



République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche
Scientifique

Université Amar Telidji- Laghouat

FACULTE : Science et Technologie

DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

OPTION : instrumentation

Réalisé par :

KHELIFI NOUR EDDINE

LAOUER AMMARA

Thème

Etude comparative des effets électriques d'un transistor HEMT a base
d'AlGaIn/GaN et d'AlGaAs/GaAs

les membres de jury :

Nom et Prénom	Grade	Qualité
CHEKNANE Ali		Président
BENDELALA Fathi	MCB	Examineur
BELLAKHDAR Aissa	MCA	Encadrant
BIRANE Mouhoub	MCA	Co-Encadrant

Promotion :2021/2022

Remerciements

Au terme de ce travail, nous adressons nos remerciements les plus sincères à notre encadreur Mr: BELLAKHDAR Aissa, pour nous avoir permis de bénéficier de son grand savoir dans la matière, pour sa disponibilité, sa pédagogie, ses compétences, sa modestie et son aide précieuse tout au long de ce projet même pendant les moments les plus difficiles. Vraiment merci pour une qualité d'encadrement si sérieuse et si consistante ...

Je remercie tous les enseignants de département d'Electronique et les personnels administratifs et techniques, qui ont contribué de près ou de loin à notre formation durant ces cinq ans

*Je remercie toutes les personnes et sur tout, **Salaheddinekhelifi.***

DEDICACES

je dédie ce modeste travail A ma mère qui n'âcessé de m'encourager durant toute l'année.

A mon père qui m'a fait bénéficiée de sa générosité et de son soutien à tout moment.

à toutes ma famille. A mes très chères amies intimes,
Zakaria,houcine,Moussa,Meloud,said,Mohamed
,Brahim,Noureddine,...et

Sommaire

Sommaire

Liste des Figure.....	2
Liste des Tableaux.....	4
Introduction générale :.....	5
Chapitre I : Les transistors à haute mobilité d'électrons HEMTs à base des hétérostructures AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN	
I-Introduction	7
II- L'hétérojonction AlGaAs/GaAs	8
II-1 Le composé Arséniure de gallium GaAs	8
II-2 Caractéristique de la structure de bande d'énergie du GaAs	9
II-3 Le composé aluminium arséniure de gallium $Al_mGa_{1-m}As$	10
II-4 Propriétés électroniques du GaAs et AlGaAs	11
II-5 L'hétérojonction AlGaAs/GaAs	12
II-6 Le transistor HEMT AlGaAs/GaAs	13
II-6-1 Structure physique d'un HEMT AlGaAs/GaAs.....	13
II-6-2 Principe de fonctionnement du transistor HEMT AlGaAs/GaAs	15
III-L'hétérojonctions AlGaN/GaN	16
III-1 Propriétés du Nitrure de gallium GaN	16
III-1-1 Propriétés structurales	16
III-1-2 Propriétés électroniques	17
III-1-3 Propriétés optiques	18
III-1-4 Propriétés électriques	19
polarisation spontanées et piezoélectronique dans l'hétérojonctions AlGaN/GaN	19
III-1-4-1 Polarisation spontanée	19
IV -Le transistor HEMT AlGaN/GaN	22
IV-1 Le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG dans l'hétérojonction AlGaN/GaN	22
IV-2 Structure physique du HEMT AlGaN/GaN	23
IV-3 Principe de fonctionnement du HEMT AlGaN/GaN	25
Conclusion	25

Sommaire

Chapitre II : Modélisation électriques des HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaIn/GaN

I-Introduction	27
II-Le HEMT à base de l'hétéro structure AlGaAs/GaAs	27
II-1 Densité surfacique du gaz 2D	28
III-Le HEMT à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN	31
III-1 Formation et expression du 2-DEG	31
III-1-1 intégration de l'équation de poisson Relation $n_s(V_G, E_F)$	32
III-1-2 Résolution de l'équation de Schrödinger	34
III-1-3 détermination de la relation $n_s(V_G)$	37
III-2 Caractéristique Courant -Tension du HEMT AlGaIn/GaN	38
Conclusion	40

Chapitre III : Comparaison des propriétés électriques entre HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaIn/GaN « Résultats et interprétation »

I-Introduction	42
II-Résultats et interprétation	42
III-Evolution de la densité d'électrons « n_s » en fonction de la tension grille-source « V_{gs} »	44
III-1 Evolution de la densité d'électrons « n_s » en fonction de la tension grille-source « V_{gs} » pour différentes valeurs du taux d'aluminium « m »	44
III-2 Evolution de la densité d'électrons « n_s » en fonction de la tension grille-source « V_{gs} » pour différents valeurs d'épaisseur de barrière « d_d »	45
III-3 Evolution de la densité d'électrons « n_s » en fonction de la tension grille-source « V_{gs} » pour différentes valeurs du dopage de la barrière « N_d »	46
IV-Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} »	46
IV-1 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs du taux d'aluminium « m »	46
IV-2 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de l'épaisseur de barrière « d_d »	47
IV-3 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de tension grille-source « V_{gs} »	Error! Bookmark not defined.
IV-4 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs du dopage de la barrière « N_d »	49
V-Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} »	50
V-1 Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs valeurs du taux d'aluminium « m »	50

Sommaire

V-2 Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de l'épaisseur de barrière « d_d »	51
V-3 Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de tension grille-source « V_{gs} »	52
V-4 Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs du dopage de la barrière « N_d »	53
Conclusion	54
Conclusion générale	55
Bibliographie	56

Liste des Figure

Figure I-1: Structure cristalline du GaAs, liaison tétraédrique de la structure Zinc blende.	8
Figure I-2: (a) Structure cristalline du GaAs. (b) Structure de bande du GaAs.....	9
Figure I- 3: Structure du GaAs, elle se compose de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, décalés d'un quart de la grande diagonale du cube, et occupés l'un par l'anion (As), et l'autre par le cation (Al, GaN)	10
Figure I-4: Diagramme énergétique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs	13
Figure I-5: Structure d'un HEMT AlGaAs/GaAs	14
Figure I-6: Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite	16
Figure I-7: Structure hexagonale Wurtzite du GaN ; (a) face Ga ; (b) face N.....	17
Figure I-8: Energie de bande interdite des principaux III-N en fonction du paramètre de maille a	19
Figure I-9: Polarisation spontanée : Structure wurtzite du GaN à l'équilibre	20
Figure I- 10: Polarisation spontanée et répartition de la charge globale aux interfaces sur une structure GaN de type hexagonale face-N et face-Ga	21
Figure I-11: Gaz bidimensionnel 2DEG généré par les polarisations spontanées et piézoélectriques.....	23
Figure I-12: Schéma de la structure	24
Figure I-13: Création d'un puits de potentiel dans un transistor HEMT.....	24
Figure II-1: Diagramme de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents (AlGaAs et GaAs).	28
Figure II-2: Diagramme de bandes d'une hétérojonction	28
Figure II-3: Variation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique de	30
Figure II-4: schéma de la structure AlGaN/GaN.....	31
Figure II-5: Diagramme énergétique de la bande de conduction du HEMT AlGaN/GaN.....	32
Figure II-6: les états électronique distribués dans l'espace.....	35
Figure III-1: Structures du HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN étudiées.	42
Figure III-2: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différents valeurs « m ».	44
Figure III-3: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source «Vgs » pour différents valeurs « dd ».	45
Figure III-4: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différents valeurs « Nd »	46
Figure III-5: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « m ».	47
Figure III-6: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « dd ».	48
Figure III-7: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « Vgs ».	49
Figure III-8: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « Nd »	50
Figure III-9: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « m ».	51
Figure III-10: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « dd ».	52
Figure III-11: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « Vgs ».	53
Figure III-12: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « Nd ».	54

Liste des Tableaux

Tableau I-1: comparaison des propriété électrique des semi-conducteurs conventionnels et grand gap à 300K.....	7
Tableau I-2: caractéristiques du GaAs.	9
Tableau I-3: Propriétés cristallines et électroniques des matériaux GaAs et Al _m Ga _(1-m) As.	12
Tableau I-4: Comparaison des propriétés de différents s/c dont le GaN et le GaAs	18
Tableau I-5: Paramètres des matériaux GaN, AlN, et l'AlGaN pour les calculs de polarisation piézoélectrique.	22
Tableau I-6: Evolution des caractéristiques physiques avec une fraction molaire m d'aluminium.	25
Tableau III- 1: Paramètres des matériaux utilisés dans simulation.	43
Tableau III- 2: Paramètres électriques et technologique utilisés dans la simulation.	43
Tableau III-3: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs. de « m ».	44
Tableau III- 4: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs de « dd ».	45
Tableau III-5: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs de « Nd ».	46
Tableau III-6: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « m ».	46
Tableau III-7: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « dd ».	47
Tableau III- 8: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « Vgs ».....	48
Tableau III-9: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeursde « Nd »	49
Tableau III-10: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « m ».	50
Tableau III-11: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs valeurs de « dd »	51
Tableau III- 12: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « Vgs ».....	52
Tableau III-13: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « Nd ».....	53

Introduction générale :

La conception des dispositifs microélectroniques en application hyperfréquence de plus en plus performants a nécessité l'emploi de semi-conducteurs autres que le silicium (Si) [1].

Le silicium s'est imposé sur le marché de la micro-électronique du fait de la simplicité de mise en œuvre et de la grande maturité de la technologie des transistors bipolaires ou des transistors MOS (MétalOxide Semi-conducators). Cependant cette filière est limitée à des fréquences de quelques GHz, limitation liée aux propriétés du matériau.

A fin de repousser les limites des fréquences d'utilisation, de très nombreuses investigations ont été menées sur les matériaux III-V dont les propriétés de transport en terme de vitesse et mobilité des électrons permettent une montée en fréquence importante. Dans ce cadre, l'arséniure de gallium (GaAs) est apparu rapidement comme un matériau très intéressant. De nombreuses études sur ce dernier ont conduit au développement de transistors MESFET (MEtalSemiconductor Field Effect Transistor) où les propriétés de transport ont permis d'atteindre des fréquences de fonctionnement de l'ordre d'une dizaine de gigahertz [2].

Des transistors ont été proposés par la suite dans la filière GaAs parmi lesquels le HEMT AlGaAs/GaAs. Ce type d'hétérostructures permet en effet d'améliorer considérablement le transport des porteurs par la présence d'un gaz bi-dimensionnel d'électrons à l'interface AlGaAs/GaAs. Sur ce principe plusieurs structures et matériaux ont été développées tel le HEMT AlGaN/GaN. La technologie nitrure de gallium (GaN) a suscité beaucoup d'attention au cours des dernières années pour le domaine de l'électronique hyperfréquence. Les transistors à haute mobilité électronique (HEMTs) sur nitrure de gallium (GaN) apparaissent comme une réponse technologique extrêmement performante pour les applications de puissance hyperfréquence grâce à leur gaz bidimensionnel d'électrons de forte densité ($>10^{13} \text{ cm}^{-2}$) et de haute mobilité ($1500 \text{ cm}^2/\text{V s}$) ainsi qu'à leur champ de claquage très élevé ($>3 \text{ MV/cm}$) [3].

En effet, l'intérêt des composées III-V tels que l'arséniure de gallium (GaAs) ou le nitrure de gallium (GaN) a été spectaculaire. Cependant, de nos jours, la microélectronique et l'optoélectronique ne cessent de se développer et de nombreuses études sont effectuées afin de disposer de semi-conducteurs toujours plus performants [4].

Dans ce contexte une étude comparative des propriétés électriques entre le HEMT AlGaAs/GaAs et le HEMT AlGaN/GaN s'avère intéressante.

Le manuscrit est composé de trois chapitres :

Dans le premier chapitre nous nous sommes intéressés en particulier aux matériaux GaAs et GaN et leurs alliages AlGaAs, AlGaN respectivement, en donnant un bref aperçu sur leurs propriétés

Introduction générale

physiques et électroniques, ainsi que le principe de fonctionnement des HEMTs AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN avec une explication sur l'origine du gaz bidimensionnel des électrons.

Dans le deuxième chapitre, on étudiera la modélisation électrique des HEMTs AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN nous présenterons un modèle analytique de la concentration des électrons « n_s » dans le 2DEG et le courant I_{ds} dans le canal du transistor HEMT à base d'AlGaAs/GaAs et d'AlGaN/GaN pour le régime fort de fonctionnement en tenant compte de l'effet de polarisation spontanée et piézoélectrique en résolvant l'équation de Poisson et Schrödinger par un calcul auto-cohérent.

Dans le troisième et le dernier chapitre nous présenterons les résultats et interprétations de simulation obtenus sur les structures étudiées en comparant les propriétés électriques des HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN en utilisant le langage Visuel Basic, un logiciel fonctionnant sous Windows qui a été développé.

*Chapitre I : Les transistors à haute mobilité d'électrons
HEMTs à
base des hétérostructures AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN*

I-Introduction :

La fabrication de composants électroniques est actuellement basée sur le silicium, le matériau semi-conducteur le plus utilisé. Bien que ces dispositifs aient constamment évolué pour repousser leurs limites, ils ont atteint un maximum de performances en raison des contraintes matérielles du silicium. Les exigences de rendement et de coût de l'industrie de l'électronique de puissance, qui ne cessent d'augmenter, ont poussé l'industrie à rechercher d'autres matériaux qui pourraient permettre d'atteindre les performances souhaitées. La recherche d'une solution aux limitations du silicium a conduit les chercheurs à s'intéresser aux matériaux à large bande interdite tels que le carbure de silicium (SiC) et le nitrure de gallium (GaN).

La solution la plus efficace pour dépasser les limites du silicium consiste à utiliser d'autres matériaux : les matériaux semi-conducteurs à large bande interdite (grand gap) sont prometteurs pour les composants de puissance destinés à fonctionner à haute tension et haute température. Ces matériaux répondent favorablement au cahier des charges des composants de puissance et offrent beaucoup de potentialités [5].

Le Tableau I.1 présente les différentes caractéristiques électriques du nitrure de gallium (GaN) et ses propriétés en comparaison avec les semi-conducteurs conventionnels et les autres matériaux à grand gap [6].

Tableau I-1: comparaison des propriétés électriques des semi-conducteurs conventionnels et grand gap à 300°C.

	Si	AsGa	GaN	SiC-4H	AlN	InN	Diamant
Eg (eV) (Gap)	1,1	1,43	3,39	3,26	6,1	0,78	5,5
ϵ_r (Cste diélectrique)	11,8	11,5	9,5	10	9,14	15,3	5,7
Ec (MV/cm) (champ de claquage)	0,3	0,4	3,3	2	11,7	X	5,6
n_i (cm⁻³) (densité de porteurs de charges)	1,5x10 ¹⁰	2x10 ⁶	2x10⁻¹⁰	1x10 ⁻⁸	2x10 ⁻³¹	100	1,6x10 ⁻²⁷
μ_n (cm²/V.s) (mobilité électrique)	1350	8000	900	720	1100	2700	1900
v_{sat} (10⁷ cm/s) (Vitesse de saturation)	1	2	2,5	2	1,8	4,2	2,7
K_{300K} (W/cm.K) (Cond. Thermique)	1,15	0,5	1,4-2,3	4,5	2	0,45	20
T_{max} (°C)	300	300	700	600	X	X	X

D'après le (Tableau I.1), on constate que le GaN a un champ électrique critique (ou champ de claquage) EC important par rapport aux autres semi-conducteurs. Ce champ de claquage important aide à obtenir une tenue en tension plus élevée. La grande mobilité des électrons dans le canal

2DEG (Two dimensionnelélectron gaz), obtenue avec l'hétéro structure AlGaIn/GaN, et leur haute vitesse de saturation favorisent les applications hautes fréquence.

Ce premier chapitre est une comparaison entre les propriétés des semi-conducteur III-V GaAs et GaN et leurs applications dans les transistors HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaIn/GaN.

II-L'hétérojonction AlGaAs/GaAs :

II-1 Le composé Arséniure de gallium GaAs :

L'arséniure de gallium est un semi-conducteur de type III-V, à haute mobilité électronique et à haute vitesse de commutation par rapport au silicium, permettant aux dispositifs à base d'arséniure de gallium de fonctionner à des fréquences supérieures à 250 GHz. Les dispositifs d'arséniure de gallium ne sont pas sensibles à la chaleur en raison de leur large bande interdite. En outre, ces dispositifs ont généralement moins de bruit que les dispositifs en silicium, en particulier à des fréquences de fonctionnement élevées [7].

Le GaAs cristallise dans une structure de type zinc-blende (voir figure I-1). Il est formé de deux réseaux cubiques à faces centrées identiques qui s'interpénètrent, l'un contenant les atomes de gallium 'Ga', l'autre l'atome de l'arsenic 'As'. Le décalage entre les deux réseaux est d'un quart de la diagonale principale du cube. On a donc quatre paires d'atomes par cellule conventionnelle [8].

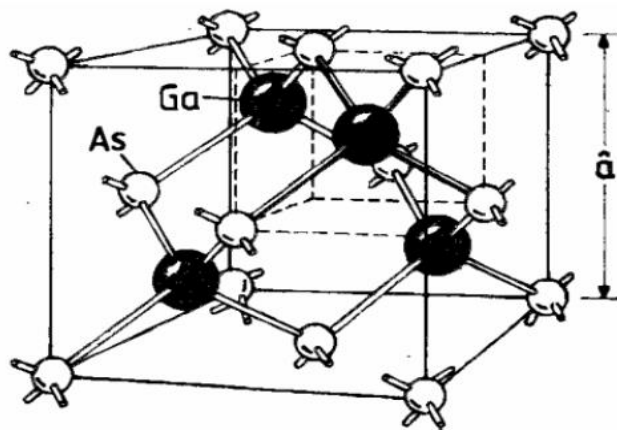


Figure I-1: Structure cristalline du GaAs, liaison tétraédrique de la structure Zinc blende.[9]

Les propriétés physiques et électriques de l'arséniure de gallium à la température ambiante (300°C) sont regroupées dans le (tableau I.2) suivant [10].

Tableau I-2:caractéristiques du GaAs.[10].

Propriétés du GaAs à 300K°	Valeur
Structure cristalline	Zinc blinde
Poids atomique	144,63 g/mole
Structure de la bande interdite	Directe
Chaleur spécifique	0.327 J/g.K
Largeur de bande interdite	$E_g = 1,424 \text{ eV}$
Permittivité	11,6pF/cm
Conductivité thermique	0.45 w/cm.k
Mobilité des électrons	$8500 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous	$400 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$
Vitesse maximal des électrons	$2 \cdot 10^7 \text{ cm} \cdot \text{s}^{-1}$
Champ électrique de saturation	10 k.V/cm

II-2 Caractéristique de la structure de bande d'énergie du GaAs :

La structure de bandes du semi-conducteur GaAs est représentée sur la (figure I-2) suivant les directions de plus haute symétrie de l'espace réciproque. La bande interdite est hachurée, les bandes supérieures sont les bandes de conduction, les bandes inférieures sont les bandes de valence.

