs

La structure étudiée au cours de ce travail est une structure à base de motif GTLM. Elle a été fournie par l'équipe du laboratoire de l'Institut des Nanotechnologies de Lyon (INL de l'INSA de Lyon) et réalisée par Alcatel-Thalès III-V Lab.

La structure étudiée dans cette thèse est un transistor HEMT nommées AEC1561. Il est constitué d'une hétérojonction $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$, les plaques ont été encapsulées en boîtier de circuit intégré (Figure III.2).



Figure III.2: Photographie du HEMT encapsulé dans un boîtier de circuit intégré.

La structure étudiée est un transistor à grande mobilité d'électrons HEMT à base d'hétérostructure $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$, réalisée par LPMOCVD (Low Pressure Metal Organic Chemical Vapour Deposition) sur un substrat de SiC. Une fine couche d'AlN d'épaisseur 1 nm a été déposée sur la couche tampon GaN d'épaisseur $1,7 \mu\text{m}$ ceci afin de minimiser le désordre cristallin à l'interface[1], La couche barrière d'épaisseur 11 nm est constituée d' $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}$, elle est en légère compression avec le GaN ce qui donne naissance à une légère polarisation piézoélectrique opposée à la polarisation spontanée pour un pourcentage d'indium incorporé de 18,6 % et ceci afin de minimiser les défauts introduits par les contraintes et de limiter les dégradations des performances électriques liées à la présence de tels défauts[2].

Les contacts ohmiques sont réalisés par un empilement de couches de titane (12 nm), d'aluminium (200 nm), de nickel (40 nm) et d'or (100 nm) déposées par évaporation au canon à électrons,

suivi d'un recuit sous atmosphère d'azote à 900°C pendant 30 s. Les contacts Schottky de la grille sont constitués d'une bicouche de nickel (40 nm) et d'or (300 nm) déposées par évaporation au canon à électron. Les composants sont passivés par le dépôt PECVD (Plasma enhanced Chemical Vapour Deposition) d'une couche de diélectrique SiN (240nm).

La figure III.3 présente la structure du transistor HEMT étudié.

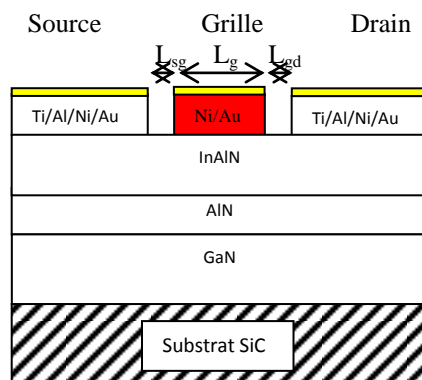


Figure III.3: Structure du transistor HEMT étudié.

Le tableau III.1 présente les paramètres technologiques du transistor HEMT étudié.

Fraction molaire (x%) en Al	82
Epaisseur de la couche Buffer (GaN)	1.7 μm
Epaisseur de la couche Schottky (InAlN)	11 nm
Epaisseur de la couche espaceuse (AlN)	1 nm
Longueur source-grille (L_{sg})	1 μm
Longueur de grille (L_g)	0.25 μm
Longueur grille-drain (L_{gd})	2 μm
Longueur drain-source (L_{ds})	3.25 μm
Largeur de la grille (W_g)	160 μm
contact ohmique	Ti/Al/Ni/Au
Contact de grille	Ni/Au
Passivation	SiN
Substrat	SiC

Tableau III.1: Paramètres technologiques du transistor HEMT étudié.

III.3. Mesures en régime statique

Dans cette partie nous allons présenter les caractéristiques électriques du transistor HEMT étudié telles que les mesures courant-tension $I_{gs}(V_{gs})$, capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ et les mesures en régime statique

I_{ds} (V_{ds}), I_{ds} (V_{gs}) et G_m (V_{gs}) et l'extraction des divers paramètres électriques à partir de la caractéristique d'entrée I_{gs} en fonction de V_{gs} tels que le facteur d'idéalité (n), la hauteur de barrière de potentiel (Φ_B), le courant de saturation (I_s) et la résistance série (R_s) et à partir de la caractéristiques de sortie I_{ds} en fonction de V_{ds} on peut déterminer les valeurs des paramètres suivants : le courant maximal I_{dsmax} , la tension de seuil V_{th} , la transconductance maximale g_{mmax} .

III.4. Caractéristiques statiques du transistor HEMT

III.4.1. Caractéristiques d'entrée

Les caractéristiques d'entrée incluent les mesures courant-tension et capacité-tension de la structure Schottky du HEMT et l'extraction des paramètres électriques.

III.4.1.1. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$

Les mesures $I(V)$ en régime statique ont été effectuées en utilisant un banc de mesure HP4145B1, la figure III.4 représente le schéma synoptique du banc de mesure utilisé.

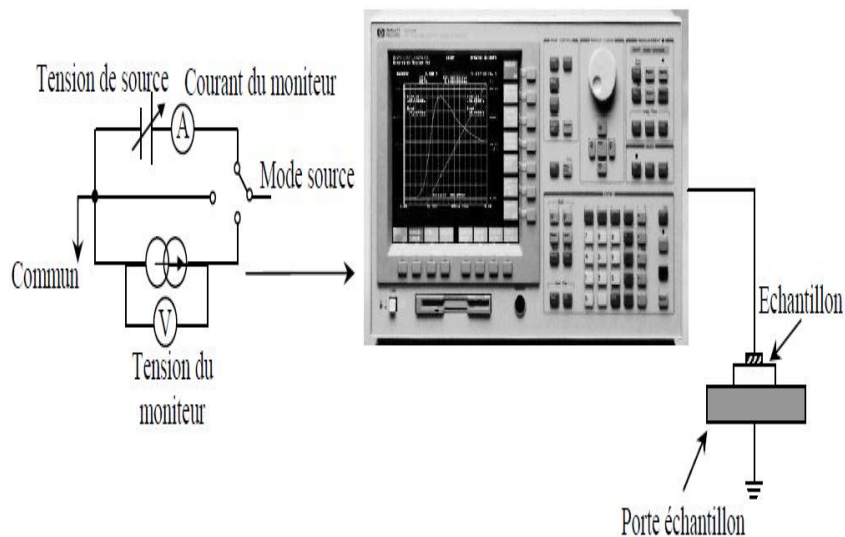


Figure III.4 : Représentation du banc de mesure HP4155B pour la caractérisation courant-tension.

L'étude de la caractéristique Schottky est un outil très important pour la compréhension des phénomènes physiques qui limitent les performances du dispositif, elle permet d'évaluer la qualité du contact Schottky de grille. Donc une tension V_{gs} est appliquée en polarisation en direct ($V_{gs} > 0$) et en inverse ($V_{gs} < 0$) afin de relever les propriétés du contact Schottky à savoir le facteur d'idéalité (n), la hauteur de barrière de potentiel (Φ_B), le courant de saturation (I_s) et la résistance série (R_s)

La figure III.5 présente la variation du courant de grille en fonction de la tension de grille appliquée. La structure étudiée a été polarisée par une tension en polarisation directe de 0 V à 1.5 V et en inverse jusqu'à -3 V, à température ambiante et dans l'obscurité.

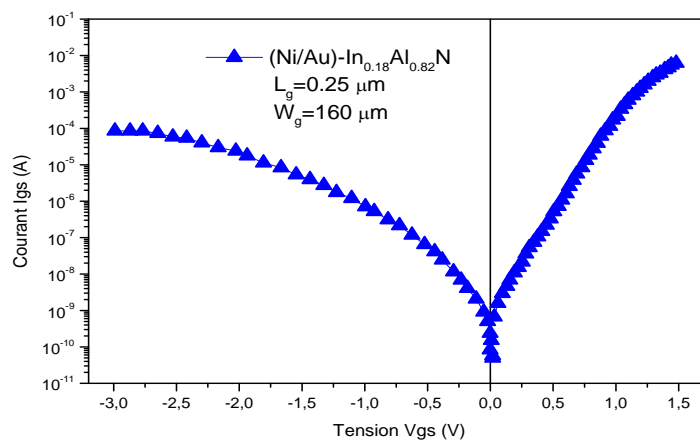


Figure III.5: Caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ expérimentale en polarisation directe et inverse du transistor HEMT étudié.

III.4.1.1.a. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$ en polarisation direct

La figure III.6 représente la caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ expérimentale en polarisation directe tracée dans une échelle logarithmique afin de déterminer les paramètres électriques.

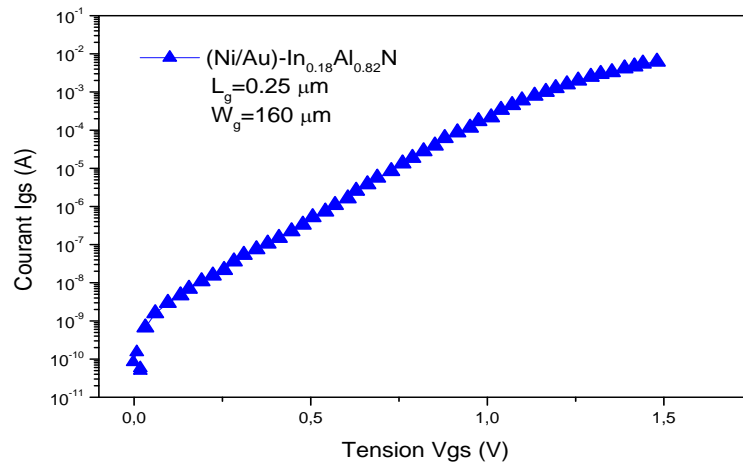


Figure III.6 : Caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ expérimentale en polarisation directe du transistor HEMT étudié.

Afin d’extraire les valeurs expérimentales du courant $I_g(V_{gs})$ en direct, on utilise l’expression du courant en fonction de la tension donnée par l’équation suivante [3,4] :

$$I_{gs} = I_s \left[\exp \left(\frac{V_{gs}}{nKT} \right) \right] \tag{III.1}$$

D’où on peut extraire le facteur d’idéalité:

$$n = \frac{q}{KT} \left[\frac{dV}{d(\ln I_s)} \right] \tag{III.2}$$

On peut également déduire la hauteur de barrière ϕ_B :

$$\phi_B = \frac{q}{KT} \ln \left(\frac{SA^*T^2}{I_s} \right) \tag{III.3}$$

Avec A^* la constante de Richardson effective qui est égale à 32.39 pour l’ $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}$, S la section de la grille ($S= W_g L_g$) du matériau qui est égale à $40 \mu\text{m}^2$ et T la température ambiante qui est égale à 300 K.

La variation du courant de grille en fonction de la tension appliqué à grille $I_{gs}-V_{gs}$ en direct montre que le courant varie exponentiellement avec la tension de grille.

On peut calculer la valeur de la résistance série à partir de la région de saturation du courant. La résistance série définie par $R_s = \frac{\Delta V}{I}$ est de l’ordre de 33Ω .

Les paramètres évalués à partir de la caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$ à savoir le facteur d'idéalité, le courant de saturation, la hauteur de barrière et la résistance série ont pour valeur respectives : $n = 2.3$, $I_s = 3.47 \times 10^{-10}$ A, $\phi_B = 0.72$ eV et $R_s=33 \Omega$.

III.4.1.1.b. Caractéristiques $I_{gs}=f(V_{gs})$ en polarisation inverse

La figure III.7 représente Caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ expérimentale en polarisation inverse. On remarque que la structure HEMT $In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN/GaN$ présente un courant de fuite I_g de l'ordre de 7.89×10^{-5} A pour une tension en inverse égale à -3 V.

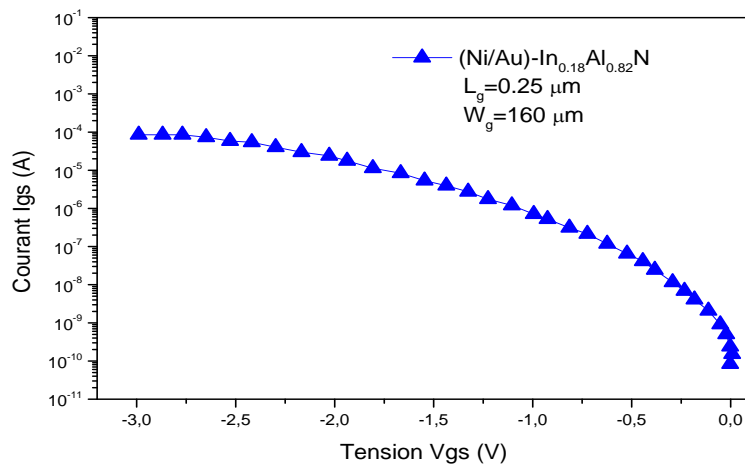


Figure III.7: Caractéristique $I_g(V_{gs})$ en polarisation inverse.

Les paramètres électriques calculés à partir de la caractéristique $I_{gs}=f(V_{gs})$ pour la structure du HEMT étudié sont récapitulés dans le tableau III.2.

