
République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



UNIVERSITE DE M'SILA
FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE



MEMOIRE DE MASTER

DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIE
FILIERE : GENIE ELECTRIQUE
OPTION : MICRO_ONDE

Thème

***Transistor haute mobilité d'un haut
électron à transistor HEMT***

Présenté par :
Ouail Hicham

Encadré par :
Mr: Saàda khalkhal fayssal

N° D'ordre:2012/ /85/125

Promotion: JUIN 2012

Remerciements

*Au terme de ce travail, nous adressons nos remerciements les plus sincères à notre encadreur **Mr: SAADA KHALKHAL FAYCAL**, 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 ânes.*

*Je remercie toutes les personnes et sur tout **Badreddine, Yazid, hichem, samhe, HAMID, NABIL, RIDHA, KARIM** qui nous a soutenus, d'une façon ou d'une autre, je éprouve incessamment leur estime et amabilité.*

Je termine ces remerciements en saluant vivement les membres du jury pour l'honneur qu'ils nous font en acceptant de lire et juger ce travail.

OUALI HICHAËM

DEDICACES

Pour l'amour de mon Allah, je dédie ce modeste travail

A ma mère qui n'ont cessé 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.

A mes frères et mes sœurs.

A mes très chères amies intimes, pour ses qualités humaines, ses optimismes, ses amitiés et ses soutiens inestimables au cour de ces années. mayah ameur, modi, mansori nadjibe, sahmoti, samsoma, daif chaa, taiba, hassan, khaled, chomaya, faycale.....

...et à toutes ma famille.

A mes amis enseignants BADRO et SAMEH, je tiens à les remercies chaleureusement pour les différentes services qu'ils ma rendus.

A tout mes amis étrangers de la France , Ahmed MOSTAFA, Faicale myah.....

J'adresse mes sentiments de reconnaissance à tous mes profs et tous les personnels du département d'électronique et tous onea .

Pour terminer , j'adresse à reconnaissance à tout celles et tous ceux que je n'ai pas cités ici et qui ont contribué de près ou de loin a réalisation de ce travail.

OUAL HICHAM

Sommaire

SOMMAIRE

INTRODUCTION GÉNÉRALE1

CHAPITRE I : Les matériaux semi-conducteurs III-V.

I.1 INTRODUCTION :3

I-2 Définition des semi-conducteurs III-V :3

 I-2-1 Les composés binaires :4

 I-2-2 Les composés ternaires et quaternaires :4

I-3 Structure cristalline :5

I-4 Réseau réciproque - La zone de Brillouin :6

I-5 Propriétés électroniques :7

 I-5-1 Introduction :7

 I-5-2 Structure de bande :7

 I-5-3 Structure de bande de GaAs :8

 I-5-4 Structure de bande de In P :9

I-6 Bandes interdites des principaux composés III-V11

I-7 PROPRIÉTÉS DE SURFACE12

I.8 L'alliage AlGaAs :13

CHAPITRE II : fonctionnement des transistors à hétérojonction de type HEMT

I.1 INTRODUCTION :16

II-1-1. Un peu d'histoire :16

 II-1-2. Principe des transistors FET :17

II.2. Etude du contact Schottky :18

 II.2.1 Zone de charge d'espace et barrière de potentiel :18

 II.2.2 Champ et potentiel électrique :19

 II.2.3 Charge totale de la zone de charge d'espace19

 II.2.4 Capacité de la zone de charge d'espace19

 II.2.5 Polarisation de la diode Schottky20

II-3 Le transistor MESFET20

 II-3-1) Structure générale (Cas du MESFET GaAs)20

II-3-2 Principe de fonctionnement.....	22
II -4 LE MOSFET.....	25
II -4-1 Structure générale.....	25
II-4-2 Principe de fonctionnement.....	25
II-5 LES TRANSISTORS A HETEROJONCTION.....	26
II-5-1 principe de l'hétérojonction.....	27
II-5-2 LE HEMT classique.....	28
II-5-3 LE HEMT pseudomorphique (PHEMT).....	29
II-6 ETUDE D'UNE Hétérojonction AlGaAs/GaAs – mise en équations.....	30
II.6.1 Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions.....	30
II-6-2 Densité surfacique de charges provenant de la couche AlGaAs.....	33
II-6-3 Niveaux énergétiques des sous bandes du puits de potentiel et densité surfacique de charge du gaz-2D.....	33
II-6-4 Contrôle de la densité surfacique de charge du gaz 2D par la tension de grille.....	35
II-6-5 Polarisation du drain.....	36