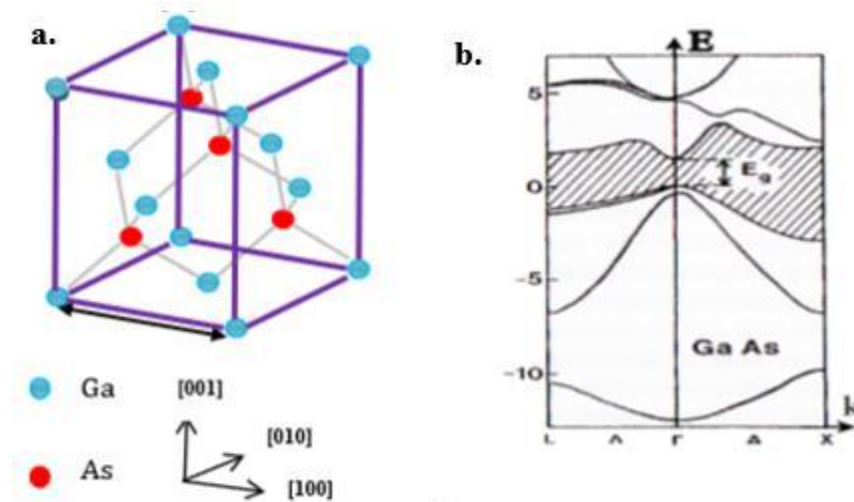


Figure I-2: (a) Structure cristalline du GaAs. (b) Structure de bande du GaAs[11]

A la température 0°C, la bande de valence est pleine d'électrons, la bande de conduction est vide. A température ambiante, certains électrons thermiquement excités depuis la bande de valence occupent la bande de conduction. Pour le GaAs le minimum de la bande de conduction est situé au centre de la zone de Brillouin et sur le même sur axe des vecteurs d'onde. C'est un matériau à gap direct.

II-3 Le composé aluminium arséniure de gallium $Al_mGa_{1-m}As$:

L'aluminium arséniure de gallium ($Al_mGa_{1-m}As$) est un matériau semi-conducteur ayant presque la même constante de réseau que l'arséniure de gallium mais un plus grand gap. Le m dans la formule est un nombre entre 0 et 1 indiquant un alliage entre l'arséniure de gallium et l'arséniure d'aluminium. L'alliage $Al_mGa_{1-m}As$ est une solution solide de GaAs et de AlAs (voir figure I-3). Les paramètres physiques relatifs à cet alliage peuvent être obtenus par combinaison des paramètres correspondants au GaAs et à l'AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Avec des paramètres physiques voisins et se rejoignent pour une température de 900 °C environ [8].

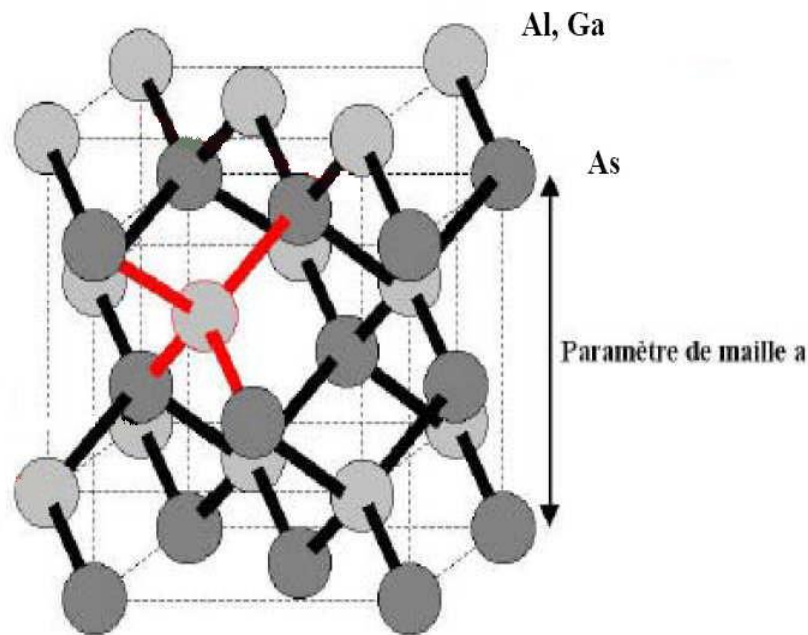


Figure I-3: Structure du GaAs, elle se compose de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, décalés d'un quart de la grande diagonale du cube, et occupés l'un par l'anion (As), et l'autre par le cation (Al, GaN) [9].

La nature de la transition énergétique de l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ change selon le taux d'aluminium x , avec $0 < x < 1$. Pour une fraction d'aluminium inférieure à 0,45, la transition de l'alliage est identique

à celle du GaAs caractérisé par une transition directe. La transition devient indirecte Quand le taux d'aluminium devient supérieur à 0,45.

Les différents paramètres physiques du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'aluminium. À la température ambiante l'affinité électronique χ s'écrit [12]:

$$\chi = 4.07 - 1.1m \text{ Pour } m < 0.45$$

$$\chi = 3.64 - 0.14m \text{ Pour } 0.45 \leq m \leq 1$$

Pour que deux matériaux puissent former une bonne hétérojonction, il est d'abord nécessaire que les paramètres de maille soient aussi voisins que possible.

A cet effet, le matériau $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est très intéressant car, lorsque (x) varie de 0 à 1, c'est à dire lorsque l'on passe de GaAs à AlAs, la structure de bande passe d'une bande interdite à gap direct de valeur de 1.43 eV à une bande interdite à gap indirect de valeur de 2.16 eV, alors que la constante de maille passe de 5.653 Å à 5.661 Å, soit une variation < 0.2%. Ainsi il est possible de faire croître toutes les compositions sur le GaAs avec un accord de maille convenable.

La constante de maille et les bandes d'énergies en fonction de la composition (x) De l'aluminium sont données par [8] [13]:

Constante de maille (en Å) $a = 5.6533 + 0.0078m$

Bande interdite (en eV) $E_g = 1.424 + 1.155m + 0.37m^2$

Discontinuité de E_c (en eV) $\Delta E_c = \begin{cases} 0.67m + 0.27m^2 \text{ pour } m < 0.45 \\ 0.475 - 0.31m \text{ pour } 0.45 \leq m \leq 1 \end{cases}$

Discontinuité de E_v (en eV) $\Delta E_v = \begin{cases} 0.413m + 0.166m^2 \text{ pour } m < 0.45 \\ 0.413 - 0.166m^2 \text{ pour } 0.45 \leq m \leq 1 \end{cases}$

II-4 Propriétés électroniques du GaAs et AlGaAs :

Dans le (tableau I.3), on peut résumer les paramètres cristallines et électroniques des matériaux GaAs et AlGaAs; celles de ce dernier sont donnés en fonction de la fraction molaire x [14].

Tableau I-3: Propriétés cristallines et électroniques des matériaux GaAs et AlGa(1-m)As. [14]

Paramètre	GaAs	AlGaAs
Constante de maille a (Å ³)	5.6533	5.6533+0.0078x
Densité (g .cm ⁻³)	5.360	5.36-1.6x
Coefficient de dilatation thermique β_{th} (10 ⁻³ /°C)	6.4	6.4-1.2x
Constante diélectrique ϵ_r	13.18	13.18-3.12x
Largeur de la bande interdite E_g (eV)	1.424	1.424+1.247x 0 ≤ x ≤ 0.45 1.900+0.125x+0.143x ² 0.45 < x ≤ 1
L'affinité électronique χ (eV)	4.07	4.07-1.1x 0 ≤ x ≤ 0.45 3.64-0.14x 0.45 < x ≤ 1
Masse effective des électrons m_n^* (×m ₀)	0.067	0.067+0.083x 0 ≤ x ≤ 0.45 0.85-0.14x 0.45 < x ≤ 1
Masse effective des trous m_p^* (×m ₀)	0.62	0.62+0.14x
Mobilité des électrons μ_n (cm ² /V.s)	8800	8.10 ³ -2.2.10 ⁴ x+10 ⁴ x ² 0 ≤ x ≤ 0.45 -255+1160x-720x ² 0.45 < x ≤ 1
Mobilité des trous μ_p (cm ² /V.s)	400	370-970x+740x ²
Coefficient de diffusion des électrons D_n (cm ² /s)	220	200-550x+250x ² 0 ≤ x ≤ 0.45 -6.4+29x-18x ² 0.45 < x ≤ 1
Coefficient de diffusion des trous D_p (cm ² /s)	10	9.2-24x+18.5x ²
Vitesse thermique des électrons (cm/s)	10 ⁷	(4.4-2.1x) × 10 ⁷ 0 ≤ x ≤ 0.45 2.3 × 10 ⁷ 0.45 < x ≤ 1
Vitesse thermique des trous (cm/s)	10 ⁷	(1.8-0.5x) × 10 ⁷

II-5 L'hétérojonction AlGaAs/GaAs :

L'hétérojonction issue de deux matériaux cité précédemment (GaAs et AlGaAs) dans le cas des HEMTs est formée par une couche donneuse AlGaAs dopée n , séparée d'une deuxième couche intrinsèque de GaAs formant le canal par une couche AlGaAs non dopée (espaceur). Les deux matériaux se différencient par leur largeur de bande interdite E_g , leur travail de sortie ϕ et leur affinité électronique χ . Comme le montre la (figure I.4). E_v , et E_c représentent respectivement le niveau du vide, l'énergie de la bande de conduction et l'énergie de la bande de valence, Les différents paramètres relatifs au GaAs sont obtenus en donnant à x la valeur zéro.

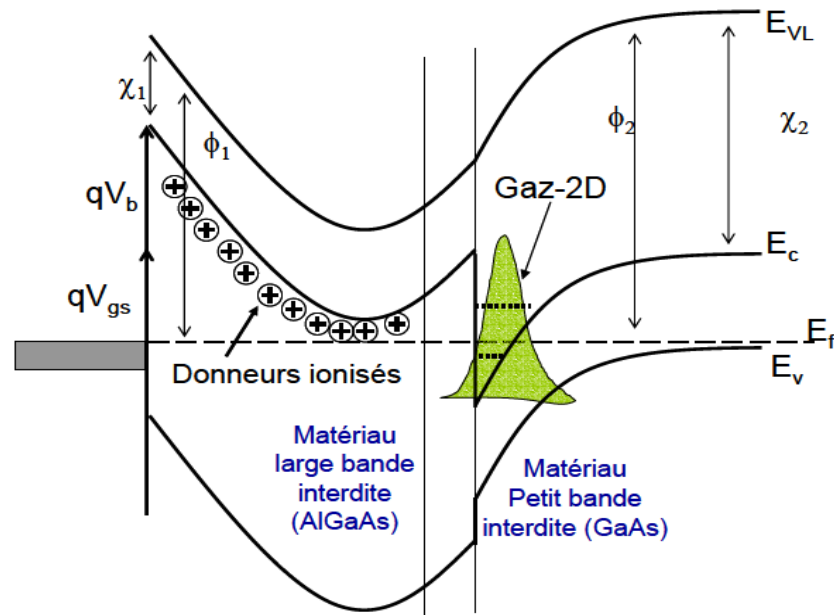


Figure I-4:Diagramme énergétique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs[15]

II-6 Le transistor HEMT AlGaAs/GaAs :

Le HEMT (High Electron Mobility Transistors) appartient à la famille des transistors à effet de champ. Il est un cas particulier du MESFET (MétalSemi-conducteur Field Effet Transistor).

Ce composant possède plusieurs dénominations dans la terminologie anglaise, TEGFET (Two-dimensional Electron Gas Field Effet Transistor), MODFET (ModulationDoped Field Effet Transistor) mais également HFET (Hétérojonction Field Effet Transistor).

Ce dernier terme est toutefois généralement plutôt réservé à un autre composant hétéro structure dans lequel le transport dans un matériau dopé alors qu'il est non dopé pour le HEMT [16].

II-6-1 Structure physique d'un HEMT AlGaAs/GaAs:

La structure d'un HEMT figure I.5 est constituée essentiellement de trois matériaux différents : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite.

Comme nous l'avons vu précédemment, la jonction de ces deux derniers matériaux engendre la formation du gaz bidimensionnel d'électrons à l'interface, dont la densité est modulée par la tension appliquée à la grille du composant.

L'autre phénomène caractéristique du fonctionnement du HEMT, au-delà de l'existence du gaz d'électrons est la jonction Schottky créée justement par la jonction métal de grille et semi conducteur du substrat[16].

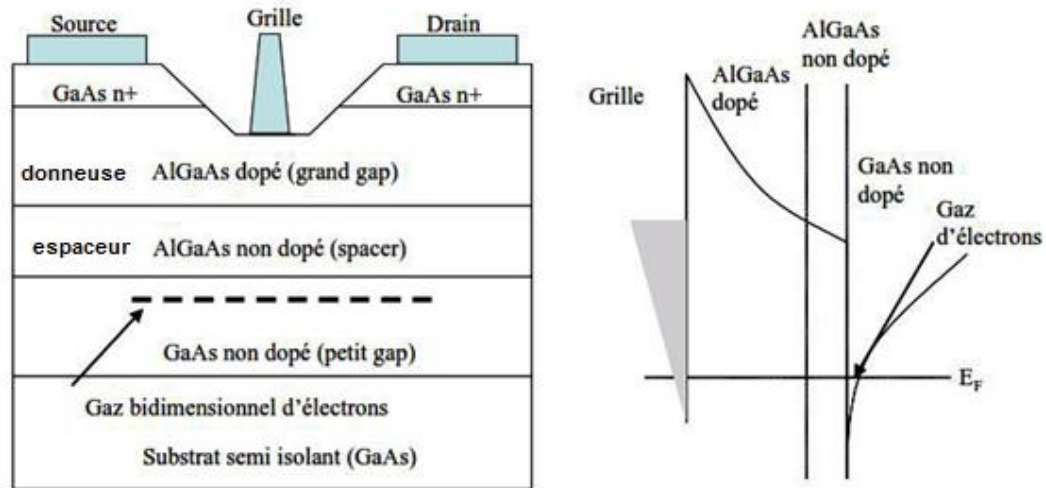


Figure I-5: Structure d'un HEMT AlGaAs/GaAs [15].

- **Le substrat :** C'est la couche sur laquelle on fait croître les matériaux par épitaxie.
- **La couche de nucléation :** C'est une couche mince qui sert à minimiser le désaccord de maille entre la couche tampon et le substrat, et pour s'assurer d'avoir une bonne qualité cristallographique afin de faire croître la couche du cristal.
- **La couche tampon ou « buffer » :** elle est également appelée « buffer » cette couche est constituée d'un matériau de plus faible largeur de bande interdite. C'est dans ce matériau et dans la partie supérieure de la couche que va se former le gaz bidimensionnel.
- **Le canal :** Le canal est constitué d'un matériau à petit gap non intentionnellement dopée, cette couche active reçoit le gaz bidimensionnel d'électrons et c'est elle qui détermine les performances du transport des électrons dans le dispositif.
- **Espaceur (Spacer) :** Cette couche de matériau à grand gap non intentionnellement dopée, permet la séparation des atomes donneurs d'électrons de la couche donneuse, des électrons du canal ; les interactions électrons-impuretés sont ainsi réduites. Plus cette couche est épaisse, meilleure est la mobilité des électrons dans le canal ; par contre un espaceur moins épais permet un meilleur transfert d'électrons dans le canal.
- **La couche donneuse :** C'est dans cette couche que la zone d'espace de charge se forme au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction. C'est une couche de matériau grand gap dopée et qui fournit des électrons libres à la structure.
- **Couche Schottky :** Cette couche à grand gap non dopée réalise le contact Schottky de la grille.
- **La couche Cap layer :** C'est une couche superficielle fine, formée par un matériau de faible bande interdite sur laquelle sont réalisés de bons contacts ohmiques de drain et de source. Cette

couche est généralement fortement dopée, la finesse de son épaisseur permet de réduire la valeur des résistances de contact et donc celle des résistances d'accès [17].

II-6-2 Principe de fonctionnement du transistor HEMT AlGaAs/GaAs :

Le transistor HEMT est apparu grâce au bon confinement des porteurs qui sont séparés de leurs donneurs et qui se trouvent dans un canal séparé de la grille et de la couche donneuse par une couche intrinsèque appelée spacer. Le principe de base consiste à mettre à profit les propriétés de haute mobilité d'un gaz bidimensionnel d'électrons formé à l'interface d'une hétérojonction.

L'idée de base est de séparer spatialement les électrons libres, des donneurs ionisés dont ils proviennent. Le HEMT se compose, comme le montre la figure I-6 d'un empilement de plusieurs couches semi-conductrices. Le canal actif est formé à l'interface du GaAs et de l'AlGaAs (entre deux matériaux à petite et large bande interdite).

La couche donneuse n-AlGaAs fournit des électrons de conduction au canal. Ces électrons libres tombent dans le plus bas état d'énergie disponible du côté GaAs de l'hétérojonction. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 100 Å. L'accumulation des

Électrons dans le canal GaAs et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGaAs séparée du canal par l'espacer crée un champ électrique transversal \vec{E}_T .

La dispersion des électrons dans la couche GaAs est empêchée par l'action du champ \vec{E}_T qui ramène les électrons vers l'interface. La bande de conduction se courbe et devient un puits de potentiel dans lequel les électrons sont confinés. Ce système est connu sous le nom du gaz bidimensionnel d'électrons (gaz 2D).

Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de la croissance. La présence d'une discontinuité de la bande de conduction ΔE_c entre les deux matériaux AlGaAs et GaAs d'environ 237 meV lorsque le taux d'aluminium x est de 30% forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse. La présence de l'espacer réduit l'interaction Coulombienne entre les électrons et les donneurs.

La zone de confinement des électrons constitue le canal du transistor. Il est possible donc de contrôler la densité de ces porteurs par l'intermédiaire de la tension appliquée sur la grille. Lorsque la tension V_{gs} augmente, le puits de potentiel devient de plus en plus profond, permettant à un nombre plus grand d'électrons de diffuser dans le canal GaAs. la tension V_{ds} crée un champ électrique dans le canal qui entraîne les électrons de la source vers le drain, formant ainsi un courant I_{ds} (drain-source).

Pour des tensions de grille suffisamment négatives, la densité de porteurs dans le canal devient négligeable et aucun courant significatif ne circule entre la source et le drain. Le HEMT est alors considéré bloqué (très peu de courant circule entre le drain et la source).

L'évolution du courant I_{ds} en fonction de la tension V_{ds} et pour différentes valeurs de la tension de grille est sensiblement la même que pour le MESFET. De plus, un effet de saturation de courant intervient également pour le HEMT. Il provient essentiellement de la saturation de la vitesse des porteurs.