I_s (A)	n	$R_s(\Omega)$	ϕ_b (I-V) (eV)	I_g (A)
3.47×10^{-10}	2.3	33	0.72	7.89×10^{-5}

Tableau III.2: Paramètres électriques de la structure HEMT InAlN extraits de la caractéristique $I_{gs}=f(V_{gs})$.

III.4.1.2. Caractéristique capacité-tension (C(V))

Les mesures C(V) ont été effectuées en utilisant un banc de mesure Agilent HP 4284A, la figure III.8 représente le schéma synoptique du banc de mesure utilisé.

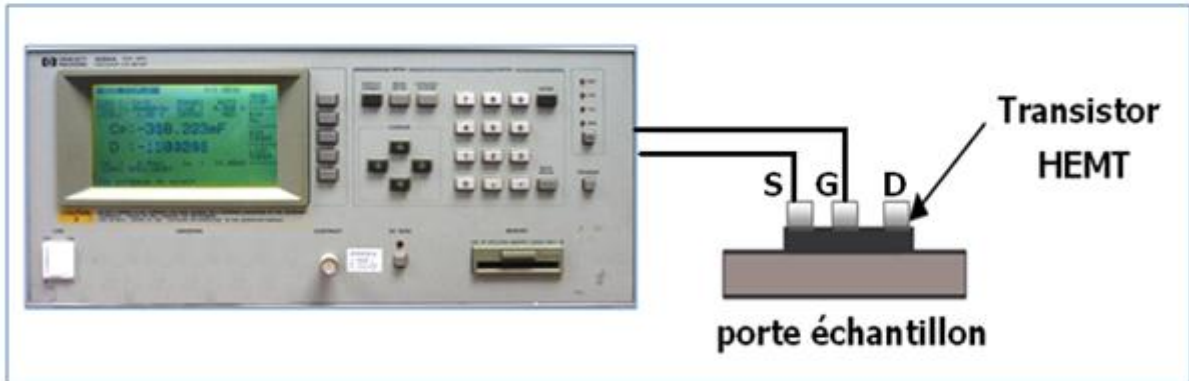


Figure III.8: Représentation du banc de mesure Agilent HP 4284A pour la caractérisation capacité-tension.

III.4.1.2.1. Calcul de la densité d'électrons n_s

La densité d'électrons n_s du gaz 2D est tirée à partir de la caractéristique capacité-tension (C(V)). La figure III.9 présente la caractéristique C(V) mesurée à 1MHz.

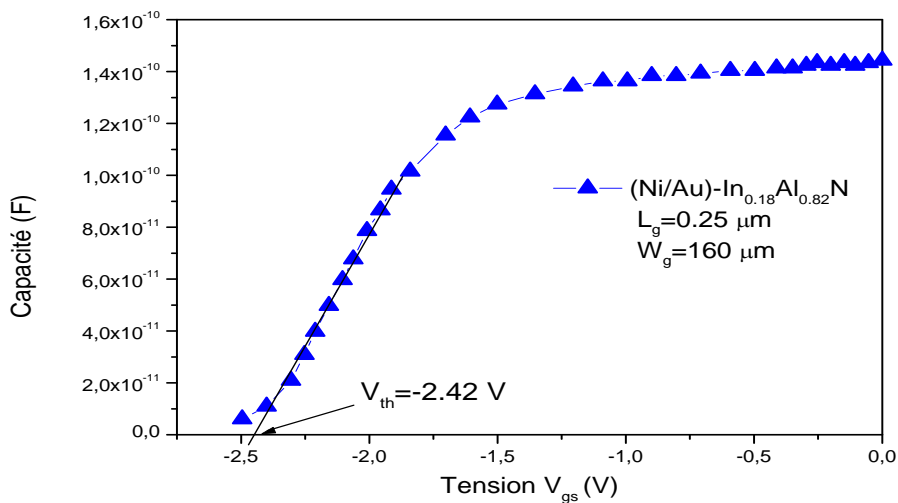


Figure III.9: Caractéristique capacité-tension C_{gs}(V_{gs}).

L'expression de la densité d'électrons n_s du gaz 2D est déterminée à partir de l'équation suivante [5]:

$$n_s = \int \frac{C_{\text{gaz 2D}} dv}{qS} \quad (V: 0 - V_{\text{th}}) \quad (\text{III.4})$$

Avec $C_{\text{gaz 2D}}$ la capacité du gaz 2D, q la charge et S la section de la grille.

La valeur de la capacité du gaz 2D déterminée à partir de la courbe est de l'ordre de 1.44×10^{-10} F et la tension de seuil $V_{\text{th}} = -2.42$ V. La valeur de la densité d'électrons n_s du gaz 2D est de l'ordre de $1.35 \times 10^{13} \text{cm}^{-2}$.

III.4.1.2.2. Profil de dopage

Le profil de la concentration du dopage N_{c-v} est tiré de la caractéristique capacité- tension, son expression est donnée par l'expression suivante [7] :

$$N_{c-v} = \frac{C^3}{q\epsilon_s S^2 (dC/dV)} \quad (\text{III.5})$$

On en déduit le profil N_{c-v} de la largeur de zone de charge d'espace W calculée à partir de l'équation suivante:

$$W = S \frac{\epsilon_r \epsilon_0}{C} \quad (\text{III.6})$$

La figure III.10 représente le profil de dopage de la structure du HEMT étudié.

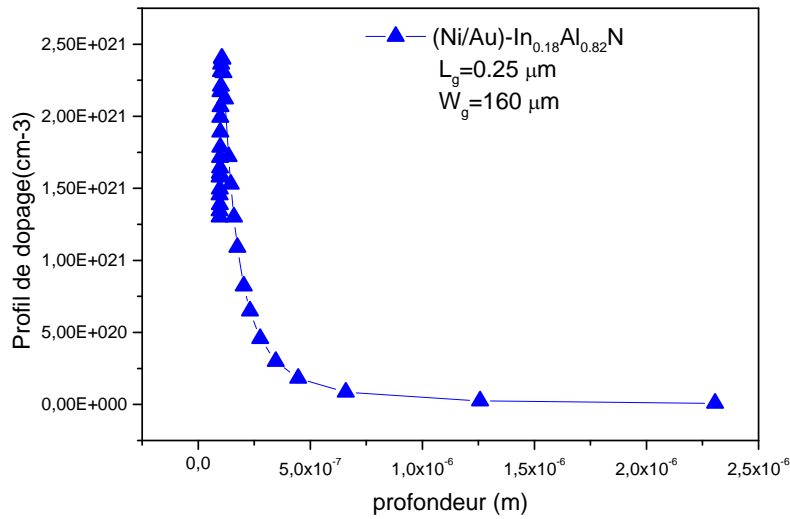


Figure III.10: profil de dopage du transistor HEMT étudié.

La distribution de profil N_{c-v} présente un pic correspondant à la présence d'un gaz 2D à l'interface $In_{0.18}Al_{0.82}N/GaN$. La valeur de la concentration du gaz 2D estimée par unité de volume est de l'ordre $2.41 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$.

III.4.1.3 Détermination de la densité d'états d'interface

La distribution de la densité d'états d'interface N_{ss} dans la bande interdite du semiconducteur est déterminée à partir de la caractéristique $I(V)$ expérimentale.

La variation du facteur d'idéalité en fonction de la tension de polarisation peut s'exprimer de la façon suivante [8-10]:

$$n = \frac{q}{kT} \left[\frac{(V-IR_s)}{\ln(I/I_s)} \right] \tag{III.7}$$

La densité d'états d'interface N_{ss} est tirée à partir de l'équation suivante :

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n - 1) - \frac{\epsilon_s}{W} \right] \tag{III.8}$$

Avec

$$W = \sqrt{\left(\frac{2\epsilon_s V_d}{qN_d} \right)} \tag{III.9}$$

En remplaçant les valeurs de $n(V)$ et $W(V)$ (tirée à partir des caractéristiques $C^{-2}(V)$) dans l'expression (III.7), nous pouvons estimer la distribution de la densité d'états d'interface $N_{ss}(V)$.

Pour tracer la caractéristique $N_{ss} = f(E_c - E_{ss})$, nous avons établi la correspondance entre l'énergie de la densité d'état d'interface E_{ss} (référéncée par rapport à l'énergie de la bande de conduction E_c) et la tension de polarisation V au moyen de la relation suivante :

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_b - (V - IR_s)) \tag{III.10}$$

La figure III.11 présente la distribution des états d'interface N_{ss} dans la bande interdite avec et sans la résistance série R_s calculée à partir de la caractéristiques $I(V)$ en direct pour le transistor HEMT (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN/GaN:

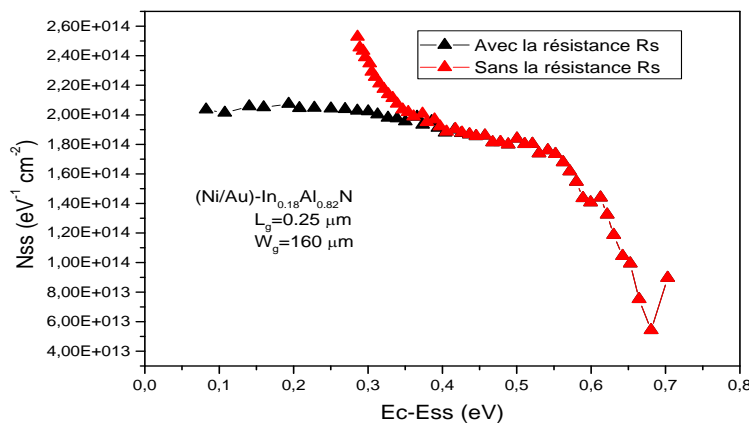


Figure III.11: Distribution de la densité d'état dans la bande interdite pour le transistor HEMT.

Nous remarquons que la densité des états augmente lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction, nous observons une zone de saturation entre $E_c - E_{ss} = 0.08$ eV et $E_c - E_{ss} = 0.31$ eV ce qui correspond à une densité $N_{ss} \approx 2 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ ce qui peut indiquer la présence d'états profonds [11].

Les valeurs de distribution de la densité d'état N_{ss} sont dans la gamme de $E_c - 0.285$ à $E_c - 0.68$ eV. Nous remarquons que les valeurs maximales de N_{ss} en prenant en considération l'effet de la résistance série R_s à $E_c - 0.285$ eV sont $2.03 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ et celles sans prendre R_s à $E_c - 0.285$ eV sont $2.52 \times 10^{14} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$. Les valeurs de N_{ss} obtenues en considérant la résistance série R_s sont inférieures par rapport à celles obtenues en négligeant l'effet de R_s .

III.4.2. Caractéristiques de sortie

III.4.2.1. Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$

La caractéristique de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ définit la variation du courant de drain en fonction de la tension drain-source pour différentes tension V_{gs} . La figure III.12 présente la caractéristique $I_{ds}(V_{ds})$ obtenue pour des tensions de grille allant de $V_{gs}= 0\text{ V}$ à -3V avec un pas de -1V pour le transistor HEMT étudié $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$.

La caractéristique présente les deux régimes de fonctionnement du transistor à savoir le régime linéaire et le régime de saturation, on remarque que pour des tensions V_{gs} proche de zéro le phénomène d’auto-échauffement est prédominant, ce phénomène est dû à l’augmentation des collisions entre les électrons libres et le réseau cristallin entraînant un échauffement du réseau et donc du composant [12]. De ce fait la mobilité des porteurs de charge diminue entraînant une diminution du courant de drain, le transistor présente un courant de drain maximum ($I_{ds\text{max}}$) de l’ordre de 0.177 A à $V_{gs}=0\text{V}$ et $V_{ds}=3.92\text{V}$.

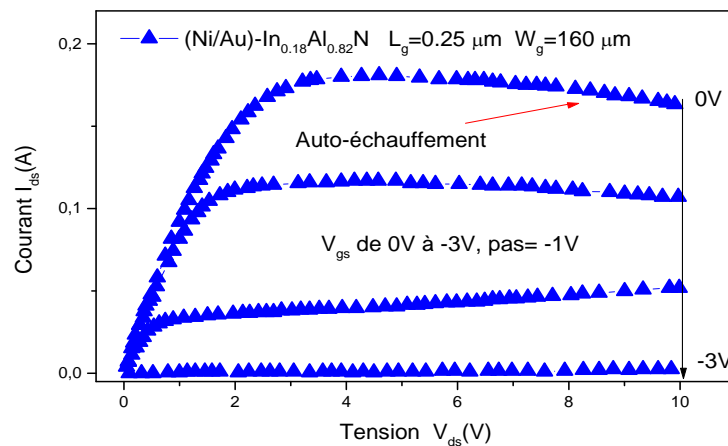


Figure III.12 : Caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ du transistor HEMT (Ni/Au)/InAlN/AlN.

La résistance drain-source vaut $10\ \Omega$. Elle est calculée en régime ohmique pour une tension de polarisation du drain dans la gamme 0 à 1V à $V_{GS}=0\text{V}$:

$$R_{ds}=\Delta V_{ds}/\Delta I_{ds} \tag{III.11}$$

Les HEMTs GaN doivent être utilisés principalement dans les étages amplificateurs des stations de base des réseaux de télécommunication et dans les radars. Il est donc important qu’un maximum de puissance puisse être transmis, et donc nécessaire que R_{ds} soit la plus faible possible.