CHAPITRE II :

III-1. Introduction.....	38
III.2 Résultats et discussions.....	38
III.2.1 Etude des caractéristiques électriques de la structure I.....	38
III.2.1.1 Evolution de la Densité n_s du 2DEG pour différents paramètres.....	39
III.2.1.1.1 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs d_2	39
III.2.1.1.2 Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d_2 pour Différentes valeurs de N_D	40
III.2.1.1.3 Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G	41
a) Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de m.....	41
b) Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de d_2	42
III.2.1.2 Evolution de la tension de seuil V_{th} pour différentes valeurs d_2	43
III.2.1.2.1 Tension de seuil en fonction de la fraction molaire m pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs d_2	43

III.2.1.2.2 Tension de seuil en fonction de ND pour différentes valeurs d2.....	44
III.2.1.2.3 Tension de seuil en fonction de d2 pour différentes valeurs Nd.....	45
III.2.3 Effet de la suppression de la couche cap layer (structure II).....	45
III.2.3.1 La densité n_s du 2DEG en fonction de «d2» pour différentes valeurs de m:....	46
III.2.3.2 La Densité n_s du 2DEG en fonction de d2 pour plusieurs valeurs Nd.....	47
III.2.3.3.Tension de seuil en fonction de ND pour différentes valeurs d2.....	48
III.2.3.3.a) Densité du 2D en fonction de la tension grille VG pour différentes valeurs de m.....	49
III.2.3.3.b) Densité du 2D en fonction de la tension grille VG pour différentes valeurs de d2.....	50
CONCLUSION GENERALE.....	51

Introduction générale.

INTRODUCTION GENERALE

Les semi-conducteurs sont omniprésents dans notre vie quotidienne et ont un poids décisif dans l'économie. Ils ont été à la source d'une révolution tranquille qui a porté une grande part de la croissance de l'économie mondiale depuis un demi-siècle, notamment grâce à l'invention du transistor. Les principes scientifiques du transistor à semi-conducteurs ont été posés en 1947 et leur production commerciale a démarré dès 1954 [1]. Mais c'est la réalisation des premiers circuits intégrés à partir des années soixante (puis des circuits à grande intégration dix ans plus tard) qui a donné un essor décisif à cette industrie. Cette évolution a été rendue possible par un effort de miniaturisation qui a réduit, depuis 1960, la taille des composants d'un facteur dix mille.

Le silicium reste le matériau de base le plus largement utilisé dans le secteur des semiconducteurs, on constate l'émergence rapide de nouveaux marchés demandant des matériaux spécifiques. Le besoin de nouveaux composants pour les hyperfréquences, la logique rapide, l'optoélectronique et la cryoélectronique a poussé le développement des matériaux III-V dont les propriétés de transport électronique et les propriétés optiques ne sont pas accessibles au silicium.

L'arséniure de gallium s'impose comme matériau souvent utilisé dans la filière III-V. Il possède sur le silicium l'avantage d'avoir des électrons qui se déplacent plus rapidement sous l'action d'un même champ électrique accélérateur. Cela mène à des composants électroniques Plus rapides si l'on fonctionne à même tension logique, ou à une puissance électrique consommée plus faible à vitesse égale, grâce à la réduction possible de tension. Malheureusement, les circuits intégrés en arséniure de gallium reviennent beaucoup plus cher le matériau ne s'obtient qu'en plaquettes de 3 à 4 pouces de diamètre (de 7,5 à 10 cm) au maximum, ce qui limite le nombre de circuits intégrés fabriqués en parallèle ; sa physicochimie se prête moins bien que le silicium aux associations de matériaux (semiconducteurs, isolants, métaux) requis par les circuits intégrés, ce qui rend les méthodes de fabrication plus délicates et les rendements de fabrication plus faibles. Ces handicaps limitent l'arséniure de gallium aux utilisations où il est indispensable, à savoir lorsque l'on veut des circuits fonctionnant à des fréquences d'horloge supérieures à 1 gigahertz, ou bien lorsque la puissance dissipée par un circuit nécessite un refroidissement par fluide au lieu d'un refroidissement par ventilation à air. L'utilisation des circuits intégrés en arséniure de