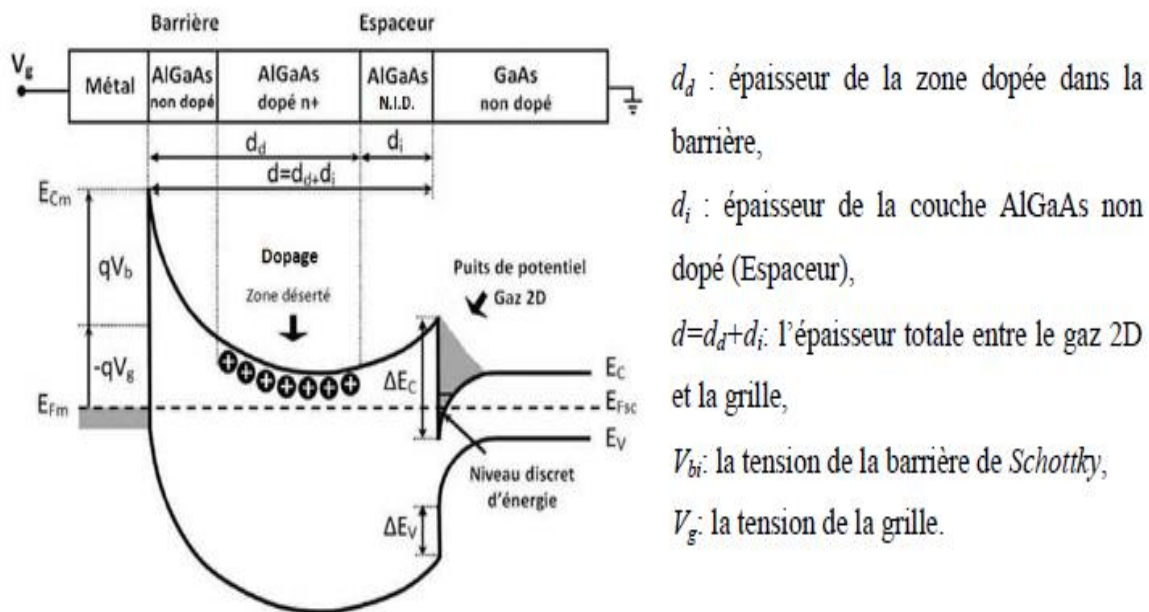


Figure I-6: Formation du gaz bidimensionnel à l'interface de deux matériaux à grande et à petite largeurs de bande interdite [15].

III-L 'hétérojonctions AlGaIn/GaN :

III-1 Propriétés du Nitrure de gallium GaN :

Le nitrure de gallium est un matériau semi-conducteur constitué de gallium (Ga : élément de la colonne III du tableau périodique) et d'azote (N : élément de la colonne V). Par conséquent, le GaN fait partie de la famille dite des semi-conducteurs III-V et plus spécialement des nitrures III-N [18].

III-1-1 Propriétés structurales :

On trouve le nitrure de gallium sous trois arrangements cristallographiques : le Wurtzite, le Zinc Blende, et le Sel gemme [18]. Du point de vue thermodynamique, la forme cristallographique hexagonale la plus stable que peut prendre le GaN est la structure de Wurtzite (représentée sur la figure I-7) [19].

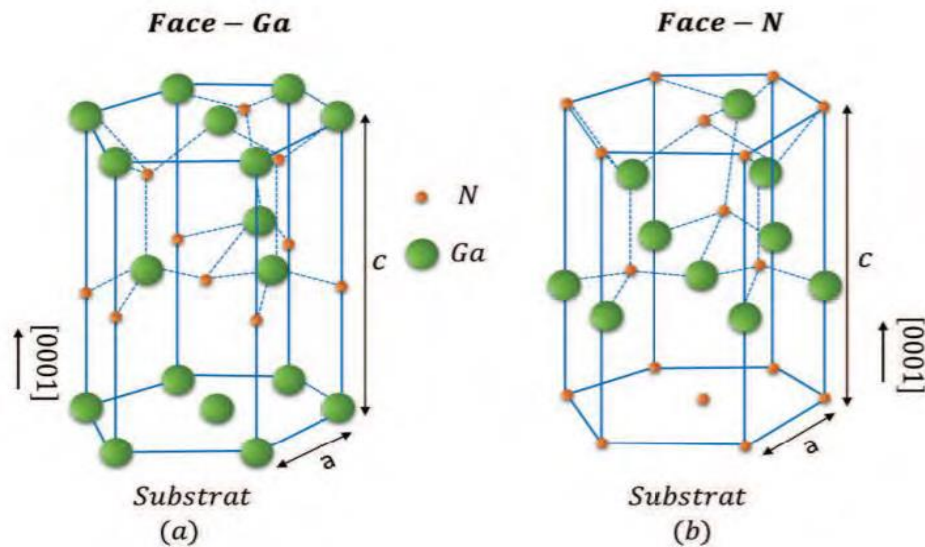


Figure I-7: Structure hexagonale Wurtzite du GaN ; (a) face Ga ; (b) face N[3].

Dans cette structure, les atomes Ga et N sont décalés suivant l'axe c qui correspond à la direction d'empilement des bicouches élémentaires. Suivant le genre d'atomes déposés en dernier lieu, on distingue deux types de film : le GaN à face gallium (face-Ga) et le GaN à face azote (face-N). Étant donné que l'azote a une électronégativité supérieure à celle du gallium, les atomes de Ga et de N ont respectivement des caractéristiques ioniques et cationiques, ce qui crée une polarisation électrique appelée polarisation spontanée [20].

III-1-2 Propriétés électroniques :

Les deux poly types du GaN présentent comme la plupart des matériaux III-V, une bande interdite directe au point (Γ) centre de la première zone de Brillouin. La largeur de cette bande a été estimée à 3.4 eV à température ambiante.

Le (tableau I.4) qui suit résume quelques propriétés du GaN ainsi que d'autres semi-conducteurs candidats pour les applications électroniques tel que le GaAs[21].

Tableau I-4: Comparaison des propriétés de différents s/c dont le GaN et le GaAs[21].

	Si	GaAs	SiC	GaN
Energie du gap à 300°k (eV)	1.11	1.43	3.2	3.4
Champ de claquage E V/cm	6.5×10^5	6.5×10^5	3.5×10^5	3.5×10^5
Vitesse de saturation cm/s	10×10^7	2.0×10^7	2.0×10^7	2.5×10^7
Mobilité des électrons cm^2/Vs	1350	6000	800	1600
Conductivité thermique W/cmK	1.5	0.46	3.5	1.7

III-1-3 Propriétés optiques :

Les nitrures d'éléments III présentent une grande variété de structure de bande. A température ambiante ($T=300\text{K}$), leur énergie de bande interdite directe est de 0,67 eV pour l'InN, 3,43 eV pour le GaN et 6,1 eV pour l'AlN, ce qui permet de couvrir un large spectre de longueur d'onde allant de l'infrarouge (1,85 μm) à l'ultraviolet profond (200 nm) (figure I-8). Les énergies de bande interdite des alliages ternaires de type $A_xB_{1-x}N$ peuvent être décrites par l'équation suivante :

$$E_g^{A_mB_{(1-m)}N} = E_g^{AN}m + E_g^{BN}(1-m) - b^{AB}m(1-m)$$

b^{AB} est le terme de non linéarité (bowing) représentant la déviation par rapport à la loi linéaire de type Vegard. Il vaut 0,9 eV pour l'AlGaIn [23], 1,4 eV pour l'InGaIn et 2,5 eV pour l'InAlIn[22].

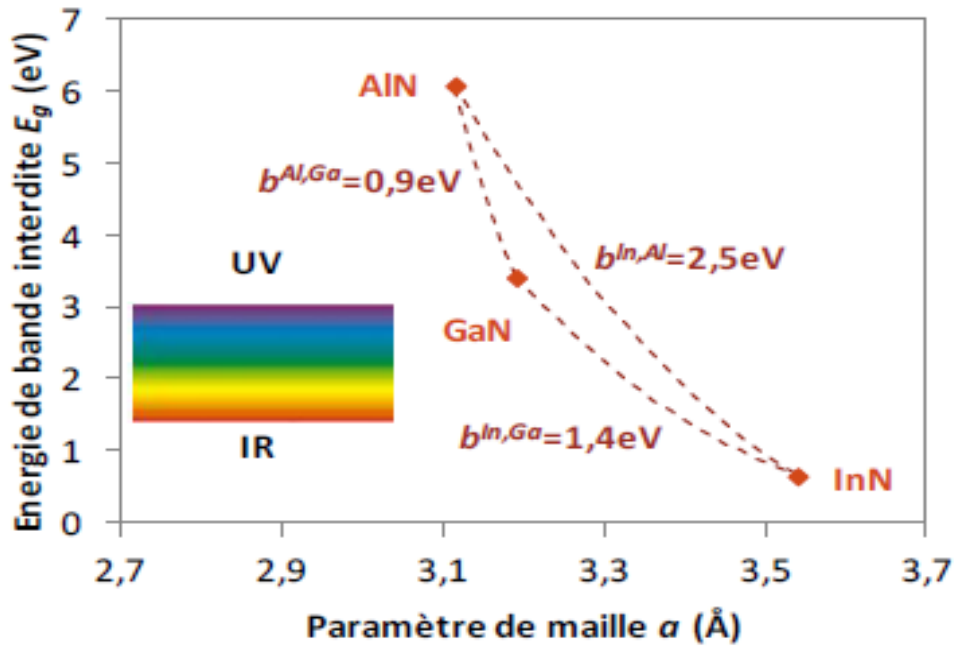


Figure I-8: Energie de bande interdite des principaux III-N en fonction du paramètre de maille a [22].

Le GaN, AlN et InN sont des semi-conducteurs à gap direct : le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont centrés sur le point Γ de la zone de Brillouin (C'est à dire en $k = 0$).

III-1-4 Propriétés électriques :

Polarisations spontanées et piézoélectriques dans l'hétérojonction AlGaN/GaN :

A cause de la nature ionique de la liaison métal-nitride et de l'absence de centre d'inversion, les nitrides en phase Wurtzite sont caractérisés par la présence d'une polarisation interne intense qui consiste en deux contributions: la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique.

III-1-4-1 Polarisation spontanée :

Les dissymétries de la structure cristalline, associées à un fort facteur d'ionisation de la liaison de covalence métal-nitride, entraînent la formation d'un ensemble de dipôles orientés partiellement ou complètement en fonction d'un champ électrique. En effet le gallium (1,6 eV) est moins électronégatif que l'azote (3eV). Ainsi une charge négative $-q$ apparaît autour des atomes d'azote et une charge positive $+q$ apparaît autour des atomes de gallium. Le matériau est donc le siège d'une polarisation macroscopique \overrightarrow{P}_{ps} sans qu'une contrainte externe ne soit appliquée. La (figure I-9) ci-dessous illustre la polarisation spontanée sur une maille élémentaire de GaN wurtzite face Ga.

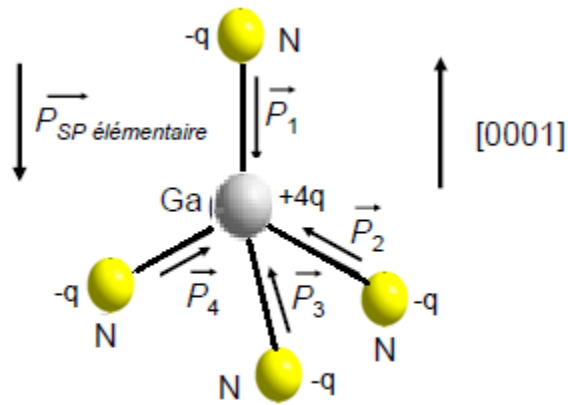


Figure I-9: Polarisation spontanée : Structure Wurtz ite du GaN à l'équilibre [23].

Dans un cristal de GaN, la polarisation totale qui s'établit est la résultante de la sommation de chaque contribution à cette polarisation $\vec{P}_1, \vec{P}_2, \vec{P}_3$ et \vec{P}_4 . La polarisation résultante sur une maille élémentaire $P_{SP\text{élémentaire}}$ suit la direction [0001] et le sens de \vec{P}_1 .

La polarisation spontanée, \vec{P}_{PS} , se manifeste aux interfaces du matériau avec le vide, ou avec un autre composé. Elle crée une densité de charges à l'interface égale à \vec{P}_{PS} .

Dans le GaN, le vecteur polarisation \vec{P}_{PS} est orienté dans la direction [0001]. Au sein d'une structure Wurtz ite face-N, la polarisation spontanée conduit à une charge globale positive +Q en surface et négative -Q à l'opposée. La polarisation spontanée est de sens inverse dans une structure Wurtz ite face-Ga, la charge en surface est donc négative et à l'opposée la charge est positive. La polarisation spontanée d'un cristal de GaN et la répartition des charges qu'elle entraîne sont illustrées dans la (figure I-10).

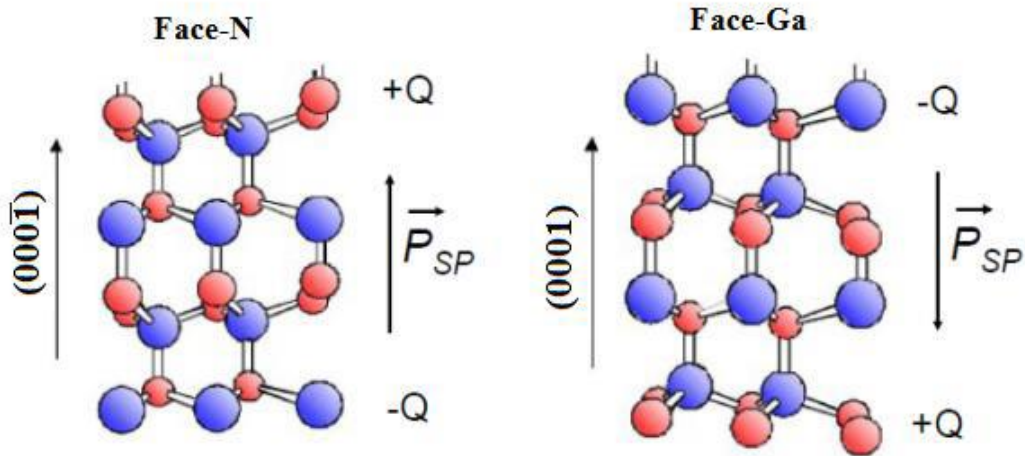


Figure I- 10: Polarisation spontanée et répartition de la charge globale aux interfaces sur une structure GaN de type hexagonale face-N et face-Ga [23].

Le calcul de la polarisation spontanée des alliages ternaires est effectué par le modèle linéaire de Vegard .Concernant l'AlGaN, elle peut être calculée en fonction de la fraction molaire d'aluminium, notée x, par :[23].

$$P_{SP}(m) = mP_{SP}(AlN) + (1-m)P_{SP}(GaN) \quad \text{I-2}$$

Avec les polarisations spontanées du GaN et de l'AlN :

$$\begin{aligned} P_{SP}(GaN) &= -0.034C / m^2 \\ P_{SP}(AlN) &= -0.09C / m^2 \end{aligned} \quad \text{I-3}$$

III-1-4-2 Polarisation piézoélectrique :

Sous l'effet d'une contrainte mécanique extérieure, dans le GaN comme dans tout matériau semi-conducteur à phase Wurtz ite, une polarisation piézoélectrique est induite. Cette polarisation est due à la déformation des liaisons covalentes entre l'atome de gallium et ses voisins d'azote. La contrainte mécanique peut être extensive ou compressive.

Dans nos travaux sur les HEMTs, la couche GaN des hétéro structures est entre environ 100 fois plus épaisse que la couche AlGaN, au point de la considérer relaxée de toute contrainte mécanique. La polarisation piézoélectrique des alliages ternaires AlGaN est modélisée selon le formalisme de Hooke [23]. On en retient l'équation (I-4).

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

I-4

a représente le paramètre de maille du matériau contraint et a_0 le paramètre de maille du matériau relaxé, e_{31} et e_{33} sont des constantes piézoélectriques, C_{13} et C_{33} sont des constantes élastiques. Le tableau I-5 suivant présente les paramètres de polarisation piézoélectrique pour les matériaux GaN, AlN, et l'AlGaIn.

Tableau I-5: Paramètres des matériaux GaN, AlN, et l'AlGaIn pour les calculs de polarisation piézoélectrique. [23].

Matériaux Paramètres	AlN	GaN	Al _x Ga _(1-x) N
a_0 (nm)	0.3112	0.3189	-0.0077x + 0.3189
e_{31} (C/m ²)	-0.60	-0,49	-0.11x - 0.49
e_{33} (C/m ²)	1.46	0,73	0.73x + 0.73
c_{11} (GPa)	396	367	29x + 367
c_{12} (GPa)	137	135	2x + 135
c_{13} (GPa)	108	103	5x + 103
c_{33} (GPa)	373	405	-32x + 405

La polarisation totale d'un matériau à base de GaN est égale à la somme des polarisations piézoélectrique et spontanée.

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

Seule la couche AlGaIn y est contrainte mécaniquement, ce qui conduit à une répartition de charges, en surface de la couche AlGaIn et à l'interface AlGaIn/GaN, issue des effets de polarisation piézoélectrique et spontanée. La couche GaN n'est soumise qu'à la polarisation spontanée [23].

IV -Le transistor HEMT AlGaIn/GaN :

IV-1 Le gaz bidimensionnel d'électrons 2DEG dans l'hétérojonction AlGaIn/GaN:

L'hétérojonction AlGaIn/GaN est obtenue suite à la juxtaposition d'une couche de GaN et d'une fine couche d'AlGaIn. La (figure I-11) représente le bilan de polarisations dans ces deux couches et

les charges surfaciques. La couche d'AlGaN (appelée "barrière") est contrainte en tension dû au fait que ses

Paramètres de mailles sont plus faibles que ceux de la couche GaN (appelée "canal"). Cette dernière est supposée relaxée et seule sa polarisation spontanée intervient. Cela implique une double polarisation à l'interface barrière/canal formant une densité de charges positives du côté AlGaN.

libres, permettant de compenser cette densité, engendrent un gaz bidimensionnel d'électrons dans la zone de l'interface côté GaN dénommé 2DEG. Ce puits de potentiel entraîne une accumulation d'électrons avec une densité qui dépend de la polarisation des couches, de l'épaisseur de la couche GaN ainsi que sa fraction molaire d'aluminium [3].

Les champs de polarisation spontanée et piézoélectrique, expliqués précédemment ont un impact direct sur la formation du gaz bidimensionnel, et sur la densité des porteurs de charge. Avec une polarisation spontanée environ cinq fois plus importante que celle des matériaux III-V classiques, le matériau AlGaN/GaN génère un champ électrique de 3MV/cm. Et avec une polarisation piézoélectrique environ dix fois supérieure à celles des matériaux

III-V. Ces importants champs électriques générés forment ainsi un nuage d'électrons bidimensionnel, doté d'une concentration des porteurs de charge trop élevée [24].

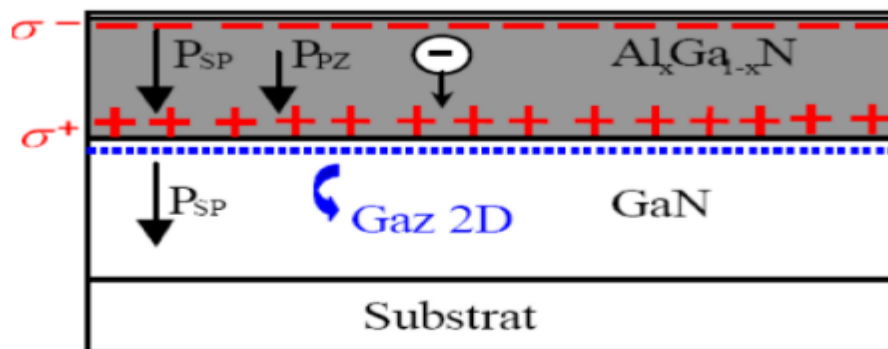


Figure I-11: Gaz bidimensionnel 2DEG généré par les polarisations spontanées et piézoélectriques [24].