III.4.2.2. Caractéristiques de transfert $I_{ds} = f(V_{gs})$ et transconductance $g_m = f(V_{gs})$

La figure III.13 illustre la caractéristique de transfert du transistor à $V_{ds} = 1\text{ V}$ et à $V_{ds} = 10\text{ V}$. la tension de seuil V_{th} du transistor est tirée à partir de cette caractéristique.

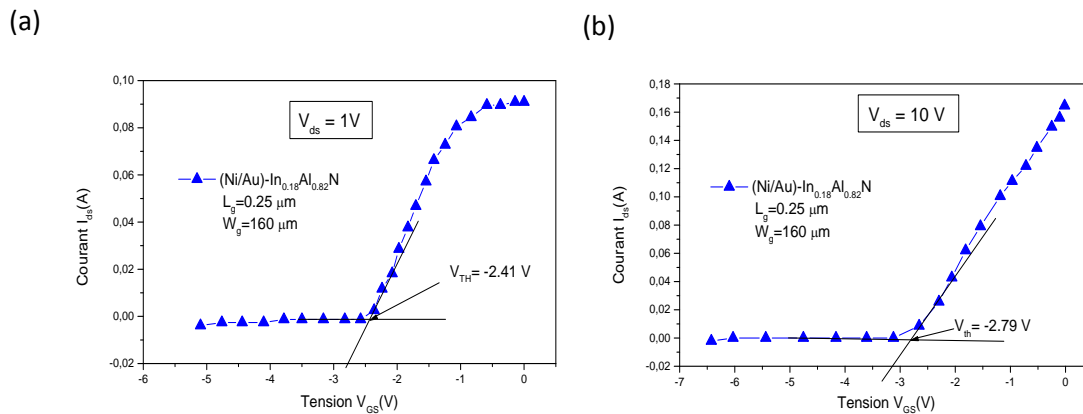


Figure III.13: Caractéristiques de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ du transistor HEMT

pour $V_{ds}=1\text{V}$ (a) , $V_{ds}=10\text{V}$ (b).

La tension de seuil du transistor V_{th} est définie comme la valeur de la tension V_{gs} nécessaire pour obtenir un courant drain-source inférieur ou égal à 5% de I_{dsmax} [12]. L'extraction de la tension de seuil V_{th} est obtenue par extrapolation de la caractéristique de transfert $I_{ds}(V_{gs})$ à $I_{ds} = 0$, elle est égale à -2.41V pour $V_{ds} = 1\text{V}$ et -2.79V pour $V_{ds} = 10\text{V}$ [13].

La figure III.14 présente la variation de la transconductance G_m en fonction de la tension V_{gs} , cette caractéristique présente une transconductance maximale G_{mmax} de l'ordre de 0.075 A/V à $V_{gs} = -1.77\text{ V}$ pour $V_{ds} = 1\text{ V}$.

Nous remarquons qu'au-delà de cette valeur maximale la transconductance diminue avec l'augmentation de la polarisation grille-source. Cette diminution est liée à l'augmentation de la densité de charges dans la barrière [14].

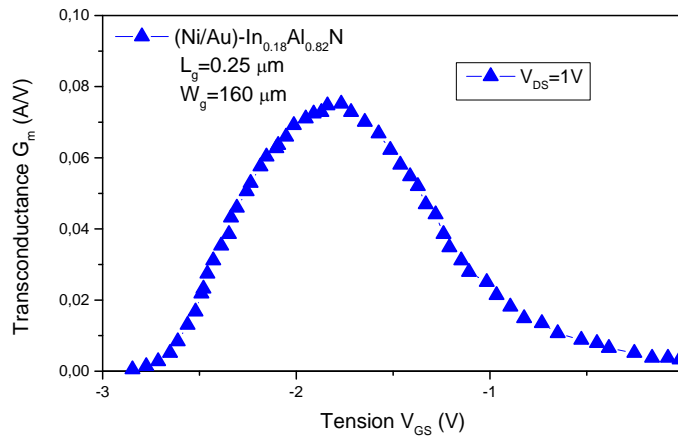


Figure III.14: Caractéristiques $G_m(V_{gs})$ du transistor HEMT (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN.

III.4.2.3. Calcul de la fréquence de transition ou la fréquence de coupure

L'équation III.12 définit la fréquence de transition f_t [15]:

$$f_t = \frac{G_{mmax}}{2 \times \pi \times C_{gs2D}} \tag{III.12}$$

Avec G_{mmax} la transconductance maximale et C_{gs2D} la capacité grille-source.

Le transistor étudié présente une fréquence de transition f_t d'environ 82.8 MHz.

III.5. Comparaison des deux structures AEC1561 et AEC1388

Dans cette partie nous allons présenter une comparaison des caractéristiques électriques de deux technologies différentes de transistors HEMT (tableau III.3), soient l'In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN/GaN (plaque AEC1561) et l'Al_{0.24}Ga_{0.76}N (plaque AEC1388).

	AEC1561 (Ni/Au)-In _{0.18} Al _{0.82} N/AlN/GaN	AEC1388 (Mo/Au)-Al _{0.24} Ga _{0.76} N/GaN
Substrat	SiC	SiC
d _{GaN} (µm)	1.7	1.7
Epaisseur de la couche barrière (nm)	11nm+AlN 1nm	22
x _{Al} (%)	82.6	24.1
Contact ohmique	Ti/Al/Ni/Au	Ti/Al/Ni/Au
Contact de grille	Ni/Au	Mo/Au (40/300nm)
Passivation	SiN (240nm)	SiO ₂ /SiN ₄ (100/50nm)

Tableau III.3: Technologie des plaques AEC1388 et AEC1561.

III.5.1. Caractéristiques I_{gs}=f(V_{gs})

La figure III.15 présente les caractéristiques I_{gs}=f(V_{gs}) des deux technologies HEMTs. Nous remarquons que le transistor de la plaquette AEC1561 présente un courant plus important que celui de la plaquette AEC1388, aussi bien qu'en polarisation directe qu'en polarisation inverse.

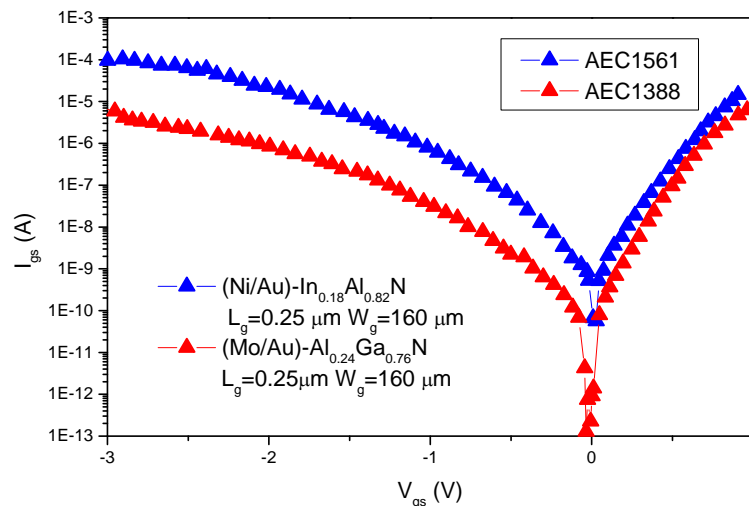


Figure III.15: Caractéristiques schottky des deux structures AEC1561 et AEC1388.

La plaque AEC1388 présente une grille de qualité moyenne avec un courant de fuite de l'ordre de 6. 10⁻⁶ A à V_{GS}=-3V. La plaque AEC1561 présente la grille de plus mauvaise qualité. Le courant de fuite est de l'ordre de 0,01mA à V_{GS}=-3V et est donc 100 fois plus grand que le courant de la plaque AEC1388.

On peut dire que les paramètres des contacts Schottky de grille sont beaucoup moins bons dans la filière InAlN/GaN, traduisant la faible maturité de cette filière technologique.

III.5.2. Caractéristique capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$

La figure III.18 compare les capacité-tension $C_{gs}(V_{gs})$ pour les deux technologies, nous remarquons que la plaque AEC1561 présente une tension de seuil plus petite en valeur absolue que la plaque AEC1388.

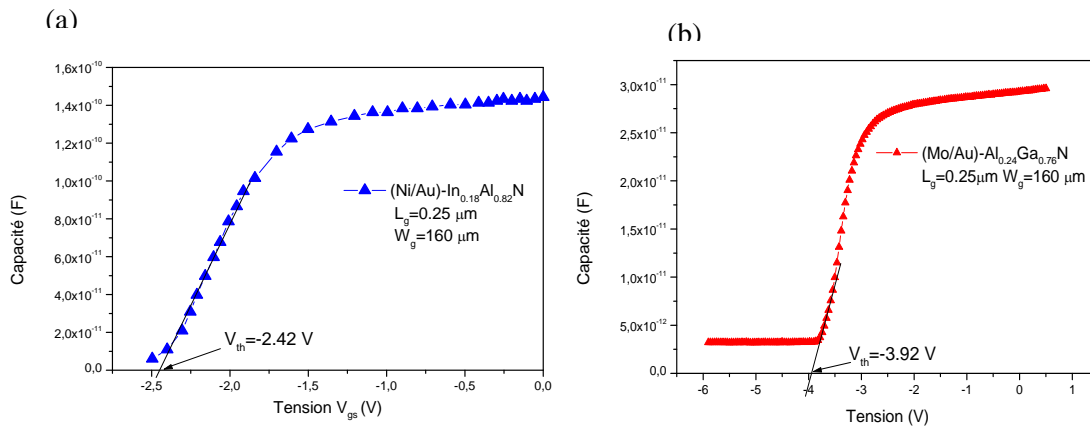


Figure III.16: Caractéristiques C-V des deux structures AEC1561 (a), AEC1388 (b).

Les valeurs de la tension de seuil déterminées à partir de la courbe sont de l'ordre de $V_{th} = -2.42$ V pour la plaque AEC1561, et $V_{th} = -3.92$ V pour la plaque AEC1388. Les valeurs de la densité d'électrons n_s du gaz 2D sont de l'ordre de $1.35 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$ pour la plaque AEC1561, et $4.45 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2}$ pour la plaque AEC1388.

III.5.3. Profil de dopage

La figure III.17 présente le profil de dopage des deux structures, nous remarquons que la plaque AEC1561 présente une densité de gaz 2D plus importante que celle de la plaque AEC1388.

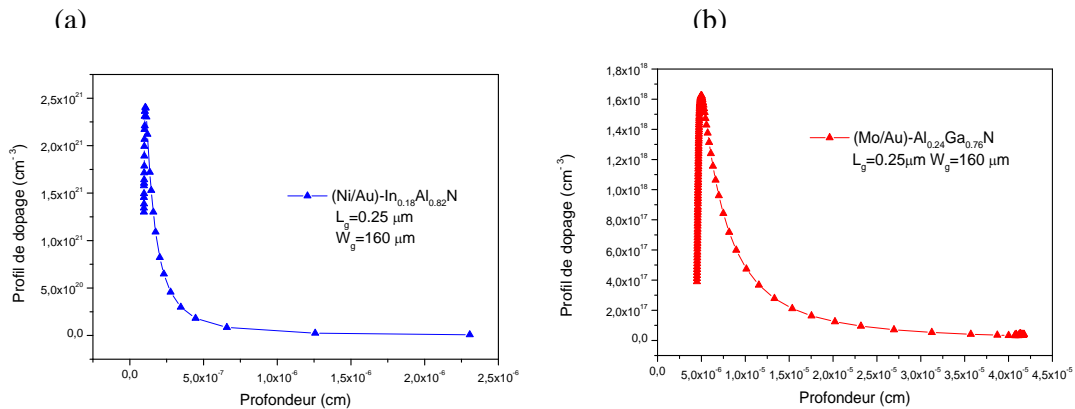


Figure III.17: profil de dopage des deux structures AEC1561 (a), AEC1388 (b).

La valeur de la concentration du gaz 2D estimée par unité de volume pour les plaques AEC1561 et AEC1388 sont de l'ordre de $2.41 \cdot 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ et $1.63 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et respectivement, nous remarquons que la plaque AEC1561 présente une concentration du gaz 2D plus importante que la plaque AEC1388.

III.5.4. Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{gs})$ et $G_m=f(V_{gs})$

La figure III.18 présente les caractéristiques de transfert ($I_{ds}=f(V_{gs})$ et $G_m=f(V_{gs})$) des deux structures HEMTs, ceci pour une tension $V_{ds}=1V$.