IV-2 Structure physique du HEMT AlGaN/GaN :

Trois matériaux constituent essentiellement la structure d'un HEMT : le substrat, un matériau à large bande interdite et un matériau à plus faible bande interdite. Comme nous l'avons indiqué dans le paragraphe précédent, c'est la jonction de ces deux derniers matériaux qui conduit à la formation d'un gaz d'électrons à l'interface, dont la densité est modulée par la tension appliquée à la grille du composant.

Les HEMTs AlGaN/GaN possèdent une grande densité de charges ns du gaz à électrons bidimensionnel 2DEG qu'on ne peut attribuer cela uniquement à la grande discontinuité de bande entre le GaN et l'AlGaN mais surtout à la présence d'une forte polarisation à l'hétéro interface [25]. La (figure I-12) qui suit montre la structure HEMT AlGaN/GaN, où les paramètres d_d et d_i sont respectivement les épaisseurs de la couche donneuse et de l'espaceur.

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 participante au courant de conduction dans la structure (figure I.13) ; cette différence des énergies de bande interdite ΔE_g influe donc sur la concentration des porteurs et doit être le plus grand possible [25].

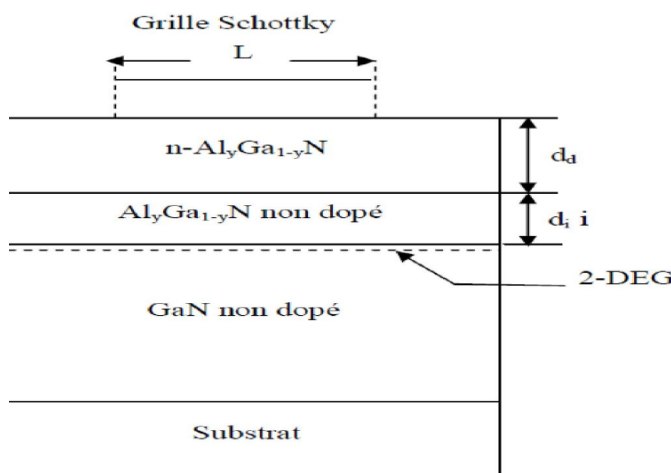


figure I-12: Schéma de la structure EMT AlGaN/GaN[25]

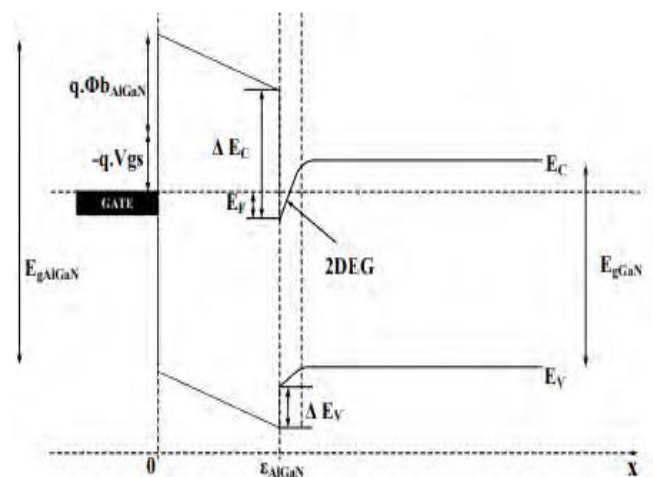


figure I-13: Création d'un puits de potentiel dans un transistor HEMT[25]

Contrairement au cas des semi-conducteurs tels que le Si ou le GaAs, il n'existe pas de substrat de GaN monocristallin massif disponible dans le commerce. La difficulté d'obtenir ce type de cristal vient de son point de fusion très élevé et des fortes pressions de vapeur des composés nécessaires à sa croissance. Le problème majeur qui oppose la croissance de couches de bonne qualité est l'inexistence d'un substrat accordé en maille avec le GaN, ainsi que la différence entre les coefficients de dilatation thermique. Cependant, les candidats les plus susceptibles d'être utilisés comme substrats pour le GaN sont le Saphir (Al_2O_3), le Silicium (Si) et le carbure de silicium (SiC). Le choix du substrat se porte sur le matériau idéal ayant des paramètres de maille lui permettant de s'adapter avec les couches actives de l'hétéro structure ainsi que les meilleures propriétés thermiques. Le substrat SiC est utilisé par plusieurs technologies HEMT. Sa conductivité

thermique lui offre des bonnes performances dans les applications fortes puissance malgré un coût relativement élevé [3].

IV-3 Principe de fonctionnement du HEMT AlGaN/GaN :

Comme tous les transistors à effet de champ à grille Schottky de type MESFET, l'idée de base du HEMT est le contrôle du courant drain-source par l'action électrostatique d'une électrode de commande dénommée "grille".

Lors de la mise en contact, la structure de bande suit les lois d'Anderson. Les niveaux de Fermi des deux matériaux s'alignent. Il se crée alors une courbure des bandes de conduction et de valence. Ces courbures donnent naissance à un "puits de potentiel".

Il y a alors transfert des électrons du matériau de plus faible affinité électronique (AlGaN) vers celui ayant la plus grande affinité électronique (GaN), créant ainsi, à l'intérieur du puits de potentiel, un gaz d'électrons bidimensionnel. Le nombre d'électrons transférés est en grande partie déterminé par le dopage en donneur de la partie AlGaN.

Les dimensions de ce puits sont tellement réduites (# 100 Angström) que les mouvements perpendiculaires à l'hétérojonction sont régis par les lois de la mécanique quantique.

L'affinité électronique du cristal de Nitrure de Gallium peut être modulée par introduction d'une fraction molaire d'Aluminium. Le (tableau I-6) ci-dessous présente l'évolution des principales caractéristiques du cristal de GaN avec l'introduction d'une fraction molaire m d'aluminium [26].

Tableau I-6: Evolution des caractéristiques physiques avec une fraction molaire m d'aluminium [26].

	$Al_m Ga_{1-m} N$	Référence
Bande Interdite $E_g(m)$ [eV]	$6.13m + 3.42(1-m) - m(1-m)$	[23], [24]
Discontinuité des Bandes $\Delta E_c(m)$ [eV]	$0.7(E_g(m) - E_g(0))$	[23], [24]
Barrière Schottky $\Phi_m(m)$ [eV]	$0.84 + 1.3m$	[23], [24]
Constante Diélectrique $\epsilon(m)$	$9.5 - 0.5m$	[23], [24]

Conclusion :

Dans ce premier chapitre, nous avons présenté les principaux matériaux semi-conducteurs III-V et III-N comme par exemple le GaAs et le GaN, et leurs alliages AlGaAs et AlGaN utilisés dans la fabrication des composants micro-ondes tout en précisant leurs propriétés structurales, optiques électroniques et électriques, les polarisations spontanée et piézoélectrique dans les matériaux III-N ont été aussi présentées ainsi que les différentes couches constituant les structure des transistor HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN et leurs principes de fonctionnement dont le but est de donner comparaison entre les deux transistor

***Chapitre II : Modélisation électriques des
HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN***

I-Introduction :

Dans ce chapitre, nous allons présenter une analyse théorique des structures AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN que nous avons étudiée, pour ces structures, nous représentons schématiquement ses diagrammes énergétiques et nous allons aussi déterminer théoriquement la densité surfacique des porteurs présents à l'interface AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN, ainsi que le courant produit par ces transistors. La densité du gaz bidimensionnel n_s est déterminée par un calcul auto-cohérent en résolvant l'équation de Schrödinger et de Poisson. Afin de simplifier ces calculs plusieurs approximations ont été utilisées:

- résolution de l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective.
- les électrons voient une barrière infinie à l'interface AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN où se trouve le gaz bidimensionnel d'électron.
- l'approximation du puits triangulaire

L'étude a été effectuée sur ces structures. la résolution de l'équation de Poisson permet d'établir la relation $n_s(V_G, E_F)$ et la résolution de l'équation de Schrödinger donne la relation $n_s(E_F)$ [27]

II-Le HEMT à base de l'hétéro structure AlGaAs/GaAs :

Pour que deux matériaux puissent former une bonne hétérojonction il faut que leurs paramètres de mailles soient aussi voisins que possible [28]. A cet effet, l'intensification des recherches sur les matériaux semi-conducteurs III-V a permis de recenser des couples de matériau susceptible de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable. Parmi ceux-ci, l'hétérojonction AlGaAs/GaAs.

Pour cela nous pouvons croître une couche de GaAs dopée type P suivie d'une couche de AlGaAs fortement dopée type N. La (figure II-1) représente le diagramme de bandes d'énergie de l'hétéro structure AlGaAs / GaAs avant contact.

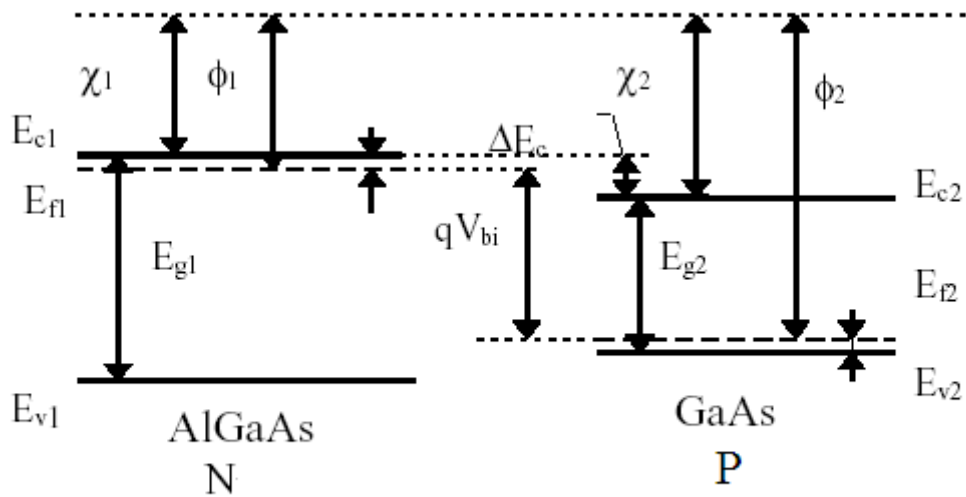


Figure II-1: Diagramme de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents (AlGaAs et GaAs).

D'après les règles d'Anderson, lorsque les deux matériaux sont assemblés (Figure II-2) et ont un équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi doivent s'aligner et le niveau du vide ne pourra en aucun subir de discontinuité. Il en résulte des discontinuités des bandes de conduction et de valence à l'interface [29]. A partir de là, se crée un puits de potentiel.

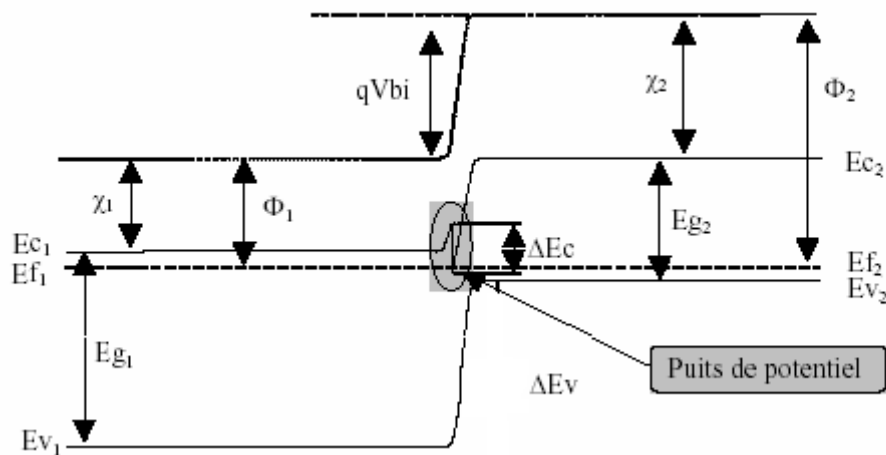


Figure II-2: Diagramme de bandes d'une hétérojonction

II-1 Densité surfacique du gaz 2D :

Beaucoup de travaux ont réussi à trouver des modèles de la densité surfacique n_s [30,31,12] . La quantité de charges transférée à travers l'interface est calculée a partir de l'équation de continuité

du vecteur de déplacement a l'interface AlGaAs/GaAs. On peut exprimer la relation entre la concentration d'électrons par unité de surface (n_s) et la tension de grille par [32,33] :

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \cdot d} \cdot (v_g - v_{th}) \quad \text{II-1}$$

$$v_{th} = v_{bi} + \frac{E_F - \Delta E_c}{q} - \frac{q \cdot N_d}{2 \cdot \varepsilon} d_d^2 \quad \text{II-2}$$

ε : Constante diélectrique relative du matériau de barrière (AlGaAs),

v_{th} : La tension de seuil, c'est la tension qui annule la charge surfacique liée au 2DEG,

v_{bi} : La hauteur de barrière de Schottky,

d_d : représente la largeur de désertion.

On peut calculer la tension de désertion par l'équation :

$$v_d = \frac{q \cdot N_d}{2 \cdot \varepsilon} \cdot d_d^2 \quad \text{II-3}$$

N_d : le dopage par unité de surface dans la barrière,

La population électronique de chaque sous-bande est donnée par :

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \cdot h^{-2}} k_B \cdot T \cdot \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_l}{K_B \cdot T} \right) \right] \quad \text{II-4}$$

La densité superficielle totale d'électrons dans le puits quantique s'écrit :

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \cdot h^{-2}} k_B \cdot T \sum_i \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_l}{K_B \cdot T} \right) \right] \quad \text{II-5}$$

La densité surfacique de charges accumulées dans le puits de potentiel s'écrit donc [34] :

$$n_s = D_{\text{état}} \cdot \frac{k_B \cdot T}{q} \cdot \ln \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B \cdot T} \right) \right] \cdot \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_l}{K_B \cdot T} \right) \right] \right\} \quad \text{II-6}$$

$D_{\text{état}}$: la densité d'états dans l'espace des énergies.

La solution de l'équation (II. 6) permet de déterminer les valeurs de E_F en fonction de n_s pour une température donnée. Ces résultats sont reportés sur la figure suivante [32, 35, 36].

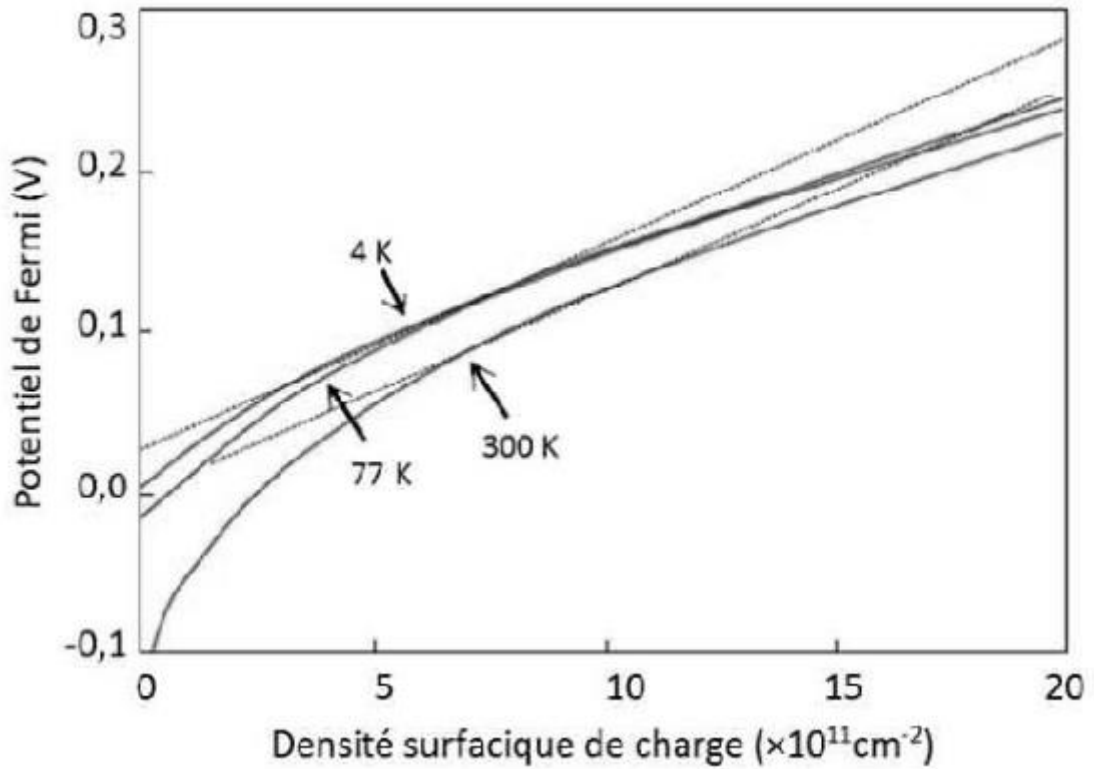


Figure II-3: Variation du potentiel de Fermi en fonction de la densité surfacique de [32]

Drummond et al. [30].ont proposé une approximation linéaire dont le domaine de validité est valable pour des densités comprises entre $5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et $1,5 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$.

L'équation de linéarisation a la forme suivante :

$$E_F = \Delta E_{F0}(T) + a \cdot \eta_s \quad \text{II-7}$$

Avec,

$$a = 0.125 \times 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{m}^2 \text{ et } \Delta E_{F0}(T) = 0.03 \cdot \left(1 - \frac{T}{300}\right)$$

Cette approximation linéaire (équation II. 39) est valable aussi pour des densités (le cas de nos échantillons) comprises entre $1,5 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et $4 \times 10^{11} \text{cm}^{-2}$ et aboutit au modèle linéaire de contrôle de charge, et l'équation (II. 7) s'écrit:

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q(d \cdot \Delta d)} \cdot (v_g - v_{th}) \quad \text{II-8}$$

$d = (d_i + d_d)$: est l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille,

Δd : la distance effective entre l'hétérojonction et le 2DEG, ce facteur de correction introduit par Drummond et al [32] prenant en compte le fait que la position du gaz 2D ne se limite pas exactement à l'interface de GaAs/AlGaAs. Il a une valeur approximative de l'ordre de 80Å.

III-Le HEMT à base de l'hétérostructure AlGaIn/GaN :

III-1 Formation et expression du 2-DEG :

Le principe de base du HEMT est le transfert des électrons des atomes donneuse de la Couche à plus grand gap vers celle à petit gap pour former le canal près de l'interface. Les HEMTs AlGaIn/GaN possèdent une si grande densité de charges n_s du 2-DEG qu'on ne peut Attribuer cela uniquement à la grande discontinuité de bande entre le GaN et l'AlGaIn mais surtout à la présence d'une forte polarisation à l'hétéro interface.

La (Figure II-5) qui suit montre un HEMT AlGaIn/GaN, où d_d et d_i sont les épaisseurs respectives de la couche donneuse et de l'espaceur [27].

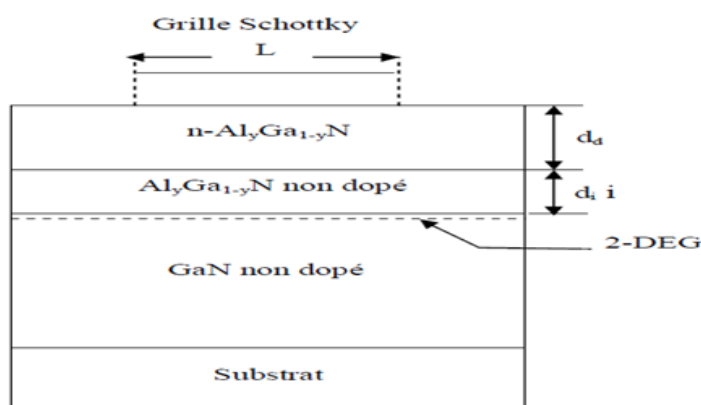


Figure II-4:schéma de la structure AlGaIn/GaN

Le diagramme de bande associé à une telle structure est illustré sur la (figure II-5), le Principe de fonctionnement a été décrit plus haut, nous allons maintenant exprimer la densité de porteurs dans le 2-DEG, nous supposerons dans l'étude qui suit que :

- Le 2-DEG est dans un puits de potentiel triangulaire à l'hétéro interface et que seules Les deux premières sous bandes d'énergie E_0 et E_1 sont peuplés.
- La couche AlGaIn est très dopée (N_{dr}) et a une épaisseur d_d .
- L'espaceur est une couche d' AlGaIn non dopée et a une épaisseur d_i .

- L'origine positive des distances x est l'interface entre l'AlGaN et le GaN .

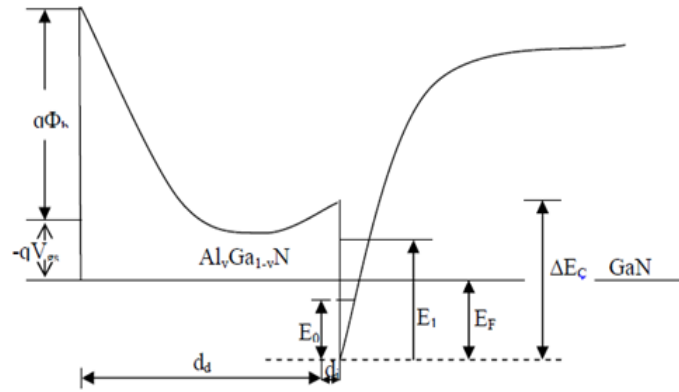


Figure II-5: Diagramme énergétique de la bande de conduction du HEMT AlGaN/GaN[27].

III-1-1 integration de l'équation de poisson Relation ns(VG,EF):

La continuité du vecteur de déplacement à l'interface AlGaN/GaN s'écrit :

$$\varepsilon_1 E_1(0) = \varepsilon_2 E_2(0) \quad \text{II-9}$$

Où $\varepsilon_1, \varepsilon_2$, sont respectivement les constantes diélectriques du GaN et AlGaN et dépendent de la concentration (y) de l'aluminium.

Pour atteindre $E_2(0)$ il suffit d'intégrer l'équation de poisson dans la couche AlGaN

Successivement pour $x_i < x < 0$ et $x_N < x < x_i$

Dans l'espaceur non dopé, c'est-à-dire pour $x_i < x < 0$, la charge d'espace est nulle de sorte que le champ électrique est constant et en particulier est égal à $E_2(0)$.

$$\frac{d^2 \mathcal{V}}{dx^2} = 0 \Rightarrow \frac{dV}{dx} = cte = -E_2(0) \quad \text{II-10}$$

En appelant V_0, V_{xi} le potentiel en $x=0$ et $x = x_i$ respectivement, et d_i l'épaisseur de la région intrinsèque, c'est-à-dire de l'espaceur, une deuxième intégration donne :

$$V_{x_i} - V_0 = \int_0^{x_i} -E_2(0) dx = -E_2(0)x_i = E_2(0)d_i \quad \text{II-11}$$

Dans la région dopée de la couche AlGaN, c'est-à-dire pour $x_N < x < x_i$, où la déplétion est totale et le dopage homogène, la charge d'espace est qN_d ainsi :

$$\frac{d^2 \mathcal{V}}{dx^2} = -\frac{qN_d}{\varepsilon_2} \quad \text{II-12}$$

$$\frac{dV}{dx} = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}x + cte = -\frac{qN_d}{\epsilon_2}(x - x_i) - E_{xi} \quad \text{II-13}$$

La continuité du vecteur de déplacement en $x = x_i$ permet d'écrire $E_{xii} = E_2(0)$, et une

Deuxième intégration entre x_N et x_i donne :

$$V_{xd} - V_{xi} = -\frac{qN_d}{2\epsilon_2}d_d^2 + E_2(0)d_d \quad \text{II-14}$$

Les expressions II-14 et II-11 permettent d'écrire l'expression de la différence de potentiel existant aux bornes de AlGaIn d'épaisseur $d = d_i + d_d$.

$$\Delta V = V_{xd} - V_0 = -\frac{qN_d}{2\epsilon_2}d_d^2 + E_2(0)d \quad \text{II-15}$$

Le diagramme énergétique de la figure permet de relier cette différence de potentiel à la tension de polarisation V_{gs}

$$\Delta V = V_{xd} - V_0 = -\frac{1}{q}(E_{c2}(x_d) - E_{c2}(0)) \quad \text{II-16}$$

En appelant ϕ_b la hauteur de la barrière de Schottky métal-AlGaIn, ΔE_c la discontinuité des bandes de conduction de l'hétérojonction AlGaIn/GaN et E_f l'énergie de dégénérescence du puits d'interface de GaIn, on peut écrire les relations suivantes : [37]

$$E_{c2}(x) = E_{c1}(0) + E_f - qV_{gs} + \phi_b$$

$$E_{c2}(0) = E_{c1}(0) + \Delta E_c$$

De sorte que ΔV s'écrit :

$$\Delta V = -\frac{E_f}{q} + V_{gs} - \frac{\phi_b}{q} + \frac{\Delta E_c}{q} \quad \text{II-17}$$

Les relations (II-15 et II-16) donnent :

$$E_2(0) = \frac{1}{d} \left(V_{gs} - \frac{E_f}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-18}$$

Où la tension V_1 est donnée par :

$$V_1 = \phi_b - \Delta E_c - \frac{qN_d}{2\epsilon_2} d^2 \quad \text{II-19}$$

Nous devons maintenant calculer $E_1(0)$ dans le GaN, celui-ci étant peu ou pas dopé. La charge d'espace présente, est essentiellement constituée par les électrons de la couche d'inversion. Le théorème de Gauss appliqué à un cylindre d'axe x et de base unité dans le GaN permet d'écrire :

$$E_1(0) = -\frac{Q_1}{\epsilon_1} = \frac{qn_1}{\epsilon_1} \quad \text{II-20}$$

La continuité de vecteur de déplacement (II-9) à l'interface AlGaIn/GaN et les relations (II-18 et II-20) permettent d'établir la relation $n_1(V_g, E_F)$ [37].

$$n_1 = \frac{\epsilon_2}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-21}$$

La concentration totale des charges sera donc augmentée des charges induites par la polarisation propre au matériau. On peut donc exprimer $n_s(V_g, E_f, \sigma_{int})$ [38].

$$n_s = \frac{\sigma_{int}}{q} + \frac{\epsilon_2}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_1 \right) \quad \text{II-22}$$

Et on peut écrire :

$$n_s = \frac{\epsilon(y)}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_{th}(y) \right) \quad \text{II-23 (a et b)}$$

ou

$$V_{th} = \phi_b(y) - E_c(y) - \frac{qN_d}{2\epsilon_2(y)} d^2 - \frac{\sigma_{int}(y)}{\epsilon_2(y)} d$$

III-1-2 Résolution de l'équation de Schrödinger :

La relation = $f(E_f)$

L'utilisation de la résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique.

Les électrons étant confinés dans un puits de potentiel triangulaire, les porteurs se comportent ainsi comme un gaz d'électron bidimensionnel où leur mouvement est libre dans le plan de la

structure xy et quantifié dans la direction perpendiculaire z. une étude détaillée du comportement de ces porteurs passe par un traitement quantique du problème.

La résolution de l'équation de Schrödinger de ces électrons bidimensionnels montre que les états électroniques sont distribués dans des sous bandes d'énergie données par [37]:

$$E = E_i + \frac{\hbar^2 k_B^2}{2m_0} \quad \text{II-24}$$

m_0 : la masse électronique au repos.

$\hbar = \frac{h}{2\pi}$ où h est la constante de Planck.

La quantification discrète des sous bandes d'énergie est suivant k_z et la variation pseudo continue est suivant k_b Avec $k_b^2 = k_x^2 + k_y^2$, et puisque les électrons sont distribués pratiquement dans les premiers états d'énergie E_0, E_1 alors l'équation II-24 peut s'écrire de la sorte:

$$E = E_0 + E_1 + \frac{\hbar^2 (k_x^2 + k_y^2)}{2m_0} \quad \text{II-25}$$

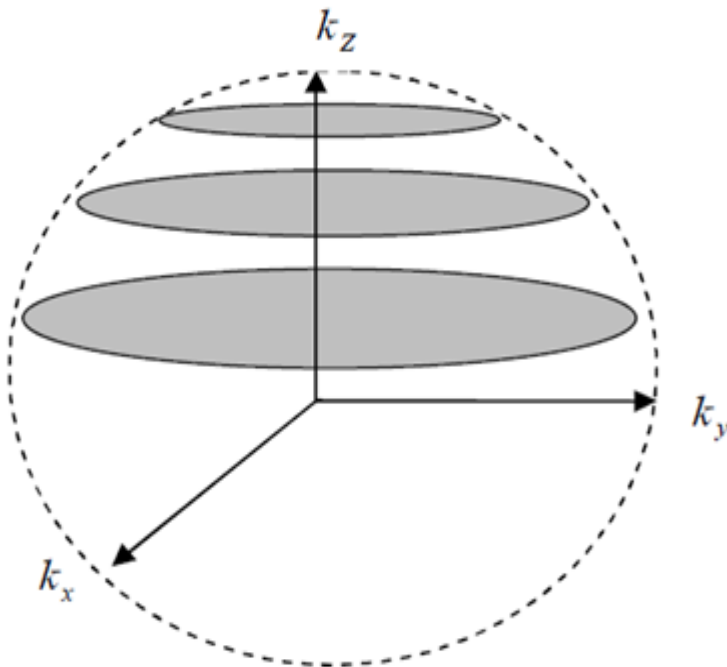


Figure II-6: les états électronique distribués dans l'espace

L'énergie E_i du bas de chaque sous bande est donnée, dans l'approximation du potentiel

Triangulaire par :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^{1/3} \left(\frac{3 * \pi * q}{2} E_{eff} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad i = 0, 1, 2, \dots \quad \text{II-26}$$

E_{eff} : représente le champ électrique effectif présent dans la zone de charge d'espace, sa valeur moyenne est donnée par :

$$E_{eff} = \frac{q(N_{dep} + n_s / 2)}{\epsilon_1} \quad \text{II-27}$$

ϵ_1 : étant la constante diélectrique du GaN

N_{dep} : la charge de déplétion, est négligeable devant n_s de sorte qu'en explicitant

E_{eff} : dans l'équation précédente,

E_i s'écrit :

$$E_i = \gamma_i * n_s^{2/3} \quad \text{II-28}$$

Avec

$$\gamma_i = \left(\frac{\hbar^2}{2m_0} \right)^{1/3} \left(\frac{3 * \pi * q^2}{4} \left(i + \frac{3}{4} \right) \right)^{2/3} \quad \text{II-29}$$

La population électronique de chaque sous bande est donnée par :

$$n_s(i) = \int_{E_i}^{\infty} g(E) f(E) dE \quad \text{II-30-31-32}$$

$$n_s(i) = \frac{m_0}{\pi * \hbar^2} k_B T \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{kT}} \right)$$

$$\text{Avec } n_s(i) = \frac{m_0}{\pi * \hbar^2} k_B T \sum_i \ln \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_i)}{kT}} \right)$$

k_b : la constante de Boltzmann et puisque seules les deux premières sous bandes ($i=0$ et $i=1$) sont peuplées,

La densité superficielle totale d'électrons

$n_s = f(E_f)$ s'écrit donc [37]:

$$n_s = Dk_B T \ln \left[\left(1 + e^{\frac{(E_F - E_0)}{kT}} \right) \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_1)}{kT}} \right) \right] \quad \text{II-33}$$

La résolution simultanée des équations II-22-a et II-33 permet de calculer n_s . L'utilisation de la résolution de l'équation de Schrödinger a permis d'expliquer la base physique du 2DEG dans le puits quantique et d'établir l'équation de la concentration des porteurs $n_s = f(E_f)$ tel que:[39]

$$n_s = Dk_B T \ln \left[\left(1 + e^{\frac{(E_F - E_0)}{kT}} \right) \left(1 + e^{\frac{(E_F - E_1)}{kT}} \right) \right] \quad \text{II-34}$$

D'un autre côté l'équation de poisson permet d'écrire n_s en fonction de la polarisation de grille V_{gs} et de σ_{plo} et on peut écrire :

$$n_s = \frac{\varepsilon(y)}{qd} \left(V_g - \frac{E_F}{q} - V_{th}(y) \right) \quad \text{II-35}$$

ou

$$V_{th}(y) = \phi_b(y) - \Delta E_c(y) - \frac{qN_d}{2\varepsilon(y)} d^2 - \frac{\sigma_{int}(y)}{\varepsilon(y)} d \quad \text{II-36}$$

$\phi_b(y)$ est la hauteur de la barrière Schottky, $\Delta E_c(y)$ est la valeur de la discontinuité des bandes entre l'AlGaN et le GaN et $\sigma_{int}(y)$ la densité de charge.

III-1-3 détermination de la relation $n_s(V_G)$:

L'intégration de l'équation de poisson dans l'AlGaN a permis d'exprimer la relation de $n_s(V_G, E_F)$, et la résolution de l'équation de Schrödinger nous a donné la relation $n(E_F)$ et le niveau d'énergie E_i de chaque sous bande. Nous avons limité la population électronique de la couche d'accumulation aux deux premières sous bande et nous avons considéré le GaN totalement relaxé. Le système d'équation à résoudre ne présente pas de solution analytique exactes et nécessite une auto-cohérente.

$$\begin{cases} n_s(V_G, E_F) = \frac{\varepsilon_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) & \text{II-37} \\ n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \ln \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] & \text{II-38} \end{cases}$$

De cela, une estimation correcte de n_s nécessite donc une résolution simultanée des deux Équations.

Quand le niveau de Fermi est bien en dessous des niveaux d'énergie E_0 et E_1 , la densité n_s a une valeur très faible c'est le régime de faible inversion, dès qu'il atteint le bas du puits de potentiel, le dispositif opérera alors juste en dessous de sa tension de seuil, en approchant celle-ci le niveau de Fermi se trouve peu au dessus de la bande de conduction et la valeur de n_s commence alors à augmenter, le dispositif opère alors en régime de moyenne inversion. Mais dès que le niveau de Fermi est loin au dessus de E_C on a alors des valeurs considérables de n_s (c'est le régime de forte inversion), l'expression de n_s sera alors pour les trois régimes [40].

En faible inversion :

$$n_s = 2Dk_bT \exp\left(\frac{q(V_{gs} - V_{th}(y))}{k_B T}\right) \quad \text{II-39}$$

En moyenne inversion :

$$n_s = n_0 \exp\left(\frac{q\varepsilon(y)\left(V_{gs} - V_{th}(y) - \frac{q(d_d + d_i)n_0}{\varepsilon(y)}\right)}{q^2(d_d + d_i)n_0 + \varepsilon(y)k_B T}\right) \quad \text{II-40}$$

Le terme n_0 représente la densité de charge à l'équilibre.

En forte inversion :

$$n_s = \frac{2\varepsilon(y)qD}{(\varepsilon(y) + 2q^2D(d_d + d_i))} (V_{gs} - V_{th}(y)) \quad \text{II-41}$$

II-2 Caractéristique Courant -Tension du HEMT AlGaN/GaN :

L'expression du courant I_{ds} comme :

$$I_{ds} = qWn_s\mu \frac{dV_c(x)}{dx} \quad \text{II-42}$$

où :

W est la largeur de la grille, μ et $V_c(x)$ sont respectivement la mobilité et la tension en tout point du canal, la mobilité sera donnée par : [36-40]

$$\mu(x) = \frac{\mu_0}{\left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx}\right)}$$

$E_1 = E_c v_{sat} / (\mu_0 E_c - v_{sat})$ Où E_c , v_{sat} sont respectivement le champ, la vitesse de saturation et μ_0 la mobilité initiale.

D'où :

$$I_{ds} = Wq\mu(x)n_s \left(\frac{\frac{dV_c(x)}{dx}}{1 + \frac{1}{E_c} \frac{dV_c(x)}{dx}} \right) \quad \text{II-43}$$

En remplaçant n_s par sa valeur en régime de forte inversion **II-41** le courant s'écrit :

$$I_{ds} \left(1 + \frac{1}{E_1} \frac{dV_c(x)}{dx} \right) = \frac{2DWq^2\mu_0\varepsilon(y)}{2Dq^2(d_d + d_i)} \times (V_{gs} - V_{th} - V_c(x)) \frac{dV_c(x)}{dx} \quad \text{II-44}$$

En intégrant l'équation (**II-37**) le long du canal avec les conditions aux limites suivantes:

$$V_c(x) \Big|_{x=0} = I_{ds} R_s$$

$$V_c(x) \Big|_{x=L} = V_{ds} - I_{ds} (R_s + R_d)$$

Où :

R_s et R_d sont les résistances parasites du drain et de la source, l'expression du courant dans la Région linéaire sera :

$$I_{ds} = \frac{-\alpha_2 + \sqrt{\alpha_2^2 - 4\alpha_1\alpha_3}}{2\alpha_1} \quad \text{II-45}$$

avec :

$$\begin{aligned} \alpha_1 & \alpha_a = \left(\frac{q^2 DW \mu_0 \varepsilon(y)}{2Dq^2(d_d + d_i) + \varepsilon(y)} \right) (R_d^2 + 2R_s R_d) - \left(\frac{2R_s + R_d}{E_1} \right) \\ \alpha_2 & \alpha_b = L + \frac{V_{ds}}{E_1} + \left(\frac{2q^2 DW \mu_0 \varepsilon(y) ((2R_s + R_d)(V_{gs} - V_{th}(y)) - V_{ds}(R_s + R_d))}{2Dq^2(d_d + d_i) + \varepsilon(y)} \right) \quad \text{6 a-b-c} \\ \alpha_3 & \alpha_c = \left(\frac{2q^2 DZ \mu_0 \varepsilon(y)}{2Dq^2(d_d + d_i) + \varepsilon(y)} \right) \times \left(\frac{V_{ds}^2}{E_1} - V_{th}(V_{gs} - V_{th}(y)) \right) \end{aligned}$$

Par ailleurs lorsque la tension du drain devient importante, la mobilité des porteurs diminue et leur vitesse atteint la valeur v_{sat} , le courant n'augmente plus et il a désormais une valeur

Constante soit I_{dsat} tirée de l'équation (II-42) tel que :

$$I_{dsat} = \left(\frac{2q^2 DW \mu_0 E_c \varepsilon(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i) + \varepsilon(y)} \right) \times (V_{gs} - V_{th}(y) - V_{sat}) \quad \text{II-47}$$

En égalisant les équations (II-45) et (II-47) on obtient la valeur de V_{dsat} soit :

$$V_{dsat} = \frac{-\beta_2 + \sqrt{\beta_2^2 - 4\beta_1\beta_3}}{2\beta_1} \quad \text{II-48}$$

Où :

$$\begin{aligned} \beta_1 &= (4A)^2 \left(1 + \frac{R_s + R_d}{\alpha_1 E_c} \right) + (4A) \left(\frac{E_1 - 2E_c}{E_1 E_c} \right) \\ \beta_2 &= (8A)(V_{gs} - V_{th}) \left(\left(\frac{E_c - E_1}{E_c E_1} \right) - L \right) - 16A^2 \left(\frac{R_s + R_d}{\alpha_1 E_c} + \left(2 + \frac{R_s + 2R_d}{\alpha_1 E_c} \right) (V_{gs} - V_{th}) \right) \\ \beta_3 &= 16A^2 \left(1 + \frac{R_s + 2R_d}{\alpha_1 E_c} \right) (V_{gs} - V_{th})^2 + 8AL \end{aligned} \quad \text{II-9-1-2 et 3}$$

avec :

$$A = \left(\frac{\alpha_1 q^2 DW \mu_0 E_c \varepsilon(y)}{2Dq^2 (d_d + d_i) + \varepsilon(y)} \right)$$

Conclusion :

Dans ce deuxième chapitre, nous avons présenté une analyse théorique des structures AlGaAs/GaAs et AlGaIn/GaN avec le diagramme de bande et nous avons établi la relation $I_{ds}(V_g)$, en intégrant l'équation de Poisson, puis on a résolu l'équation de Schrödinger dans l'approximation de la masse effective en calculant la densité d'électron de chaque sous-bande d'énergie du gaz bidimensionnel d'électron en tenant compte des polarisations spontanées et piézoélectriques. Ensuite, nous avons établi la relation de courant I_{ds} dans le régime de fort inversion, et nous avons aussi établi la relation de V_{dsat} .