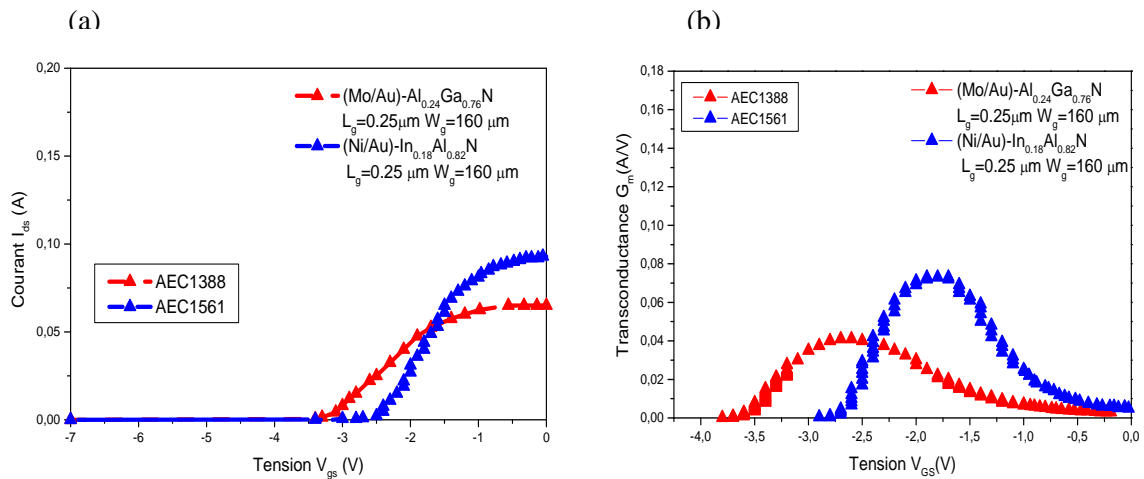


Figure III.18: Caractéristiques de transfert des deux structures.

AEC1561 et AEC1388, caractéristiques $I_{ds}=f(V_{gs})$ (a), transconductance $G_m=f(V_{gs})$ (b).

Nous remarquons que le transistor de la plaque AEC1388 présente un courant I_{ds} et une transconductance plus faible que ceux de la plaque AEC1561. Pour les applications visées, il est

intéressant de disposer d'un courant de drain le plus élevé possible à une polarisation sur la grille fixée. Ainsi si G_m est élevée, la puissance débitée par le transistor sera plus élevée. La plaque AEC1388 présente une valeur de G_m maximale plus faible que celle de la technologie AEC1561.

III.5.5. Caractéristiques $I_{ds}=f(V_{ds})$

La figure III.19 compare les caractéristiques de sortie pour les deux technologies. La plaque AEC1561 présente les meilleures caractéristiques de sortie. Cette différence de comportement entre les deux plaques peut être attribuée à une différence de conductivité thermique [11]. Nous remarquons que la plaque AEC1561 présente une valeur de courant de saturation ($I_{dsmax} = 177mA$) supérieure à celle de la plaque AEC1388 ($I_{dsmax} = 130 mA$).

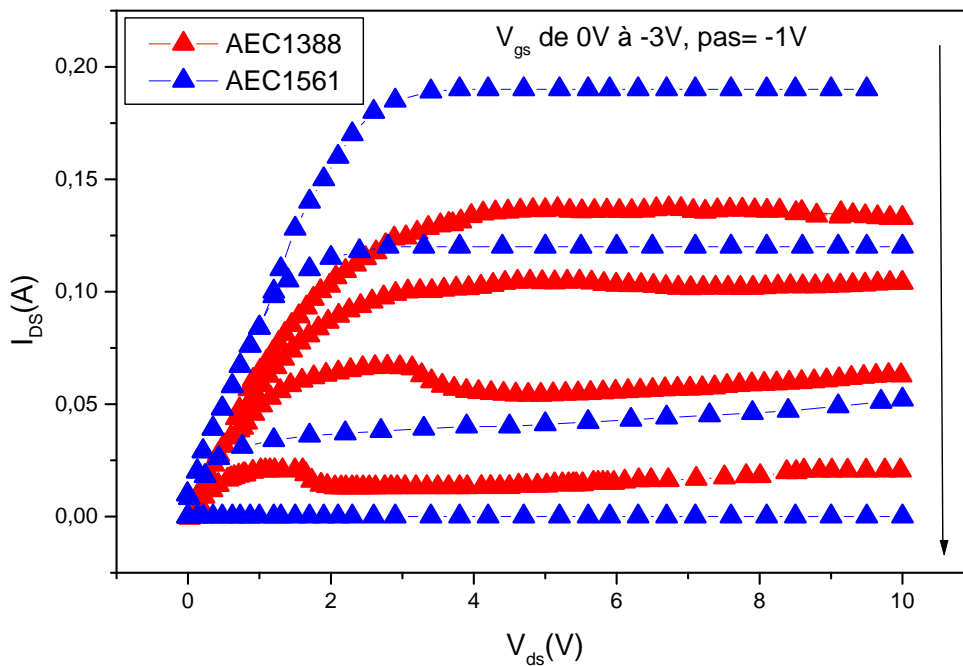


Figure III.19: Caractéristiques de sortie des deux structures.

Le tableau III.4 récapitule les paramètres des transistors HEMTs, estimés à partir des caractéristiques électriques en régime statique.

	AEC1561 (Ni/Au)-In _{0.18} Al _{0.82} N/AlN/GaN	AEC1388 (Mo/Au)-Al _{0.24} Ga _{0.76} N/GaN
I _s (A)	3.47 × 10 ⁻¹⁰	5 × 10 ⁻¹⁰
R _s (Ω)	33	153
n	2.3	1.96
φ _{b(I-V)} (eV)	0.72	0.71
n _s (cm ⁻²)	1.35 10 ¹³	4.45 10 ¹²
I _g (A)	8.51 10 ⁻⁵	2.62 10 ⁻⁷
f _i (MHz)	82.8	13
I _{dsmax} (mA)	177	130
g _{mmax} (A/V)	0.075	0.041
V _{th} (V) (I(V))	-2.42	-3.92
R _{ds} (Ω)	10	14

Tableau III.4: Paramètres des transistors HEMTs AEC1561 et AEC1388.

Nous remarquons que la valeur du facteur d'idéalité calculée est supérieure à 1.2 [16], ceci peut être dû à la présence d'autres courants en plus du courant thermoionique. La plaque AEC1561 présente une résistance plus faible par rapport à la Plaque AEC1388. Nous remarquons également que la plaque AEC1561 présente une valeur de courant drain de saturation (I_{dsmax} =177mA) supérieure à celle de la plaque AEC1388 (I_{dsmax} = 130 mA).

La densité de porteurs n_s dans le canal de conduction est plus importante dans la plaque AEC1561. Elle a pratiquement doublée. La valeur de la transconductance maximale est plus élevée pour la plaque AEC1561 comparée à celle du AEC1388 qui permet de dire que alliage InAlN/GaN permet la montée à des fréquences supérieures par rapport aux composants AlGaN/GaN.

En conclusion, la plaque AEC1388 présente des performances moyennes tandis que la plaque AEC1561 présente des performances meilleures et ceci malgré le manque de maturité des procédés de fabrication. Les transistors HEMTs en InAlN/GaN, démontrent des performances plus intéressantes que les composants en AlGaN/GaN. Néanmoins, les performances obtenues avec les HEMTs InAlN/GaN sont particulièrement encourageantes pour les applications en puissances à des hautes fréquences.

III.6. Conclusion

Notre but dans cette étude a été d'identifier les principales anomalies qui induisent les dysfonctionnements électriques d'un HEMT à base de nitrure de gallium (InAlN/GaN).

Dans ce chapitre nous avons présenté les caractéristiques en régime statique à savoir les mesures $I_{gs}(V_{gs})$, $C_{gs}(V_{gs})$ du transistor HEMT (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN/GaN, les méthodes de caractérisation électrique permettant d'extraire les divers paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité (n), la hauteur de barrière de potentiel (Φ_B), le courant de saturation (I_s) et la résistance série R_s .

Les caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$ montrent la présence de l'effet de l'auto-échauffement dans le transistor, celui-ci présente un courant de saturation ($I_{dsmax}=0.177A$). Par contre l'effet kink n'est pas présent.

Nous avons présenté une comparaison des caractéristiques électriques de deux technologies différentes de transistors HEMT, soient l'In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN/GaN (plaque AEC1561) et l'Al_{0.24}Ga_{0.76}N (plaque AEC1388).

Nous remarquons que la valeur du facteur d'idéalité calculée est supérieure à 1.2 [16], ceci peut être dû à la présence d'autres courants en plus du courant thermoionique. La plaque AEC1561 présente une résistance plus faible par rapport à la Plaque AEC1388. Nous remarquons également que la plaque AEC1561 présente une valeur de courant drain de saturation ($I_{dsmax}=177mA$) supérieure à celle de la plaque AEC1388 ($I_{dsmax}=130mA$).

La densité de porteurs n_s dans le canal de conduction est plus importante dans la plaque AEC1561. Elle a pratiquement doublé. La valeur de la transconductance maximale est plus élevée pour la plaque AEC1561 comparée à celle du AEC1388 qui permet de dire que l'alliage InAlN/GaN permet la montée à des fréquences supérieures par rapport aux composants AlGaIn/GaN.

En conclusion, la plaque AEC1388 présente des performances moyennes tandis que la plaque AEC1561 présente des performances meilleures et ceci malgré le manque de maturité des procédés de fabrication. Les transistors HEMTs en InAlN/GaN, démontrent des performances plus intéressantes que les composants en AlGaIn/GaN. Néanmoins, les performances obtenues avec les HEMTs InAlN/GaN sont particulièrement encourageantes pour les applications en puissances à des hautes fréquences.

Références Du Chapitre III

- [1] W. Chikhaoui, thèse de doctorat : " Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d'hétérostructures AlGa_N/Ga_N et AlInN/GaN", Institut National des Sciences Appliquées (INSA) de Lyon, 2011.
- [2] M. Gonschorek, J. F. Carlin, E. Feltin, M. A. Py, N. Grandjean, "High electron mobility lattice-matched AlInN/GaN field-effect transistor heterostructures, "Applied Physics Letters, vol. 89, no. 6, p. 062106, 2006.
- [3] S. M. Sze, "Physics of Semiconductor Devices", third edition, Wiley, 2006.
- [4] H. C. Card, E. H. Rhoderick, "Studies of tunnel MOS diodes II. Thermal equilibrium considerations", Journal of Applied Physics, Vol. 4, 1971.
- [5] Yuanjie Lv, Lingguo Meng, Zhaojun Lin, Timothy D. Corrigan, Chongbiao Luan, Zhanguo Wang, Jianzhi Zhao, Zhifang Cao, and Hong Chen Journal of Applied Physics, 2011.
- [6] A. Vapaille, R. Castagné, Dispositifs et Circuits Intégrés Semiconducteurs, Edition Dunod, 1990.
- [7] M. Charfeddine, M. Gassoumi, H. Mosbahi, C. Gaquière, M.A. Zaidi, M. Maaref, : "Electrical characterization of traps in AlGa_N/Ga_N FAT-HEMT's on silicon substrate by C-V and DLTS measurements", J. Mod.Phys. 2, 2011.
- [8] F. Parlaktürk, S. Altındal, A. Tataroglu, M. Parlak, A. Agasiev, "On the profile of frequency dependent series resistance and surface states in Au/Bi₄Ti₃O₁₂/SiO₂/n-Si(MFIS) structures", Microelectronic Engineering, 2008.
- [9] S. Altındal, H. Kanbur, I. Yücedag, A. Tataroglu, "Sur la distribution d'énergie des états d'interface et leur temps de relaxation et de capturer des profils de section transversale en Al/SiO₂/Si-p diodes Schottky(MIS) ", Microelectronic Engineering, 2008.
- [10] S. Altındal, H. Kanbur, A. Tataroglu, M.M. Bülbül, "The barrier height distribution in identically prepared Al/p-Si Schottky diodes with the native interfacial insulator layer (SiO₂), Physica B: Condensed Matter, 2007.
- [11] L. Lacheze, thèse de doctorat : "Etude et simulation physique des effets parasites dans les HEMTs AlGa_N/Ga_N", Université de Bordeaux, 2009.
- [12] P. Pouvil, " Composants semiconducteurs micro-ondes", Collection technologiques. Masson, 1994.
- [13] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", 5^{ème} édition, Dunod, 2004.
- [14] N. Vellas, Thèse doctorat : "étude expérimentale de transistors HFET de la filières nitrure de gallium pour des applications en hyperfréquence ", Université de Lille1, France, 2003.

- [15] Norio Onojima, Akihumi Kasamatsu, Nobumitsu Hirose, Takashi Mimura, Toshiaki Matsui, Applied Surface Science, 2008.
- [16] E. H. Rhoderick, " Metal Semiconductor Contacts, Oxford University Press", 1978.

Chapitre IV
Simulation des transistors HEMT en
InAlN/AlN/GaN

IV.1. Introduction

La simulation est un moyen très important pour la compréhension et l'explication de certains phénomènes physiques qui régissent le fonctionnement des dispositifs électroniques et leurs performances, ce chapitre est consacré pour la simulation et l'interprétation des résultats de simulation obtenus.

En première partie nous allons présenter un modèle analytique généralisé du courant traversant l'hétérojonction métal/semiconducteur en fonction de la tension de polarisation. En seconde partie nous allons faire une modélisation et optimisation du fonctionnement du transistor. Les programmes de calcul sont écrits en langage informatique Turbo Pascal.