*Chapitre III : Comparaison des propriétés
électriques à HEMT AlGaAs/GaAs et
AlGaN/GaN « Résultats et interprétation »*

I-Introduction :

A cause du coût élevé et la longue durée de l'expérimentation et l'élaboration des dispositifs à semi-conducteurs, les chercheurs se sont orientés vers la simulation.

Dans ce chapitre, et dans le but de simuler le fonctionnement du transistor HEMT à base d'hétéro structure AlGaN/GaN et AlGaAs/GaAs, en faisant une comparaison entre les deux matériaux, nous avons utilisé un Programme écrit en Visual Basic fonctionnant sous Windows avec une interface conviviale et d'utilisation facile en injectant les paramètres de données physiques et technologiques du transistor. Le logiciel utilisé permet de calculer la densité électronique dans le canal « n_s », la tension de seuil « V_{th} » et les caractéristiques courant-tension I_{ds} .

II-Résultats et interprétation :

Les structures étudiées des transistors HEMT à base d'hétérojonction AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN sont données dans la (figure III-1), les paramètres des matériaux, les paramètres électriques et technologique utilisés dans la simulation sont respectivement représentés dans les (tableaux III-1. et III.-2).

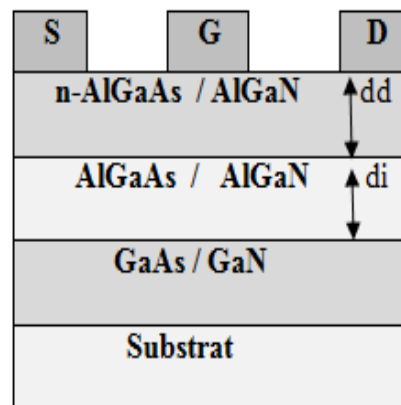


Figure III-1: Structures du HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN étudiées.

Tableau III- 1: Paramètres des matériaux utilisés dans simulation.

Paramètre	unité	$\text{Al}_m\text{Ga}_{(1-m)}\text{As}$	$\text{Al}_m\text{Ga}_{(1-m)}\text{N}$
$\epsilon_2(m)$	(C/m/V)	$-3.12m+13.18) \times 8.854 \times 10^{-12}$	$(0.5m+9.5) \times 8.854 \times 10^{-12}$
$\Phi(m)$	(eV)		1.3m+0.84
$C_{13}(m)$	(GPa)	/	5m+103
$C_{33}(m)$	(GPa)	/	-32m+405
$a(m)$	(m)	$(0.0078 m + 5.6533) \times 10^{-10}$	$(-0.077m+3.189) \times 10^{-10}$
$e_{31}(m)$	(Cm ⁻²)	/	-0.11m-0.49
$e_{33}(m)$	(Cm ⁻²)	/	0.73m+0.73
$P^{SP}(m)$	(Cm ⁻²)	/	-0.052m-0.029
$E_g(m)$	(eV)	1.424 + 1.247 m	5.13m+3.42(1-m)-m(1-m)
$\Delta E_c(m)$	(eV)	0.67 m + 0.27 m ²	0.7 × (E _g (m) - E _g (0))

Tableau III- 2: Paramètres électriques et technologique utilisés dans la simulation.

Paramètre	Description	GaAs	GaN
$E_c(\text{V/m})$	Champ électrique critique	3×10^5	150×10^5
$v_{sat} (\text{m/s})$	Vitesse de saturation	2×10^5	1.3×10^5
$\mu_o (\text{cm}^2/\text{V.s})$	Mobilité à faible champ	8500	900
$R_s(\Omega)$	Résistance de source	0.4	0.4
$R_d (\Omega)$	Résistance de drain	0.5	0.5
$N_d(\times 10^{18}) \text{ cm}^{-3}$	Dopage du couche barrière	1	1
W (μm)	Largeur de grille	15	15
L (μm)	Longueur de grille	2.1	2.1
$d_i (\times 10^{-10}) \text{ m}$	Epaisseur de l'espaceur	30	30
$a_0 (\times 10^{-10}) \text{ m}$	Paramètre de maille	5.6533	3.189
m_{eff}	Masse effectif	$0.066 \times 9.1 \times 10^{-31}$	$0.22 \times 9.1 \times 10^{-31}$
$E_{g0} (\text{eV})$	Energie du gap	1.424	3.42
P_{spGaN}	Polarisation spontanée	/	-0.029

III-Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs »:

III-1 Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs du taux d'aluminium « m »:

Tableau III-3: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs. de « m ».

m	0.20	0.25	0.30
Vgs(V)	2	2	2
AlGaN/GaN			
ns(x10¹²) (cm⁻²)	14,13006	17,00347	19,93387
AlGaAs/GaAs			
ns(x10¹²) (cm⁻²)	4,03734	3,99363	3,95037

On remarque dans la structure AlGaN/GaN que la densité d'électrons n_s augmente quand la valeur de la fraction molaire « m » croit. L'augmentation du taux d'aluminium induit une forte discontinuité de la bande de conduction et une forte polarisation piézoélectrique, il en résulte par suite une augmentation de la concentration du 2DEG dans le canal.

Pour la structure AlGaAs/GaAs le phénomène est inverse, la densité d'électrons n_s diminue avec l'augmentation du taux d'aluminium (m) d'Al de la couche donneuse AlGaAs. Ce comportement est dû à l'augmentation des dislocations par l'introduction de l'aluminium, suite au désaccord de maille entre AlGaAs et GaAs avec une forte discontinuité de la bande de conduction.

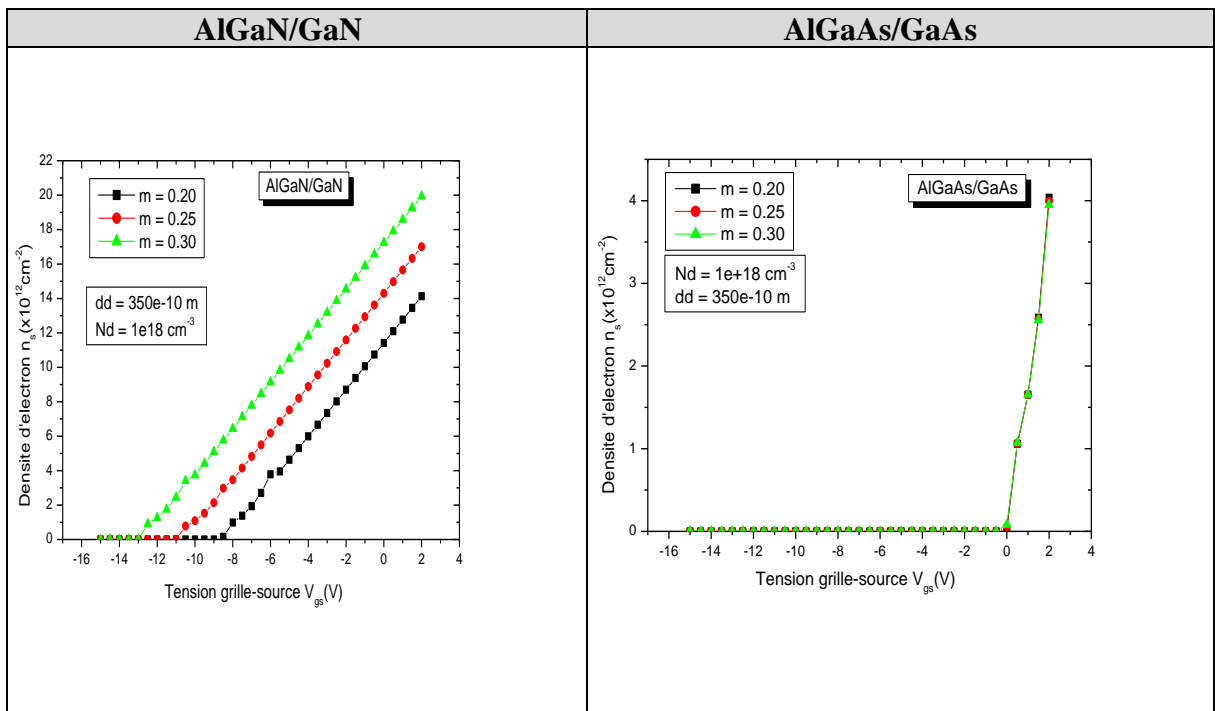


Figure III-2: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différents valeurs « m ».

III-2 Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différents valeurs d'épaisseur de barrière « dd » :

Tableau III- 4: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs de « dd ».

dd (x10 ⁻¹⁰) m	250	300	350
Vgs(V)	2	2	2
AlGaN/GaN			
ns(x10 ¹²) (cm ⁻²)	17,00347	16,98819	17,0559
AlGaAs/GaAs			
ns(x10 ¹²) (cm ⁻²)	4,26744	4,03304	3,99363

La courbe de la variation de n_s en fonction de V_{gs} en régime de forte inversion (figure III-6) pour les structures AlGaN/GaN et AlGaAs/GaAs montre que lorsque l'épaisseur (d_d) de la couche donneuse AlGaN augmente, la concentration du 2-DEG elle est presque constante. Les grandes valeurs de n_s sont attribuées à la présence des charges de polarisation dans AlGaN/GaN. Donc on peut noter qu'il y a une valeur optimale de la largeur de région du couche donneuse AlGaAs et AlGaN.

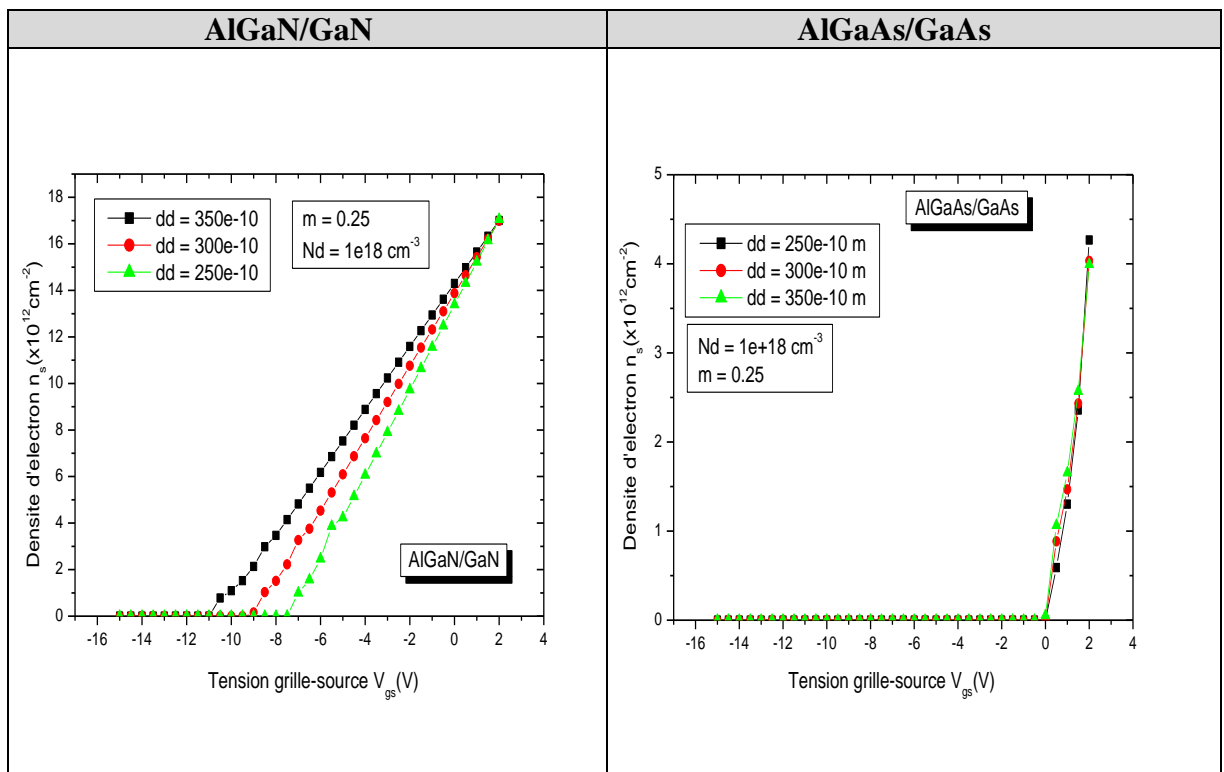


Figure III-3: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source «Vgs » pour différents valeurs « dd ».

III-3 Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs du dopage de la barrière « Nd » :

Tableau III-5: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différentes valeurs de « Nd ».

Nd (x10 ⁺¹⁸) cm ⁻³	0.5	1	1.5
Vgs(V)	2	2	2
AlGaN/GaN			
ns(x10 ¹²) (cm ²)	16,20349	17,00347	17,80345
AlGaAs/GaAs			
ns(x10 ¹²) (cm ²)	2,6937	3,99363	5,92088

On remarque bien que plus on augmente le dopage Nd de la couche donneuse AlGaN ou AlGaAs, la densité d'électrons ns augmente

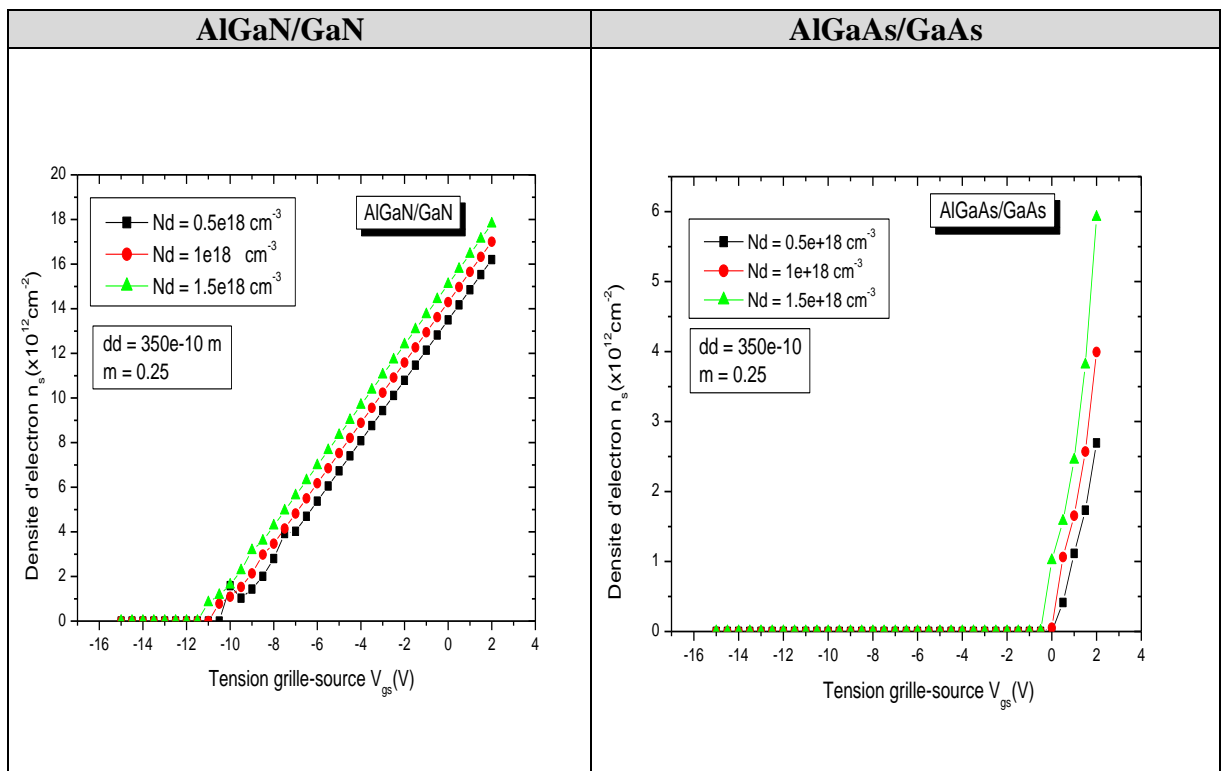


Figure III-4: Evolution de la densité d'électrons « ns » en fonction de la tension grille-source « Vgs » pour différents valeurs « Nd »

IV-Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » :

IV-1 Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs du taux d'aluminium « m » :

Tableau III-6: Variation de la tension de seuil « Vth » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « m ».

m	0.20	0.25	0.30
Vds(V)	15	15	15
AlGaN/GaN			
Vth (V)	-8,37484	-10,51989	-12,71998
AlGaAs/GaAs			
Vth (V)	-3,63153	-3,52262	-3,41399

On remarque que pour la structure AlGaN/GaN la tension de seuil V_{th} se décale vers les valeurs négatives très grandes quand la valeur de la fraction molaire « m » d'aluminium croit. Alors c'est l'inverse pour la structure AlGaAs/GaAs la tension de seuil V_{th} se décale vers les valeurs négatives plus faibles.

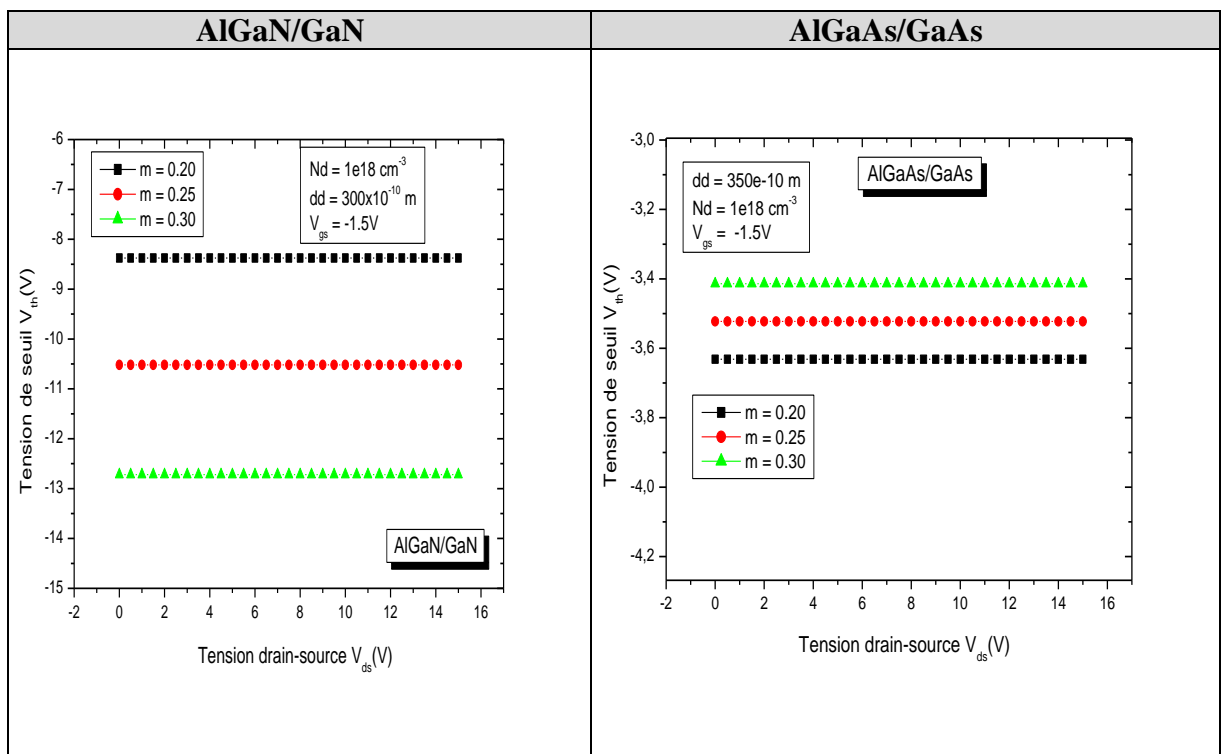


Figure III-5: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « m ».

IV-2 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de l'épaisseur de barrière « dd » :

Tableau III-7: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « dd ».

dd ($\times 10^{-10}$) m	250	300	350
Vds(V)	15	15	15

AlGaN/GaN			
Vth (V)	-7,26761	-8,86966	-10,51989
AlGaAs/GaAs			
Vth (V)	-3,09594	-3,30095	-3,54324

On remarque que la tension de seuil V_{th} augmente en valeur absolue en augmentant l'épaisseur de la couche donneuse « dd » de l'AlGaAs et l'AlGaN.

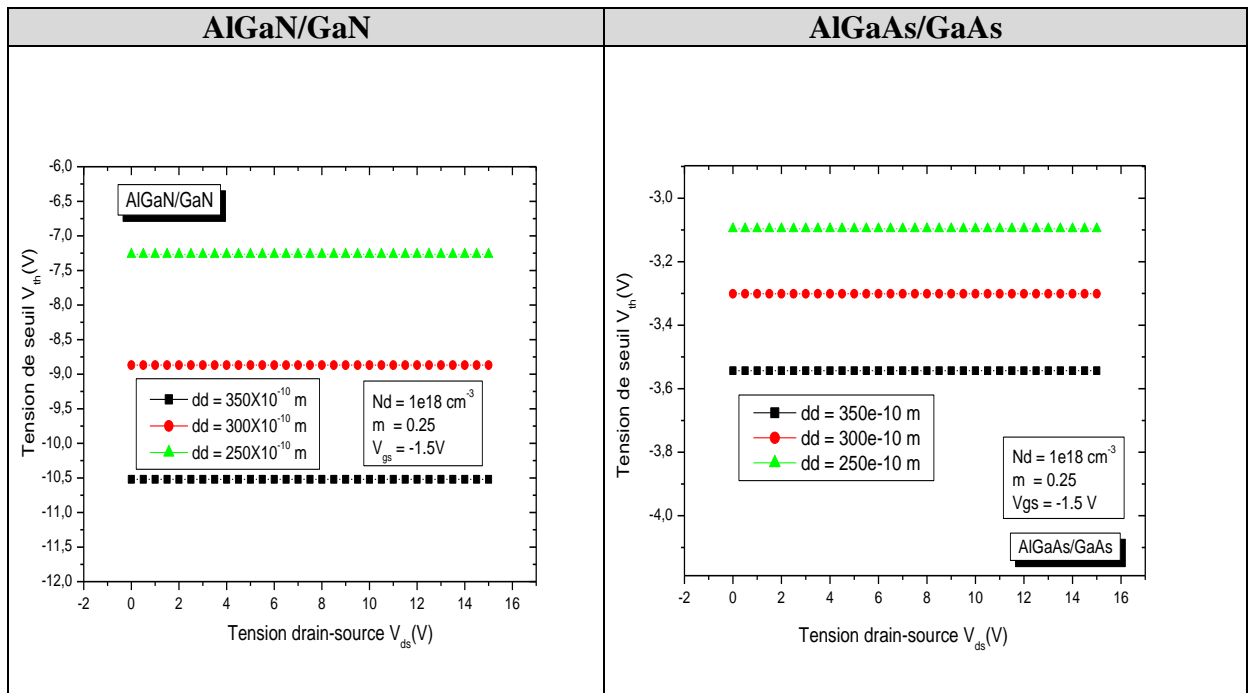


Figure III-6: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de « dd ».

IV-3 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de tension grille-source « V_{gs} » :

Tableau III- 8: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de « V_{gs} »

Vgs (V)	0	-1	-1.5
Vds(V)	15	15	15
AlGaN/GaN			
Vth (V)	-10,51989	-10,51989	-10,51989
AlGaAs/GaAs			
Vth (V)	-3,52262	-3,52262	-3,52262

On remarque que la tension de seuil V_{gs} n'a pas d'influence sur la tension de seuil pour les deux hétérostructures AlGaN/GaN et AlGaAs/GaAs.

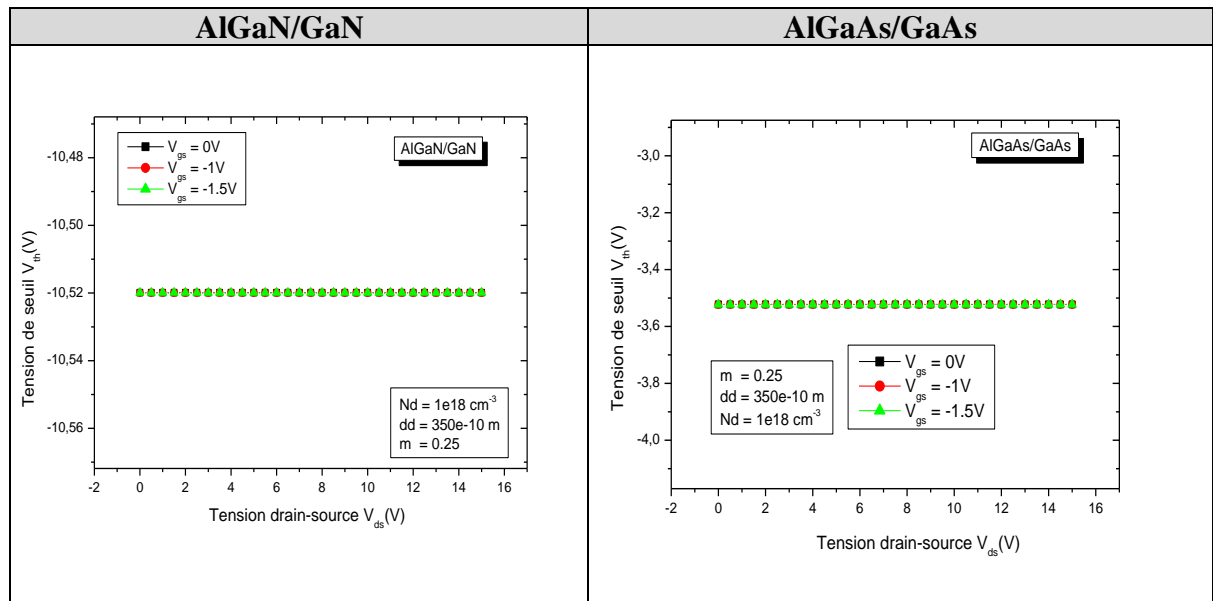


Figure III-7: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « V_{gs} ».

IV-4 Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs du dopage de la barrière « N_d » :

Tableau III-9: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « N_d »

N_d ($\times 10^{18}$) cm^{-3}	0.5	1	1.5
$V_{ds}(V)$	15	15	15
AlGaN/GaN			
V_{th} (V)	-9,92958	-10,51989	-11,11021
AlGaAs/GaAs			
V_{th} (V)	-3,08662	-3,54324	-3,99986

On remarque que pour une même valeur de taux d'Al « m » la variation du dopage N_d à une influence sur la tension de seuil V_{th} , alors que V_{th} augmente en valeur absolue en augmentant le dopage « N_d ».

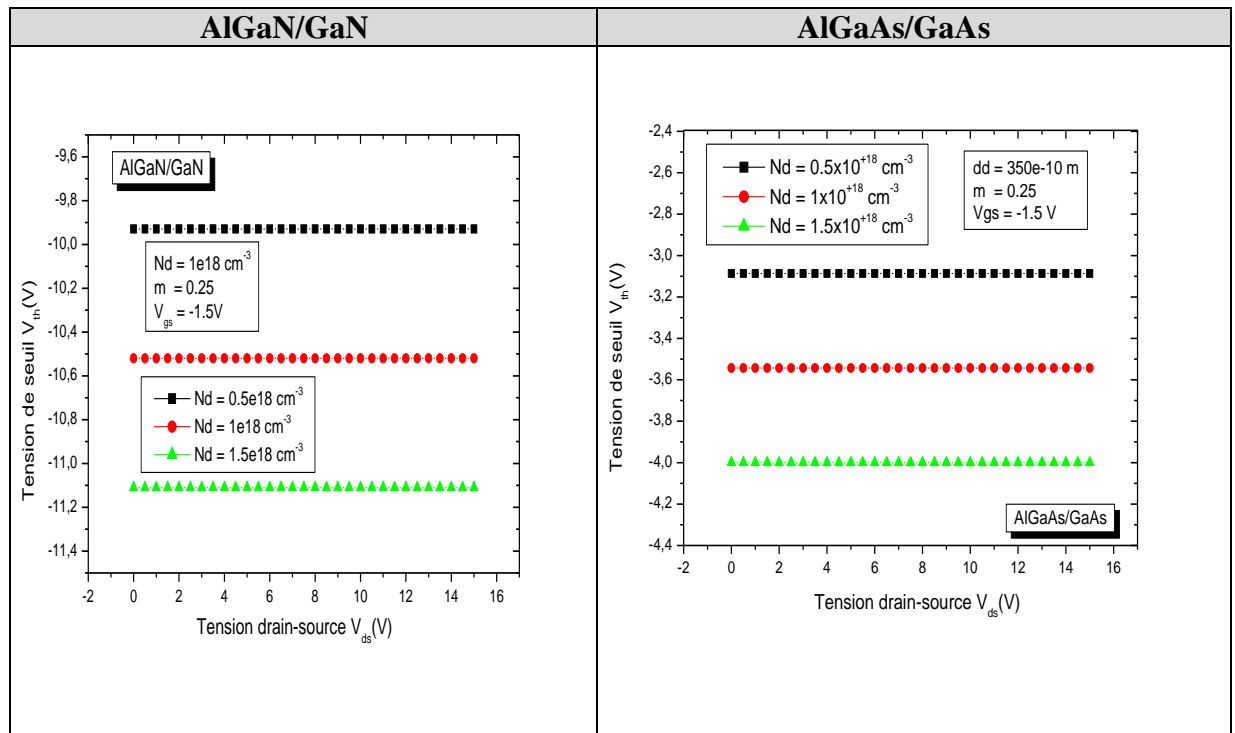


Figure III-8: Variation de la tension de seuil « V_{th} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de « N_d »

V-Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » :

V-1 Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs du taux d'aluminium « m » :

Tableau III-10: Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « m ».

m	0.20	0.25	0.30
$V_{ds}(V)$	15	15	15
AlGaN/GaN			
$I_{ds}(A)$	0,0123	0,0181	0,024
AlGaAs/GaAs			
$I_{ds}(A)$	0,0025	0,00227	0,00205

Nous pouvons observer que le courant drain-source I_{ds} diminue avec l'augmentation du taux d'aluminium (m) d'Al de la couche donneuse AlGaAs.

Ce comportement est dû à l'augmentation des dislocations par l'introduction de l'aluminium, suite au désaccord de maille entre AlGaAs et GaAs avec forte discontinuité de la bande de conduction.

Alors pour la structure AlGaN/GaN le cas est contraire le courant drain-source I_{ds} augmente avec l'augmentation du taux d'aluminium (m) d'Al de la couche donneuse AlGaN cela induit une

forte discontinuité de la bande de conduction et une forte polarisation piézoélectrique, il en résulte par suite une augmentation de la concentration du 2DEG dans le canal, par conséquent elle induit une grande valeur du courant.

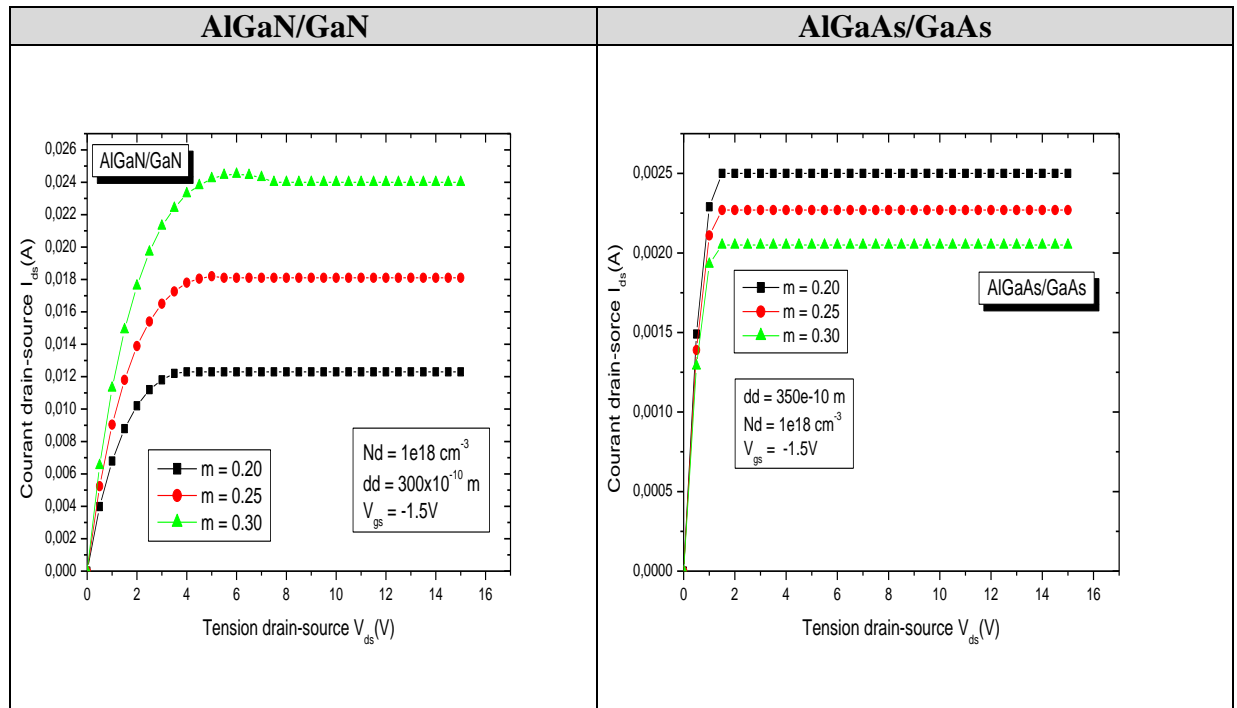


Figure III-9: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différentes valeurs de « m ».

V-2 Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de l'épaisseur de barrière « dd » :

Tableau III-11: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « dd »

dd (x10 ⁻¹⁰) m	250	300	350
Vds(V)	15	15	15
AlGaN/GaN			
Ids(A)	0,01259	0,0156	0,0181
AlGaAs/GaAs			
Ids(A)	0,00205	0,00212	0,00225

Il est évident que l'épaisseur de la couche donneuse a également une influence importante sur les caractéristiques électriques du HEMT.

Ces figures montrent que le courant de drain-source Ids augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la couche donneuse AlGaAs et AlGaN.

Cependant, un épaisseur plus court de cette couche diminue à nouveau le courant de drain-source Ids. Donc on peut noter qu'il y a une valeur optimale de la largeur de région AlGaAs et AlGaN.

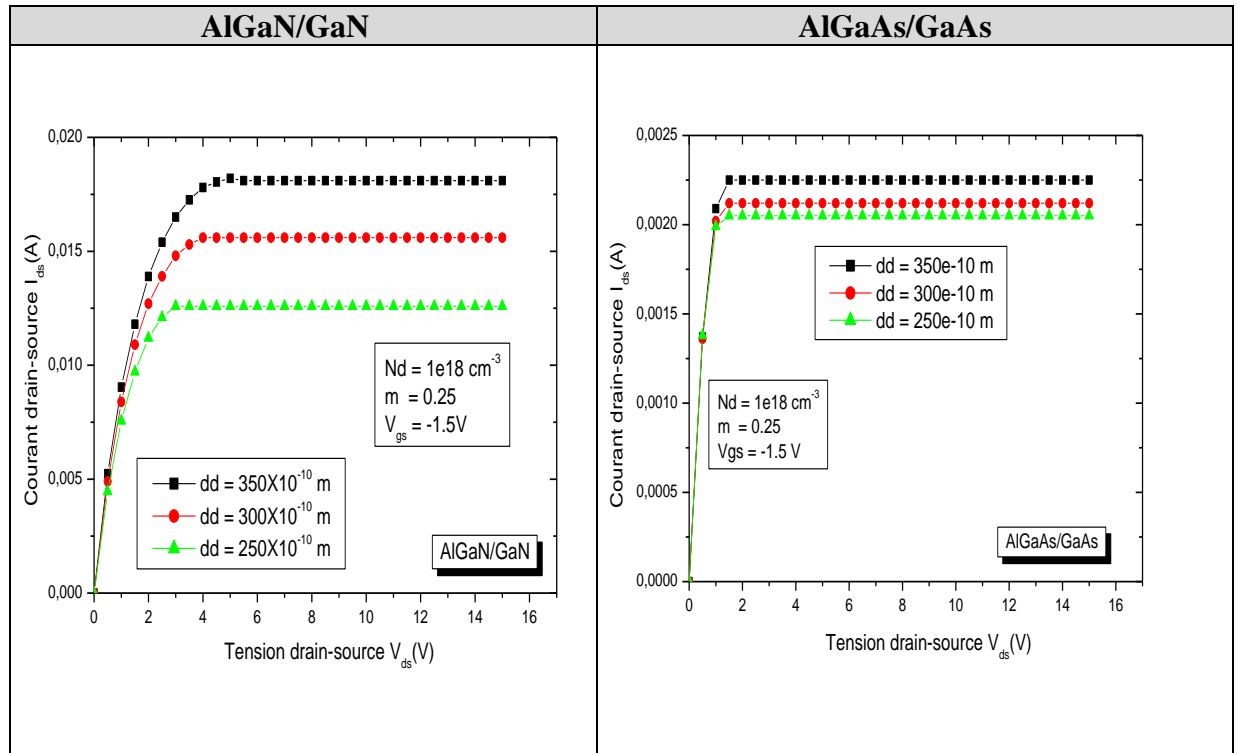


Figure III-10: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « dd »

V-3 Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de tension grille-source « Vgs » :

Tableau III- 12: Variation du courant drain-source « Ids » en fonction de la tension drain-source « Vds » pour différents valeurs de « Vgs ».