Le but de cette simulation est de confronter les caractéristiques théoriques avec les caractéristiques expérimentales obtenues pour en tirer quelques interprétations sur le comportement de cette structure.

IV.2. Théorie du contact Schottky

Un contact Schottky consiste en la juxtaposition d'un métal et un semiconducteur qui conduit à la formation d'une barrière de potentiel (ϕ_b) entre le métal et le semiconducteur.

La hauteur de barrière Schottky est due à la différence entre le travail de sortie du métal (ϕ_m) et l'affinité électronique du semiconducteur (χ_s).

IV.2.1. Les différents mécanismes de conduction dans une structure métal- semiconducteur

Dans un contact Schottky les courants de conduction sont dus aux porteurs majoritaires. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ce transport et peuvent se manifester simultanément ou séparément. Nous allons détailler dans cette partie les principaux mécanismes de transport de charge à travers une barrière Schottky.

IV.2.1.1. Courant thermoïonique

Le courant thermoïonique est dû aux électrons qui ont une énergie supérieure à celle de la hauteur de barrière de potentiel, son expression est donnée par [1] :

$$I_{TH} = I_S \left\{ \exp \left(\frac{qV}{nkT} \right) \right\} \quad (IV.1)$$

Avec V est la tension appliquée, n le facteur d'idéalité de la diode, k la constante de Boltzmann, T la température et I_S le courant de saturation donné par l'expression suivante:

$$I_S = A^*T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (IV.2)$$

Avec ϕ_b la hauteur de barrière, A^* la constante de Richardson ($A \cdot cm^{-2} \cdot K^{-2}$) spécifique du matériau donnée par: $A^* = 4\pi q m_n^* k^2 / h^3$.

L'expression du courant thermoïonique en présence des états d'interface et d'une couche inter-faciale, est donnée par [2] :

$$I_{TH} = A^*T^2 \exp(-\chi^{0.5}\delta) \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (IV.3)$$

Où δ est l'épaisseur de la couche inter-faciale et χ la hauteur de barrière moyenne causée par l'épaisseur de la couche inter-faciale.

IV.2.1.2. Courant de génération-recombinaison

L'expression du courant de génération recombinaison est donnée par

$$I_{GR} = I_{GR0} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad (IV.4)$$

Dans ce cas le facteur d'idéalité est égal à 2 et I_{GR0} est le courant de recombinaison-génération de saturation qui s'exprime par [3]:

$$I_{GR0} = \frac{SqWn_i}{\tau} \quad (IV.5)$$

Où W est la largeur de la zone de charge d'espace, n_i la concentration intrinsèque, S la surface de la diode et τ la durée de vie des porteurs.

IV.2.1.3. Courant tunnel

En raison d'une discontinuité des bandes de valence et de conduction la barrière de potentiel est relativement étroite certains porteurs peuvent passer d'un semiconducteur dans l'autre par effet tunnel. Ce courant tunnel peut être soit «pur» soit «assisté thermiquement», il obéit de ce fait à la même loi de température que le courant d'émission [4].

L'équation du courant tunnel activé thermiquement est donnée par [5,6] :

$$I_{TU} = I_{TU0} \left[\exp\left(\frac{q(V)}{E_0} - 1\right) \right] \quad (IV.6)$$

Où I_{TU0} est le courant de saturation (tunnel) calculé par Crowell et Rideout [7]:

$$I_{TU0} = \frac{SA^*T\sqrt{\pi} \exp\left(-q\frac{V_n}{kT} - q\left(\frac{\phi_b + V_n}{E_0}\right)\right)}{k \cosh(qE_{00}/kT)} \quad (IV.7)$$

L'expression de E_0 est donnée par :

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (IV.8)$$

Où E_0, E_{00} : sont les énergies caractéristiques du semiconducteur relatives à la probabilité de transmission par effet tunnel.

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m_n^*}} \quad (IV.9)$$

Avec N_d est le dopage du semiconducteur, k la constante Boltzmann ($1.38 \times 10^{-23} \text{ J K}^{-1}$), T la température, ϵ_s la constante diélectrique du semiconducteur, m_n^* la masse effective des électrons dans le semiconducteur et h la constante de Planck ($6.63 \times 10^{-34} \text{ J S}$).

IV.2.1.4. Courant de fuite

Le courant de fuite peut être dû soit à un courant par effet tunnel, soit à un courant surfacique lié à une forte densité d'états de surface [4], son expression est donnée par :

$$I_{FU} = \frac{V}{R_p} \quad (IV.10)$$

IV.2.1.5. Courant total

Le courant total d'une structure Schottky est égale à la somme des courants thermoïonique I_{TE} , le courant génération-recombinaison I_{GR} , le courant tunnel I_{TU} et le courant de fuite I_{FU} . La simulation de ces courants permet d'identifier le mécanisme de conduction dominant dans la structure.

L'expression du courant total est donnée par :

$$I_{Tot} = I_{TH} + I_{GR} + I_{TU} + I_{FU} \quad (IV.11)$$

En remplaçant les courants par leurs expressions respectives, l'équation (IV.11) peut s'écrire sous la forme :

$$I_{Tot} = I_{TH0} \left\{ \exp \left(\frac{q(V - R_s I)}{kT} \right) - 1 \right\} + I_{GR0} \left\{ \exp \left(\frac{q(V - R_s I)}{2kT} \right) - 1 \right\} + I_{TU0} \left\{ \exp \left(\frac{q(V - R_s I)}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V - R_s I}{R_p} \quad (IV.12)$$

Avec V est la tension de polarisation appliquée, R_s la résistance série.

IV.2.2. Simulation analytique de la caractéristique Courant-Tension

Pour identifier le mécanisme de conduction dominant dans notre structure métal/InAlN, nous avons fait une simulation des caractéristiques courant-tension avec différents mécanismes de transport régissant le passage du courant à travers la structure. Le programme que nous avons utilisé pour la simulation a été développé par K. Ameer [8].

Pour tracer la caractéristique I(V) pour une polarisation directe on utilise l'équation (IV.12) qui peut s'écrire sous la forme :

$$I_{Tot} = I_{TH0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{kT} \right) - 1 \right\} + I_{GR0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{2kT} \right) - 1 \right\} + I_{TU0} \left\{ \exp \left(\frac{V_j}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V_j}{R_p} \quad (IV.13)$$

Avec $V_j = V - R_s I$.

La méthode de Newton-Raphsona été employée pour la résolution des équations non linéaires [9], soit à calculer :

$$f(I) = I - (I_{Tot} = I_{TE0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{kT} \right) - 1 \right\} + I_{GR0} \left\{ \exp \left(\frac{qV_j}{2kT} \right) - 1 \right\} + I_{TU0} \left\{ \exp \left(\frac{V_j}{E_0} \right) - 1 \right\} + \frac{V_j}{R_p}) = 0 \quad (IV.14)$$

L'organigramme du programme est donné dans la figure IV.1, Ce programme est réalisé en langage informatique Turbo Pascal.

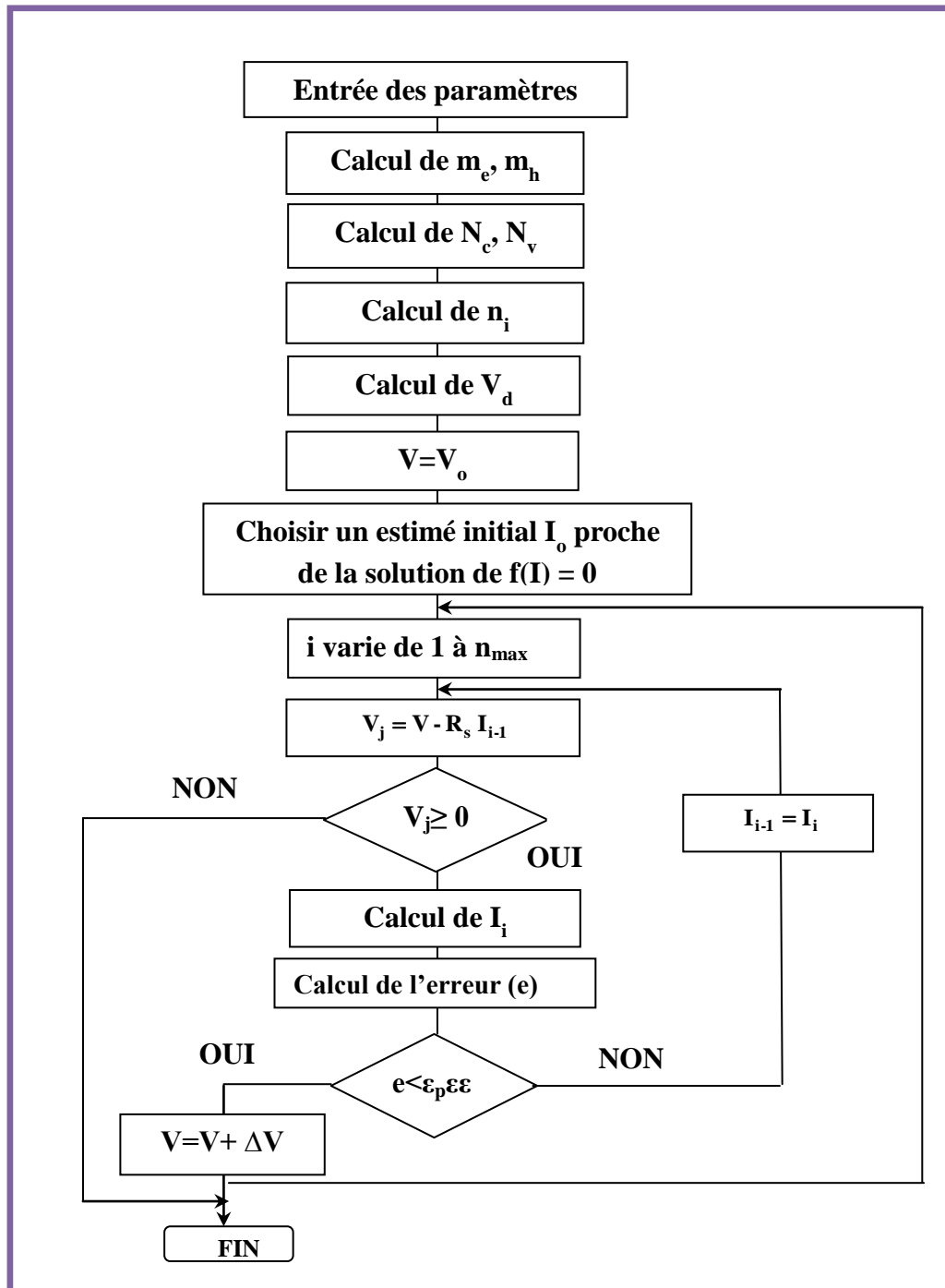


Figure IV.1 : Organigramme utilisé pour le tracé de la caractéristique courant-tension en polarisation directe à partir de la méthode de Newton-Raphson.

Nous rappelons tous les paramètres physiques utilisés pour la simulation analytique (paramètres déjà calculés dans la section I.6) :

(Ni/Au)/In _{0.18} Al _{0.82} N	
E _g (eV)	4.66
χ (eV)	2.60
ε	9.72
m _e	0.26
m _t	1.23
N _c (cm ⁻³)	3.50 10 ¹⁸
N _v (cm ⁻³)	1.42 10 ²⁰
n _i (cm ⁻³)	2.67 10 ⁻²⁰
A*(A cm ⁻² K ⁻²)	32.39

Tableau IV.1 : Paramètres physiques calculés pour la structure.

IV.2.3. Caractérisations I-V théorique et expérimentale

Dans cette partie nous avons fait la simulation analytique du contact (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N, ensuite nous avons comparé la caractéristique simulée avec la caractéristique expérimentale afin de déterminer le mécanisme de conduction dominant dans la structure.