Vgs (V)	0	-1	-1.5
Vds(V)	15	15	15
AlGaN/GaN			
Ids(A)	0,0222	0,01949	0,0181
AlGaAs/GaAs			
Ids(A)	0,00547	0,00321	0,00227

Les caractéristiques $I_{ds}(V_{Ds})$ représente le courant drain-source en fonction de la tension drain-source pour des tensions de grille différentes (figure I.13). Ce réseau permet de vérifier les potentialités du composant ainsi que l'effet transistor qui consiste en la modulation de la densité des électrons dans le canal grâce à la modulation de la tension de grille. La variation de la tension de grille de 0V à -1.5V permet de désertier entièrement le canal à la tension de pincement du transistor et le courant démunie.

Sur ces courbes, deux régimes de fonctionnement sont observés :

* Le régime ohmique: le courant Ids croît de façon linéaire en fonction des tensions

V_{ds} et V_{gs} , plus la tension Drain-Source augmente et plus la mobilité des électrons dans le canal augmentent, induisant un accroissement du courant I_{ds} .

* Le régime de saturation: le courant I_{ds} est quasi-constant vis-à-vis de la tension Drain- Source mais croît avec la tension Grille-Source. Au-delà de la tension coude : les électrons du canal atteignent leur vitesse de saturation. En conséquence, le courant I_{ds} atteint un certain niveau de saturation pour une tension de commande donnée.

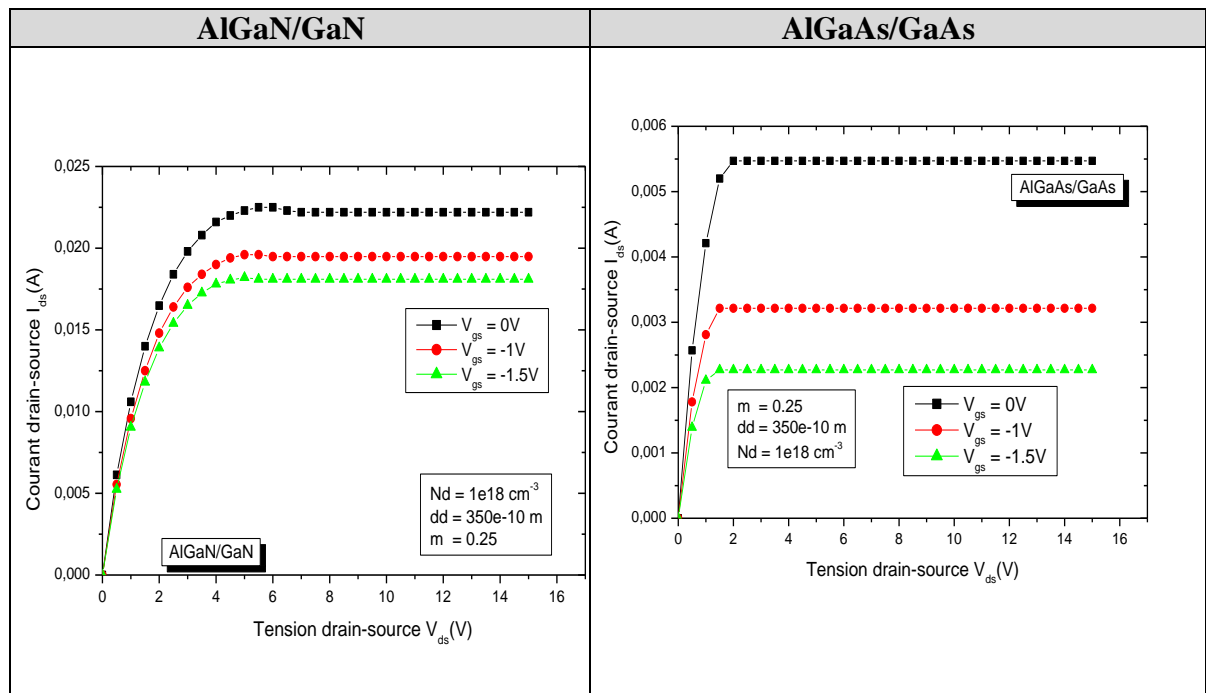


Figure III-11: Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « V_{gs} ».

V-4 Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs du dopage de la barrière « N_d » :

Tableau III-13: Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différentes valeurs de « N_d ».

N_d ($\times 10^{18}$) cm^{-3}	0.5	1	1.5
V_{ds} (V)	15	15	15
AlGaN/GaN			
I_{ds} (A)	0,0165	0,0181	0,0197
AlGaAs/GaAs			
I_{ds} (A)	0,0015	0,00225	0,0031

On peut voir que le courant drain-source I_{ds} varie en fonction de la variation de dopage N_d de la couche donneuse AlGaAs et AlGaN. Le courant I_{ds} max augmente quand le dopage N_d

augmente, et à cause de la disponibilité d'un plus grand nombre d'électrons libres qui se confinent dans le puits de potentiel et forment le gaz bidimensionnel d'électrons (2DEG) dans le canal et par conséquent une amélioration des performances du dispositif. On remarque que I_{dsmax} dans l' AlGaN est presque 10 fois I_{dsmax} de l' AlGaAs.

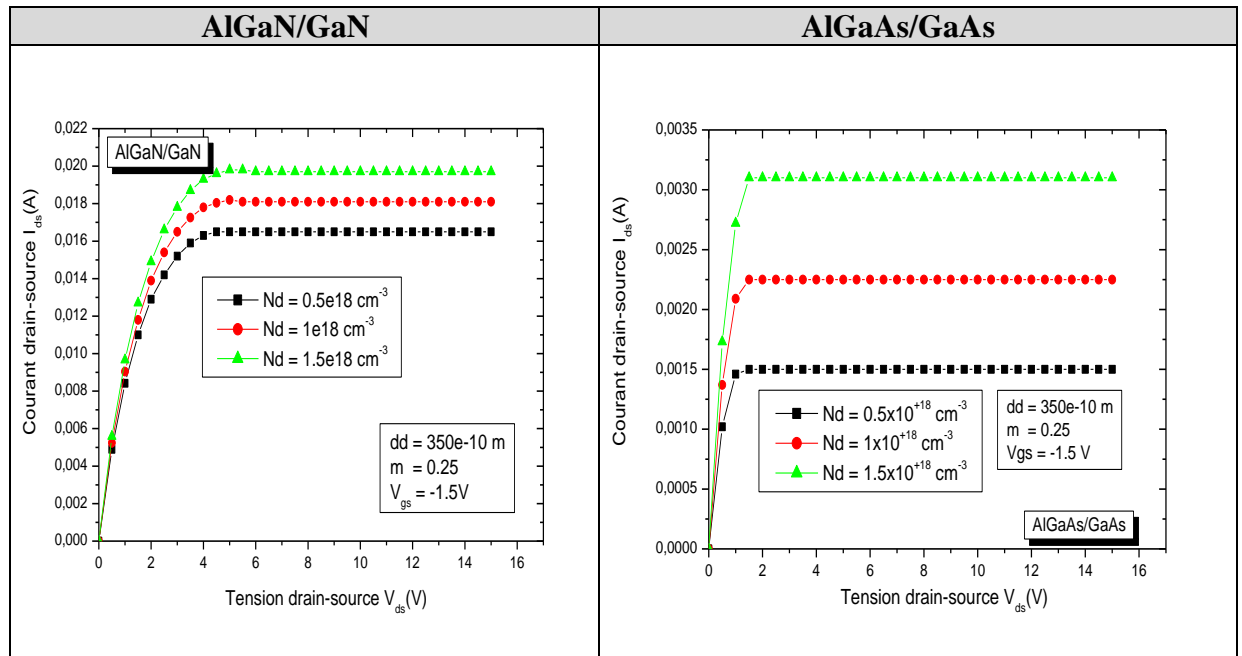


Figure III-12: Variation du courant drain-source « I_{ds} » en fonction de la tension drain-source « V_{ds} » pour différents valeurs de « N_d »

Conclusion :

Dans ce chapitre, une étude comparative des propriétés électriques entre les HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN est présentée, on a étudié les densités d'électrons, les caractéristiques courant-tension et les tensions de seuil du HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN, pour différents paramètres électriques et technologiques : concentration du dopage de la couche donneuse AlGaAs et AlGaN « N_d », la fraction molaire d'Aluminium « m », la tension grille-source V_{gs} , et l'épaisseur de la couche donneuse AlGaAs et AlGaN « dd ».

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent bien que ces paramètres ont une forte influence sur les performances électrique du transistor HEMT à base d'AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN.

Conclusion générale :

Le présent travail a eu pour objectif l'étude comparative des performances électriques entre HEMT AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN.

On a commencé dans le premier chapitre dans un premier temps par l'étude des matériaux III-V GaAs et GaN et leurs alliages AlGaAs, AlGaN respectivement, nous avons rappelé les propriétés physiques essentielles et électroniques tels que les polarisations spontanée et piézoélectrique pour le GaN. En deuxième étape, le principe de fonctionnement des HEMTs AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN et l'origine du gaz bidimensionnel des électrons induit à l'hétérojonction ont été présentés.

En deuxième chapitre, nous avons présenté par un modèle analytique la concentration des électrons « n_s » dans le 2DEG et le courant I_{ds} dans le canal du transistor HEMT à base d'AlGaAs/GaAs et d'AlGaN/GaN pour le régime fort de fonctionnement, en résolvant l'équation de Poisson et Schrödinger par un calcul auto-cohérent en tenant compte l'effet de polarisation spontanée et piézoélectrique dans l'hétérojonction AlGaN/GaN.

Dans le troisième et dernier chapitre, nous avons présenté et interprété nos résultats de simulation obtenus sur les structures étudiées des HEMTs AlGaAs/GaAs et AlGaN/GaN en utilisant le langage Visuel Basic, un logiciel fonctionnant sous Windows a été développé. En injectant les paramètres de données physiques et technologiques du transistor dans le logiciel, les résultats des caractéristiques qu'on veut simuler sont obtenus sous formes de tableaux de valeurs numériques facilement exploitables par d'autres logiciels de visualisation graphique et de traçage de courbes (Origine). Nous avons remarqué que la densité des électrons « n_s » dans le 2DEG et le courant I_{ds} dans le canal du transistor HEMT à base d'AlGaN/GaN sont plus importantes que dans les HEMTs à base d'AlGaAs/GaAs.

Bibliographie :

- [1] A.SADOUN, « Etude, simulation et caractérisation de structures MIS et diodes Schottky à base de GaN massif », thèse de doctorat, Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, 2021
- [2] M. ZAKNOUNE « Etude de la technologie et des potentialités pour l'amplification de puissance hyperfréquence des transistors à effet de champ des filières phosphore AlGaInP/GaInAs et métamorphique AlInAs/GaInAs sur substrat GaAs », thèse de doctorat, Université des Sciences et Technologies de Lille, 1999
- [3] S.Fakhfakh « Nouvelles méthodes de caractérisation et de modélisation non-linéaire électrothermique des effets de piège dans la technologie HEMT GaN pour l'étude de la stabilité pulse à pulse dans les applications radar », thèse de doctorat, université de limoges, 2018
- [4] A. Mestaria, « Etude et modélisation d'un transistor HEMT AlGaIn/GaN » mémoire de magister, Université Abou-Bakr Belkaïd-Tlemcen, 2012
- [5] D. Othman, "Etude d'interrupteurs en carbure de silicium et potentiel d'utilisation dans des applications aéronautiques," Université PARIS-SACLAY, 2015.
- [6] C. Potier, "Caractérisation et modélisation des pièges par des mesures de dispersion basse fréquence dans les technologies HEMT InAlN/GaN pour l'amplification de puissance en gamme millimétrique," Université de Limoges, 2016.
- [7] P. CHEVALIER, « Transistors HEMT sur les matériaux III-V », Mise à jour le 19 février 1999, Université de Lille, Cours. Site réalisé dans le cadre de l'Atelier de Recherches Pédagogiques de l'EUDIL, [En ligne]. <http://www.polytech-lille.fr/cours-transistor-effet-champ/hemt/hemt.htm>
- [8] A.BALI « Etude comparative entre les cellules solaires de type p+-AlGaAs/ p-GaAs /n-GaAs et une autre de type n+-AlGaAs/n-GaAs/p-GaAs », Magister, Université Mohamed Kheider, Biskra
- [9] A. BECHIRI, "Effets du Désordre et du Substrat sur la Structure Electronique dans les Alliages Semi-Conducteurs III-V", Thèse Doctorat D'état, Université Mentouri- Constantine UMC (ALGERIE). 2006.
- [10] I.Moussaoui et A.Rahmoune « Etude par simulation des propriétés électriques des composants HEMTs à base d'hétérostructure AlGaAs/GaAs » mémoire de Master, Université Djilali Bounaama - Khemis Miliana, 2015
- [11] Lamia MEDJOU DJ « Simulations d'une diode Schottky à base d'AlGaAs » mémoire de Master, Université Mouloud Mammeri, Tizi - Ouzou, 2018
- [12] R. KHLIL, "Étude d'un gaz bidimensionnel d'électrons dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs par des mesures courant-tension et bruit basses fréquences en température", Thèse Docteur, Université de Reims Champagne-Ardenne. 2005.
- [13] D. Said, "Etude de lasers à base des composés semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP)", Mémoire magistère, Université El-Hadj Lakhder-Batna. 2011.
- [14] Khelifi Samira, « Modélisation d'une cellule solaire Ga_{1-x}Al_xAs(n)-GaAs(i)-GaAs(p) » mémoire de magister, 2011, université Béchar.

- [15] W.Miloudi « Simulation d'un Transistor HEMT a base de GaAs (AlGaAs/GaAs) » mémoire de master, Université Med Khider Biskra,2014
- [16] R.Dingle, H.Stromer,A.Grossard, “ electron mobilities in modulation –doped semi conducteurheterojunctionsuperlattices»applyphys, 1978
- [17] NG. Kwokk, « Complete guide to semiconductors Devices »,seconde edition ,IEEE PRESS,2002.
- [18] H.Dany « Méthodes et analyses physico-expérimentales des mécanismes liés à la résistance dynamique dans les composants HEMT GaN de puissance », thèse de doctorat , Université de Toulouse ,2020
- [19] T. Yao and S.-K. Hong, Eds., Oxide and Nitride Semiconductors: Processing, Properties, and Applications. Berlin Heidelberg: Springer-Verlag, 2009.
- [20] C. Wood and D. Jena, Eds., Polarization Effects in Semiconductors: From Ab Initio Theory to Device Applications. Springer US, 2008.
- [21] M.ALLAF « Etude du comportement du transistor HEMT en HF », mémoire de master, Université Mouloud Mammeri, Tizi - Ouzou,2017
- [22] T. R. Prunty, J. A. Smart, E. M. Chumbes, B. K. Ridley, L. F. Eastman, and J. R. Shealy, "Passivation of AlGaIn/GaNheterostructures with silicon nitride for insulated gate transistors," in High Performance Devices, 2000. Proceedings. 2000 IEEE/CornellConference on, 2000, pp. 208-214.
- [23] M. MOSTEFAOUI « Caractérisation et simulation des dispositifs à base de matériaux appartenant à la filière des nitrures de l'élément III »,thèse de doctorat,Université Djillali LIABES De Sidi Bel Abbes,2017
- [24] E. LOUAKED et A. FITAS « Modélisation de la température pour les composants actifs radio fréquence, mémoire de master, Université SAAD DAHLAB de BLIDA,2020
- [25] A.NOUARI et M.MEBARKI « Modélisation et optimisation des transistors GaN HEMT par les algorithmes génétiques », mémoire de master ,Université de Mohamed El-Bachir El-Ibrahimi - Bordj Bou Arreridj,2019
- [26] A.BELLAKHDAR« Modélisation non-linéaire des effets électriques dans les transistors HEMTsAlGaIn/GaN » mémoire de magister,UniversiteMentouri de Constantine, 2010.
- [27] Rashmi, A.Kranti, S.Haldar, R.s.Gupta, “An accurate charge control model for spataneous and piezoelectric polarization dependent two-dimensional electron gas sheet charge density of lattice-mismatched AlGaIn/GaN HEMTs ”. solid state electronics 46 (2002).621-630.
- [28] D.Bimberg, M.G.Rundmann, N.N.Ledentsov, «Quantums Dots Heterostructures ». Wiley,2001.
- [29] R.L.Anderson, «Experiments on GaAsHeterojunctions », Solid-State Electron 5, pp. 341-351, 1962

- [30] D. V. Lang and R. A. Logan, "Large-Lattice-Relaxation Model for Persistent Photoconductivity in Compound Semiconductors" *Phys. Rev. Lett.*, vol. 39, pp. 635- 639, 1977.
- [31] J. Kolodzey, J. Laskar, S. Boor, S. Reis, A. Ketterson, I. Adesida,
"Cryogenic temperature performance of modulation-doped field-effect transistors"
Electronics Letters, vol. 25 (12), pp. 777-779, June 1989
- [32] D. V. Lang and R. A. Logan, "Trapping characteristics and a donor-complex (DX) model for the persistent-photoconductivity trapping center in Tedoped $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ " *Phys. Rev. B*, vol 19(2), pp.1015- 1030, 1979.
- [33] R. Khilil, A. El Hdiy, A. Cavanna, F. Laruelle, et Y. Jin "Electric transport in a AlGaAs/GaAs structure from 300 K to 4.2 K" *J. Appl. Phys.*, vol. 96 (5), pp. 3023-3024, September 2004.
- [34] A. Kastalsky et R. A. Kiehl, "On the low-temperature degradation of (AlGa)As/GaAs modulation-doped field-effect transistors" *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 33(3), pp. 414-423, March 1986.
- [35] K. Lee, M. Shur, T.J. Drummond, H. Morkoç,
"Parasitic MESFET in AlGaAs/GaAs Modulation Doped FET's and MODFET characterization" *IEEE Transactions on electron Devices*, vol. ED-31(1), pp.29-35, January1984.
- [36] K. Lee, M. S. Shur, T. J. Drummond, Hadis-Morkoc, "Current-voltage and capacitance-voltage characteristics of modulation-doped field-effect transistors" *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 30 (3), pp. 207-212, March 1983
- [37] **P.Agnès**, "Caractérisation électrique et optique du nitrure de gallium hexagonal et cubique, en vue de L'obtention d'émetteur bleus, thèse doctorat, INSA Lyon, 1999.
- [38] **Rongming. Chu** "AlGaN/GaN single and double channel high electron mobility transistors", thesis MSC HongKong university of Science and technology, 2004.
- [39] **H. Mathieu**, "physique des semi-conducteurs et des composants électroniques". Edition Masson, France 1998.
- [40] **Rashmi, A.Kranti, S.Haldar, R.s.Gupta** "Impact of strain relaxation of $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaNHEMTs}$ ", *Microelectronics journal* 33(2002) ELSEVIER.