Les paramètres de simulation pris en compte pour la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N sont présentés dans le tableau IV.2 :

Courant de saturation I _{TH0} (A)	7.7 10 ⁻²³
Résistance série R _s (Ω)	33
Résistance parallèle R _p (Ω)	5.10 ⁷
Courant de saturation I _{GR0} (A)	2.38 10 ⁻²¹
Paramètre Tunnel E ₀ (meV)	78
Courant de saturation I _{TU0} (A)	2.2 10 ⁻⁹
Constante de Richardson A* (A cm ⁻² K ⁻²)	32.39
Surface de la grille S (μm ²)	40

Tableau IV.2 : Paramètres de simulation utilisés pour la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

La figure IV.2 présente la caractéristique I(V) simulée du courant thermoïonique en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

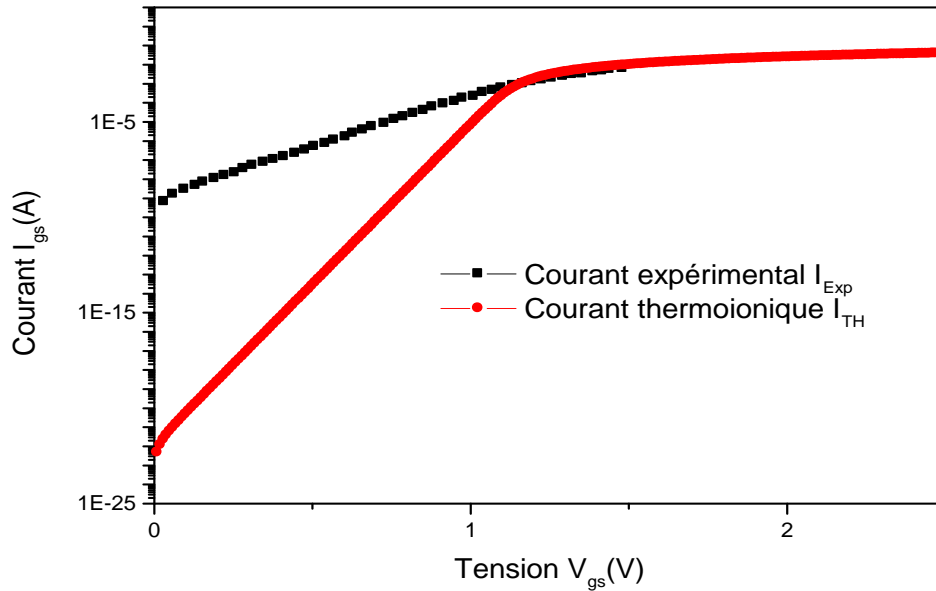


Figure IV.2 : Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant thermoïonique) et expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

On remarque qu’il y a un grand écart entre la caractéristique théorique et la caractéristique expérimentale pour des tensions de polarisation comprises entre 0 V et 1 V. De ce fait on conclut que le passage du courant à travers la structure n’est pas gouverné par le courant thermoïonique.

Pour des tensions $V_{gs} > 1V$ l’effet de la résistance série prédomine et la caractéristique théorique rejoint la caractéristique expérimentale.

Les paramètres de simulation choisis sont : $R_s = 33\Omega$, $I_{TH0} = 7.7 \cdot 10^{-23}A$.

La figure IV.3 illustre la caractéristique I(V) simulée du courant génération-recombinaison en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

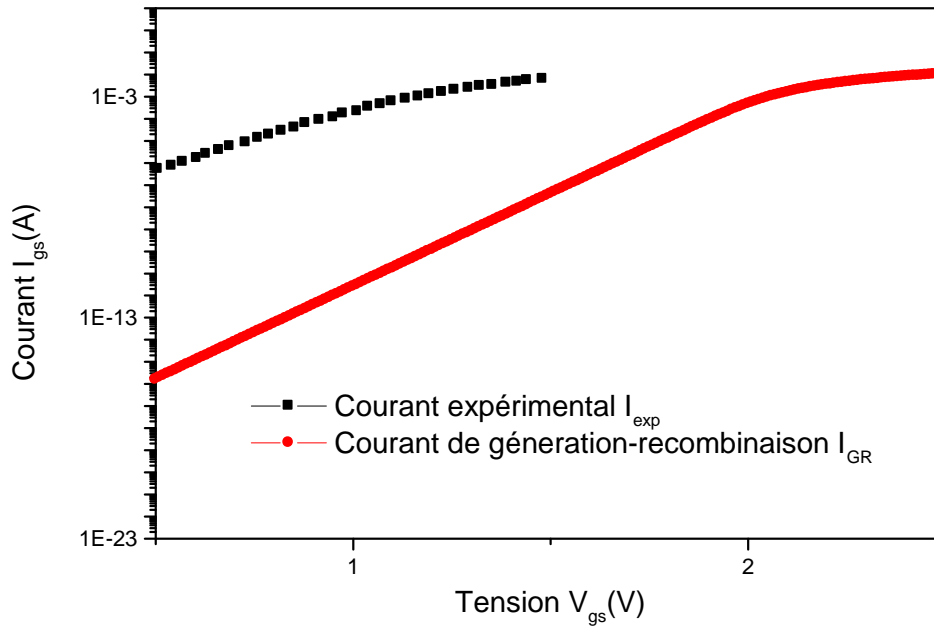


Figure IV.3 : Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant de génération-recombinaison) et expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

On remarque que les deux caractéristiques ne se joignent pas, on en conclut que le passage du courant à travers la structure n'est pas gouverné par le courant de génération-recombinaison.

Les paramètres de simulation choisis sont : $R_s=33\Omega$, $I_{GR0}= 2.38 \cdot 10^{-21}A$.

La figure IV.4 présente la caractéristique I(V) simulée du courant tunnel en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

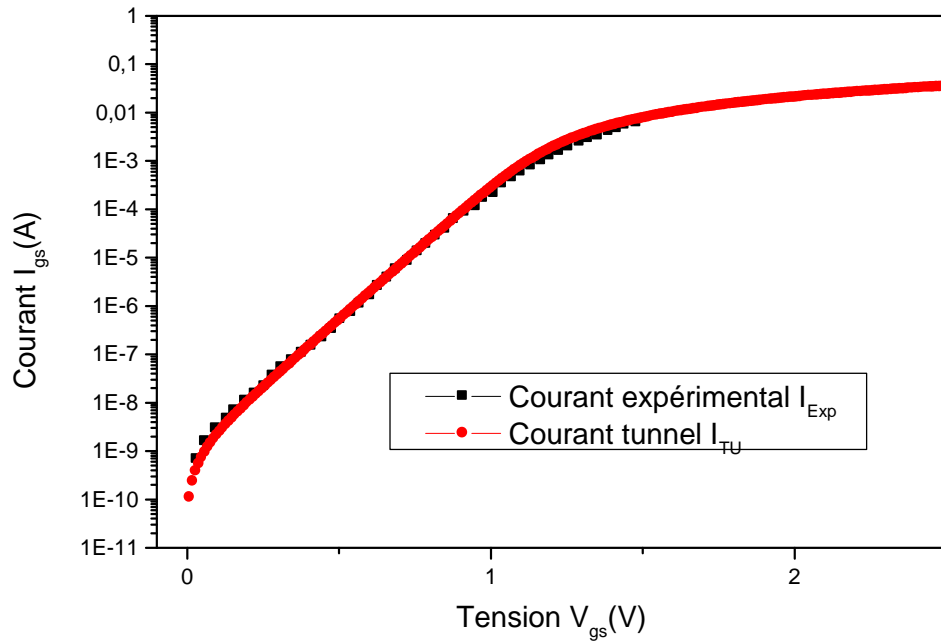


Figure IV.4 : Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant tunnel) et expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

Nous remarquons que la caractéristique du courant tunnel et la caractéristique expérimentale se joignent presque sur tout l’intervalle des tensions, on remarque la nette prédominance du courant tunnel.

La valeur de $E_0 = 78\text{meV}$ indique un dopage de l’ordre $4.6 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ qui est plus élevé comparé à celui du matériau InAlN ($N_d \approx 10^{17}\text{cm}^{-3}$). L’apparition de ce courant tunnel est probablement assistée par des défauts présents en surface.

Les paramètres de simulation choisis sont : $E_0 = 78\text{meV}$, $I_{TU0} = 2.2 \times 10^{-9}\text{A}$ et $R_s = 33\Omega$.

La figure IV.5 représente la caractéristique I(V) du courant de fuite en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

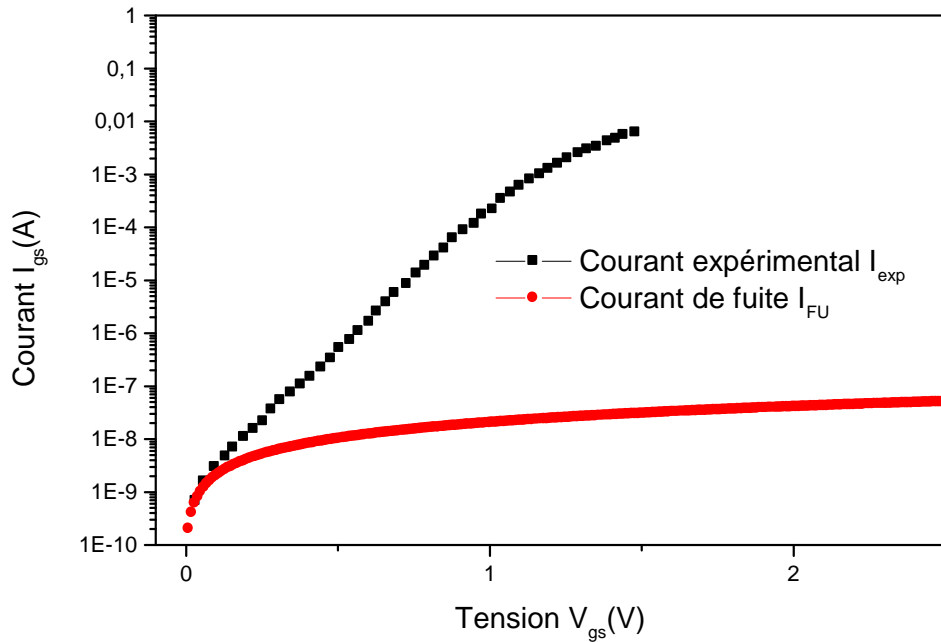


Figure IV.5 : Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant de fuite) et expérimentale de la structure (Ni/Au)/In_{0.18}Al_{0.82}N.

La caractéristique du courant de fuite et la caractéristique expérimentale montrent un écart important à partir des tensions supérieures à 0.12 V.

Aux faibles tensions (<0.12 V) avec $R_p = 5 \cdot 10^7 \Omega$, les caractéristiques sont confondues, donc le courant de fuite est prédominant aux faibles tensions.

Les paramètres de simulation choisis sont : $R_p = 5 \cdot 10^7 \Omega$ et $R_s = 33 \Omega$.

La figure IV.6 illustre les caractéristiques expérimentale et théorique I(V) selon la contribution de chaque courant, nous remarquons que le courant dominant est le courant de tunnel sur toute cette gamme de polarisation. Le courant de fuite coïncide avec le courant expérimental pour une tension inférieure à 0,25 V, tandis que le courant thermoïonique expérimental s’approche de la caractéristique expérimentale pour des tensions supérieures à 1,5 V.

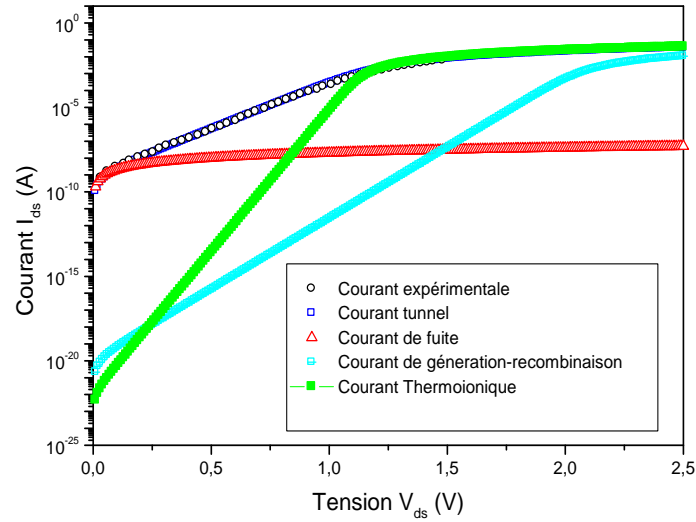


Figure IV.6 : Caractéristiques I(V) expérimentale et théorique de la structure actuelle du (Ni/Au)/ AlInN / GaN selon la contribution de chaque courant.

La figure IV.7 présente les caractéristiques I(V) expérimentale et théorique, on a noté que la courbe théorique coïncide avec la courbe expérimentale sur toute la gamme de polarisation.

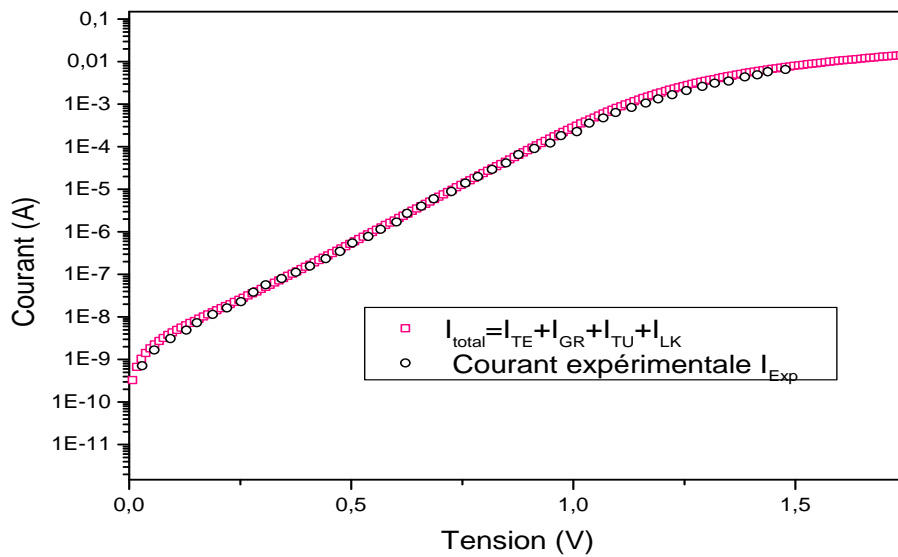


Figure IV.7 : Caractéristiques I(V) expérimentale et théorique.

IV.3. Simulation du fonctionnement du transistor HEMT In_{0.18}Al_{0.82}N/AlN/GaN

Pour simuler le fonctionnement du transistor on utilise les équations présentés dans le chapitre II (partie II.4.1.), le courant I_{ds} est lié à la tension de drain par l'expression suivante [10]:

$$I_{DS} = \frac{W_g \mu_n C_0}{L_{DS}} \left[(V_{GS} - V_{th}) V_{DS} - \frac{V_{DS}^2}{2} \right] \quad (IV.15)$$

Avec W_g est la largeur de grille, μ_n est la mobilité des électrons, c₀ est la capacité surfacique et L_{ds} est la distance entre la source et le drain. c₀ et V_{th} sont données par les formules suivantes [4] :

$$c_0 = q \frac{2 \epsilon_{sc} m_e}{2 d q^2 m_e + \epsilon_{sc} \pi \hbar^2} \quad (IV.16)$$

$$V_{th} = \frac{\Phi_B}{q} - \frac{\Delta E_C}{q} - \frac{d_{InAlN} Q_{inter}}{\epsilon_{InAlN}} - \frac{q d_{InAlN} N_{surf}}{\epsilon_{InAlN}} \quad (IV.17)$$

Où m_e est la masse effective des électrons, ε_s et d sont respectivement la permittivité et l'épaisseur de la couche d'InAlN, Φ_B la hauteur de barrière, qui représente la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique de la couche d'InAlN.

La discontinuité des bandes de conduction est donnée par :

$$\Delta E_C = \chi_{GaN} - \chi_{AlInN} \quad (IV.18)$$

N_{2DEG} étant la densité d'électrons dans le canal provenant des états donneurs à la surface

$$N_{surf} = N_{2DEG} \quad (IV.19)$$

La charge piézoélectrique et la charge spontanée sont données par :

$$Q_{inter} = P_{sp+pz}(InAlN) + P_{sp}(GaN) \quad (IV.20)$$

La densité d'électrons dans le canal est donnée par :

$$N_{2DEG} = \frac{\epsilon_{InAlN}}{q d_{InAlN}} [V_{gs} - V_{th}] \quad (IV.21)$$

Par défaut les valeurs suivantes ont été prises en considération : $\mu_n=1286 \text{ cm}^2.v^{-1}.s^{-1}$, $V_{sat} =2.10^7 \text{ cm}.s^{-1}$, $Q_{pz+sp}=2.8 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-2}$, $Q_{sp}=1.810^{13} \text{ cm}^{-2}$, $N_{surf}=1.3510^{13} \text{ cm}^{-2}$.

La caractéristique courant-tension d'un transistor peut être décomposée en deux parties :

- La première correspond au régime linéaire, la seconde au régime de saturation. Le régime linéaire est établi pour des tensions $V_{ds} \ll (V_{gs}-V_t)$, le courant drain-source s'exprime alors par :

$$I_{d \text{ lin}} = \frac{W_g \mu_n c_0}{L_{ds}} [(V_{gs} - V_t) V_{ds}] \tag{IV.22}$$

- Dans le régime de saturation, (pour $V_{ds} > V_{gs}-V_t$) le courant drain-source tend à saturer et cesse d'augmenter avec la tension drain-source, le courant drain-source s'exprime alors par :

$$I_{d \text{ sat}} = \frac{W_g \mu_n c_0}{2 L_{ds}} [(V_{gs} - V_t)^2] \tag{IV.23}$$

En utilisant les expressions (IV.22) et (IV.23), nous avons simulé analytiquement les caractéristiques $I_{ds}(V_{ds})$ pour différentes fractions molaires d'aluminium (x%), différentes épaisseurs de la couche InAlN (d), différentes largeurs de grille (W_g) et finalement pour différentes distances drain-source (L_{ds}).

IV.3.1. Influence de la fraction molaire x%

La figure IV.8 montre la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour une tension grille-source $V_{gs} = 0 \text{ V}$ avec différentes fractions molaires d'aluminium (x%). Dans ce cas, nous avons fixé les autres paramètres de la structure du transistor HEMT InAlN/GaN tels l'épaisseur de la couche donneuse qui est de 11nm, la largeur de grille de 160 μm et la distance drain-source L_{ds} de l'ordre de 3.25 μm . Puis nous avons fait varier le taux d'aluminium de 0.20 à 0.82.

Nous remarquons alors la présence des deux modes classiques de fonctionnement : le régime linéaire pour les faibles valeurs de la tension drain-source V_{ds} et le régime de saturation pour les fortes valeurs de la tension drain-source V_{ds} . Une augmentation du taux d'aluminium provoque une baisse du courant de saturation, on remarque que la courbe simulée rejoint la courbe expérimentale pour un taux d'aluminium égal à 0.82%.

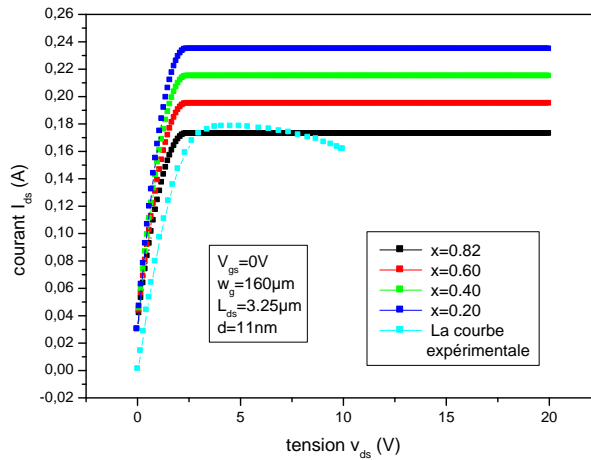


Figure IV.8: Variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes fraction de l’Aluminium en comparaison avec la courbe expérimentale.

IV.3.2. Influence de l’épaisseur de la couche d’InAlN

La figure IV.9 montre la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes épaisseurs de la couche barrière InAlN (d), avec les mêmes paramètres donnés précédemment et un taux d’aluminium égal à 0.82% ; nous allons varier l’épaisseur de la couche InAlN pour voir son influence sur la caractéristique courant drain-source en fonction de la tension drain-source, à une tension grille-source nulle. Nous remarque que plus l’épaisseur diminue plus le courant I_{ds} augmente, on remarque que la courbe simulée rejoint la courbe expérimentale pour une épaisseur de la couche InAlN égale à 9.5 nm.

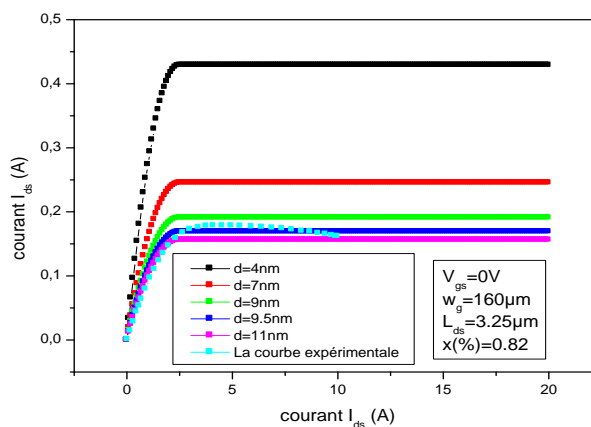


Figure IV.9 : Variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes épaisseurs de la couche InAlN (d) en comparaison avec la courbe expérimentale.

IV.3.3. Influence de la largeur de grille

Le courant de drain est également influencé par la largeur de grille, comme on peut le voir sur la Figure IV.10 qui représente la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes largeurs de grille (W_g).

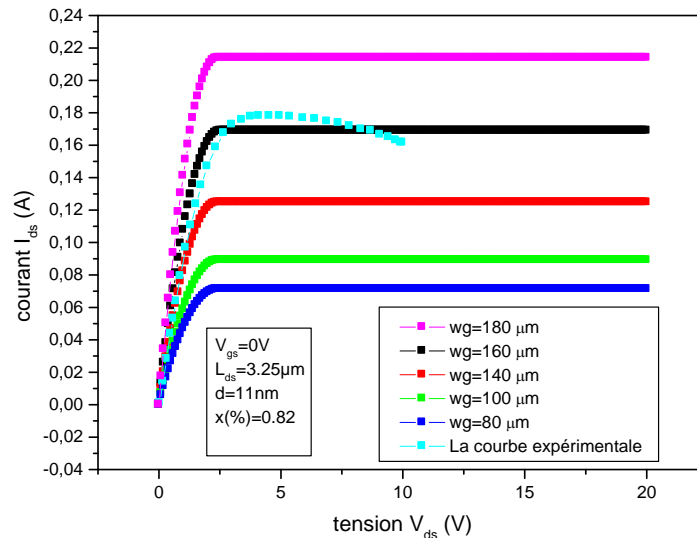


Figure IV.10 : Variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes largeurs de grille (W_g) en comparaison avec la courbe expérimentale.

Les caractéristiques montrent deux régimes de fonctionnement, le premier pour les faibles valeurs de V_{ds} , c'est le régime ohmique, le second est le régime de saturation qui est atteint pour des valeurs supérieures de V_{ds} . On remarque que le courant diminue quand la largeur de grille W_g diminue, la courbe simulée rejoint la courbe expérimentale pour une largeur de grille (W_g) égale à 160 μm .

IV.3.4. Influence de la distance drain-source

La Figure IV.11 illustre la variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes valeurs de la distance drain-source L_{ds} ; On constate que le courant de saturation diminue avec l'augmentation de la largeur drain-source. En effet, l'extension latérale de la zone de charge d'espace conduit à un allongement du canal conducteur tout en s'amincissant, ce qui limite le passage des électrons. On remarque que la courbe simulée rejoint la courbe expérimentale pour une distance drain-source (L_{ds}) égale à 3.25 μm .

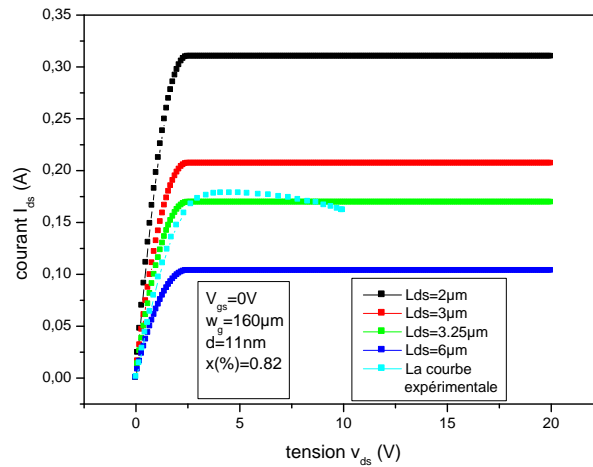


Figure IV.11: Variation du courant de drain I_{ds} en fonction de la tension de drain V_{ds} pour différentes distances drain-source (L_{ds}) en comparaison avec la courbe expérimentale.

IV.3.5. Comparaison entre la caractéristique théorique et la caractéristique expérimentale

La Figure IV.12 présente une comparaison entre la caractéristique théorique et la caractéristique expérimentale, nous constatons que pour les paramètres technologiques expérimentaux :une fraction molaire de l’Aluminium ($x\%=0.82$), une épaisseur de la couche InAlN ($d=11\text{nm}$), une largeur de grille ($W_g=160\mu\text{m}$) et une distance drain-source ($L_{ds}=3.25\mu\text{m}$) que le courant de la courbe expérimentale rejoint le courant théorique en régime linéaire, mais il est légèrement plus élevé en régime de saturation avec la présence de l’effondrement dû à l’autoéchauffement.

Pour se rapprocher de la valeur du courant de saturation expérimental, il a fallu prendre en considération une épaisseur de barrière InAlN de l’ordre de 9.5 nm.

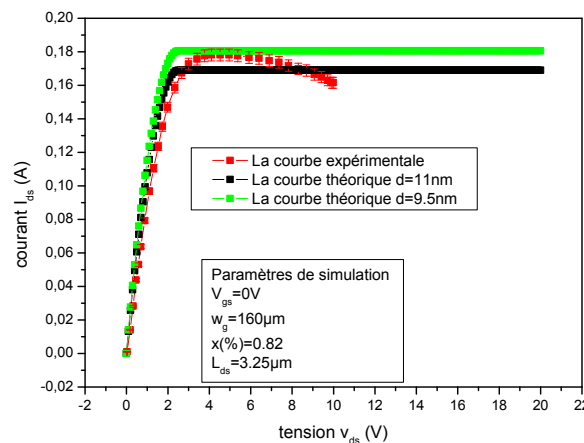


Figure IV.12 : Caractéristique I(V) expérimentale et théorique

IV.4. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons fait une simulation analytique dans un premier temps sur le contact schottky afin de définir le mécanisme de conduction dominant dans la structure (Ni/Au)In_{0.18}Al_{0.82}N, le courant dominant est le courant tunnel.

D'après confrontation de la caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ simulée de la plaque AEC1561 avec la caractéristique expérimentale les mécanismes, dominants sont :

- L'effet tunnel prédominant presque sur toute la gamme de polarisation.
- L'effet du courant de fuite observable pour les faibles tensions.

Dans un deuxième temps nous avons fait une simulation analytique des caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ de la structure InAlN/AlN/GaN pour différentes fractions molaires de l'Aluminium (x%), différentes épaisseurs de la couche InAlN (d), différentes largeurs de grille (W_g) et finalement différentes distances drain-source (L_{ds}).

En conclusion, pour cette deuxième partie, une faible fraction molaire (x%), une faible épaisseur de la couche barrière InAlN (d), une grande largeur de grille (W_g), réalisée sous forme de plusieurs doigts et une faible distance drain-source (L_{ds}) optimisera le bon fonctionnement du transistor à base InAlN/AlN/GaN.

Références Du Chapitre IV

- [1] H.C. Card, E.H. Rhodes, "Studies of tunnel MOS diodes II. Thermal equilibrium considerations", *Journal of Applied Physics*, 1971.
- [2] S. M. Sze and K. K. Ng, "Physics of semiconductor devices", Wiley, 2007.
- [3] J. Bardeen, "Surface States and rectification at a metal Semi-conductor contact", *Phys. Rev*, 1947.
- [4] H. Mathieu, "Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques", 5^{ème} édition, Dunod, 2004.
- [5] A. Vapaille, R. Castagné, "Dispositifs et Circuits Intégrés Semiconducteurs", Edition Dunod, 1990.
- [6] F. A. Padovani, R. Stratton, *Solid State Electron*, 1966.
- [7] C. R. Crowell, V. L. Rideout, *Solid State Electron*. Pergamon Press, 1969
- [8] K. Ameer, H. Mazari, S. Tizi, R. Khelifi, Z. Benamara, N. Benseddik, A. Chaib, N. Zougagh, M. Mostefaoui, L. Bideux, G. Monier, B. Gruzza, and C. Robert-Goumet *Sensor Letters*, 2011.
- [9] M. Boumahrat, A. Gourdin, "Méthodes Numériques Appliquées", Edition OPU, Alger, 1993.
- [10] N. Sarazain, thèse de doctorat : "HEMT à base de nitrure de gallium : évolution vers un nouveau système de matériaux, une nouvelle génération de composant", Université Lille, 2007.

CONCLUSION GENERALE

Conclusion générale

Les travaux présentés dans cette thèse, correspondent à la caractérisation et la simulation des transistors HEMTs en $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ qui sont de très bons candidats pour des applications en électronique de puissance et en hyperfréquences.

Dans le premier chapitre nous avons présenté des rappels sur les matériaux semiconducteurs de la filière III-N tels que le nitrure d'indium InN et le nitrure d'aluminium AlN , nous avons rappelé les principales propriétés des semiconducteurs III-N, à savoir leurs structures cristallines, la structure de bandes et les effets de polarisation dans le matériau. Nous avons aussi présenté les substrats utilisés pour la croissance des matériaux nitrurés ainsi que les techniques de croissance, nous avons exposé par la suite la variation des paramètres physiques et électriques de l'alliage $\text{In}_{1-x}\text{Al}_x\text{N}$ en fonction du coefficient stœchiométriques x de l'aluminium.

Dans le deuxième chapitre, nous avons décrit la structure et le fonctionnement du transistor HEMT, nous avons également rappelé les différentes caractéristiques du transistor telles que la caractéristique d'entrée, la caractéristique de transfert et la caractéristique de sortie et les principales équations qui régissent le transport dans le transistor HEMT.

Les résultats de la caractérisation de notre structure d'études ont été présentés dans le troisième chapitre. Dans ce chapitre nous avons présenté les caractéristiques en régime statique à savoir les mesures $I_{gs}(V_{gs})$, $C_{gs}(V_{gs})$ du transistor HEMT $(\text{Ni}/\text{Au})/\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$, les méthodes de caractérisation électrique permettent d'extraire les divers paramètres électriques tels que le facteur d'idéalité (n), la hauteur de barrière de potentiel (Φ_B), le courant de saturation (I_s) et la résistance série R_s .

Les caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$ montrent la présence de l'effet de l'auto-échauffement dans le transistor, celui-ci présente un courant de saturation ($I_{dsmax}=0.177\text{A}$). Par contre l'effet Kinck n'est pas présent.

Nous avons présenté une comparaison des caractéristiques électriques de deux technologies différentes de transistors HEMT, soient l' $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ (plaque AEC1561) et l' $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$ (plaque AEC1388).

Conclusion générale

On peut dire que les paramètres des contacts Schottky de grille sont beaucoup moins bons dans la filière AlInN/GaN, traduisant la faible maturité de cette filière technologique.

Nous remarquons que la valeur du facteur d'idéalité calculée est supérieure à 1.2, ceci peut être dû à la présence d'autres courants en plus du courant thermoïonique. La plaque AEC1561 présente une résistance plus faible par rapport à la Plaque AEC1388.

Nous remarquons également que la plaque AEC1561 présente une valeur de courant drain de saturation ($I_{dsmax} = 177\text{mA}$) supérieure à celle de la plaque AEC1388 ($I_{dsmax} = 130\text{ mA}$).

La densité de porteurs n_s dans le canal de conduction est plus importante dans la plaque AEC1561. Elle a pratiquement doublée. La valeur de la transconductance maximale est plus élevée pour la plaque AEC1561 comparée à celle du AEC1388 qui permet de dire que l'alliage InAlN/GaN permet la montée à des fréquences supérieures par rapport aux composants AlGaIn/GaN.

En conclusion, la plaque AEC1388 présente des performances moyennes tandis que la plaque AEC1561 présente des performances meilleures et ceci malgré le manque de maturité des procédés de fabrication. Les transistors HEMTs en InAlN/GaN, démontrent des performances plus intéressantes que les composants en AlGaIn/GaN. Néanmoins, les performances obtenues avec les HEMTs InAlN/GaN sont particulièrement encourageantes pour les applications en puissances à des hautes fréquences.

Enfin dans le dernier chapitre nous avons fait une simulation analytique du contact schottky afin de déterminer le mécanisme de conduction dominant dans la structure ainsi qu'une simulation analytique pour optimiser le fonctionnement du transistor HEMT InAlN/AlN/GaN.

D'après confrontation de la caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ simulée de la plaque AEC1561 avec la caractéristique expérimentale les mécanismes, dominants sont:

- L'effet tunnel prédominant presque sur toute la gamme de polarisation.
- L'effet du courant de fuite observable pour les faibles tensions.

Dans un deuxième temps nous avons fait une simulation analytique des caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ de la structure InAlN/AlN/GaN pour différentes

Conclusion générale

fractions molaires de l'Aluminium ($x\%$), différentes épaisseurs de la couche InAlN (d), différentes largeurs de grille (W_g) et finalement différentes distances drain-source (L_{ds}).

En conclusion, pour cette deuxième partie de simulation, une faible fraction molaire($x\%$), une faible épaisseur de la couche InAlN (d), une grande largeur de grille (W_g) et une faible distance drain-source (L_{ds}) optimisera le bon fonctionnement du transistor à base InAlN/AlN/GaN.

Enfin, en perspectives, on pourra compléter cette étude en apportant plus d'informations sur le comportement électriques de ces structures, en faisant des mesures de capacités et de conductances en fonction de la température, de la fréquence et des caractérisations physiques telles que la DLTS pour étudier les niveaux pièges. Un bon contact Schottky est indispensable pour un bon fonctionnement du transistor HEMT, des recherches doivent être accentuées dans ce domaine pour la structure InAlN/AlN/GaN .

Résumé

Les transistors à grande mobilité d'électrons HEMTs (High Electron Mobility Transistor) basés sur les semiconducteurs III-N sont devenus les candidats les plus importants pour des applications de puissance en raison de leurs performances très prometteuses. L'objectif de cette thèse consiste à étudier le fonctionnement du transistor HEMT à base d' $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$. Les caractéristiques de sortie $I_{ds}=f(V_{ds})$ montrent la présence de l'effet de l'auto-échauffement dans le transistor, celui-ci présente un courant de saturation ($I_{ds\max} = 0.177\text{A}$). Par contre l'effet Kinck n'est pas présent. Une comparaison des caractéristiques électriques de deux technologies différentes de transistors HEMT, soient l' $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ (plaque AEC1561) et l' $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}$ (plaque AEC1388). En conclusion, la plaque AEC1388 présente des performances moyennes tandis que la plaque AEC1561 présente des performances meilleures et ceci malgré le manque de maturité des procédés de fabrication. Les transistors HEMTs en $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$, démontrent des performances plus intéressantes que les composants en AlGaIn/GaN . Néanmoins, les performances obtenues avec les HEMTs $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ sont particulièrement encourageantes pour les applications en puissances à des hautes fréquences.

D'après confrontation de la caractéristique $I_{gs}(V_{gs})$ simulée de la plaque AEC1561 avec la caractéristique expérimentale les mécanismes, dominants sont l'effet tunnel prédominant presque sur toute la gamme de polarisation et l'effet du courant de fuite observable pour les faibles tensions. Une simulation analytique des caractéristiques de sortie $I_{ds}(V_{ds})$ a montré qu'une faible fraction molaire (x%), une faible épaisseur de la couche InAlN (d), une grande largeur de grille (W_g) et une faible longueur drain-source (L_{ds}) optimisera le bon fonctionnement du transistor à base $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$. Un bon contact Schottky est indispensable pour un bon fonctionnement du transistor HEMT, des recherches doivent être accentuées dans ce domaine pour la structure $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$.

Abstract

High Electron Mobility Transistor (HEMTs) based on III-N semiconductors have become the most important candidates for power applications because of their very promising performance. The objective of this thesis is to study the function of the HEMT transistor based on $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$. In summary, the AEC1388 plate present an average performance while the AEC1561 plate present better performance. The InAlN/GaN HEMT transistors, shows a more interesting performance than the AlGaIn/GaN HEMT. The performance of the InAlN/GaN HEMTs are very promising for high-frequency and high power applications.

The output characteristics $I_{ds} = f(V_{ds})$ show the presence of the self-heating effect in the transistor, the latter has a saturation current ($I_{ds\max} = 0.177\text{A}$). On the other hand, the Kinck effect is not present. A comparison of the electrical characteristics of two different technologies of HEMT transistors, $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{GaN}$ (plate AEC1561) and $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}/\text{GaN}$ (plate AEC1388) showed that the AEC1388 plate exhibits average performances while that the AEC1561 plate still suffers from the lack of maturity of the manufacturing processes. Based on the comparison of the simulated $I_{gs}(V_{gs})$ characteristic of the AEC1561 plate with the experimental characteristic, the dominant mechanisms are the tunneling effect predominant over almost the entire polarization range and the effect of the leakage current observable for the weak tensions. An analytical simulation of the output characteristics $I_{ds}(V_{ds})$ showed that a small molar fraction (x%), a small thickness of the InAlN layer (d), a large grid width (W_g) and a short drain-source length (L_{ds}) will optimize the good operation of the $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ -based transistor. A good Schottky contact is essential for the HEMT transistor to work properly, research in this area must be emphasized for the $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$ structure.

ملخص

أصبح الترانزستور عالية تنقل الإلكترونات HEMT (High Electron Mobility Transistor) على أساس أشباه الموصلات III-N أبرز المرشحين لتطبيقات الطاقة بسبب أدائها الواعد. الهدف من هذه الرسالة هو دراسة كيفية عمل الترانزستور HEMT على أساس $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{Ga}$ ، خصائص الانتاج $I_{ds}=f(V_{ds})$ تظهر وجود تأثير التسخين الذاتي في الترانزستور، ولها تيار التشبع ($I_{dsmax} = 0.177\text{A}$). تأثير Kinck غير موجود. أظهرت مقارنة بين الخصائص الكهربائية من اثنين من مختلف الترانزستورات HEMT هي $\text{In}_{0.18}\text{Al}_{0.82}\text{N}/\text{AlN}/\text{Ga}$ (لوحة AEC1561) و $\text{Al}_{0.24}\text{Ga}_{0.76}\text{N}/\text{GaN}$ (لوحة AEC1388) أن لوحة AEC1388 لها أداء متوسط بينما لوحة AEC1561 ما زال تعاني من عدم وجود عمليات التصنيع ناضجة. ووفقا لمواجهة خصائص المحاكاة $I_{ds}(V_{ds})$ للوحة AEC1561 مع الخصائص التجريبية، الآليات المهيمنة هي تأثير النفق غالبية تقريبا على المجموعة الكاملة من التوترات و تأثير التسرب لأدنى مستوى التوترات. وأظهرت خصائص الانتاج التحليلي $I_{ds}(V_{ds})$ أن جزء صغير (x%)، و سمك ضعيف لطبقة InAlN (d)، و عرض كبير للبوابة (W_g)، و طول صغير (L_{ds}) سوف تحسن سير العمل في الترانزستور $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$. اتصال shottky جيدة أمر ضروري لحسن سير العمل في HEMT، لا بد من تكثيف البحوث في هذا المجال للترانزستور $\text{InAlN}/\text{AlN}/\text{GaN}$.