gallium a pris de l'essor au début des années 1990 grâce à l'apparition de ces utilisations spécialisées. L'intensification des recherches sur les matériaux semiconducteurs III-V, déclenchée par l'essor des dispositifs optoélectroniques, et le développement simultané des techniques d'épitaxie ont permis de recenser des couples de matériaux susceptibles de constituer des hétérojonctions présentant des interfaces de qualité tout à fait acceptable. Parmi ceux-ci, l'association GaAlAs/GaAs qui cumule de nombreux avantages : largeur de bande interdite relativement importante qui autorise un fonctionnement à haute température, mobilité électronique élevée qui permet d'atteindre de bonnes performances, mailles cristallines assez proches qui minimisent les recombinaisons parasites. Beaucoup de composants ont bénéficié de ces performances notamment le transistor HEMT qui est apparu grâce au bon confinement des charges séparées de leurs donneurs. Outre le domaine des hyperfréquences, le HEMT trouve son application dans d'autres champs comme l'électronique à très basse température.

L'étude présentée dans ce mémoire a pour objectif une analyse comparative entre Deux heterostructures ; où nous avons analysé les effets des différents paramètres technologiques tels que le dopage ND et la teneur de l'aluminium m sur la densité n_S du 2DEG et sur la tension de seuil V_{th} .

Ce mémoire est structuré en trois chapitres :

Chapitre I : dans ce chapitre nous exposons une étude bibliographique sur les matériaux Semi-conducteurs III-V.

Chapitre II : Le deuxième chapitre donnera un aperçu sur les différents transistors à effet de champs. Nous nous intéresserons dans notre étude aux transistors à heterostructure de type HEMT AlGaAs / GaAs et à l'étude du gaz d'électrons à Deux dimensions (2DEG) .

Chapitre III : Le chapitre trois est consacré aux résultats de simulation réalisé sous MATLAB qui décrivent l'influence des différents paramètres technologique su la densité n_S du gaz électronique 2DEG et ceci pour deux heterostructures.

Nous terminerons notre étude par une conclusion générale.

Chapitre I

Les matériaux semi- conducteurs III-V.

I-1 Introduction [2]

Après les résultats enregistrés dans la technologie Silicium dans le domaine de la microélectronique, la recherche de composants électroniques présentant des propriétés de transport supérieures à celles du Silicium, conduit la plupart des grands laboratoires de recherches à s'intéresser à des nouveaux matériaux et en particulier les composés semi-conducteurs III-V. C'est alors qu'une nouvelle classe de matériaux fait son apparition, basés sur la création d'un potentiel dans un cristal par:

La modulation de dopage.

La variation de composition d'un alliage.

La combinaison des deux méthodes précédentes.

I-2 Définition des semi-conducteurs III-V [3]

Les matériaux semiconducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la 3eme colonne et d'un élément de la 5eme colonne de la classification périodique. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure des bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants, et à structure de bande interdite. Les composés incluant du bore, de l'aluminium, ou de l'azote, et le phosphore de gallium GaP entrent dans cette catégorie ; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [4], qui demande des semiconducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [5]. A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le thallium ou le bismuth donnent des composés à caractère métallique. On considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont les plus intéressantes.

Le tableau (I.1) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Composé III-V	E_g (eV)	λ_g (μm)	m^*/m_0	a_0 (\AA)	Structure de la Bande interdite
<i>AlAs</i>	2,16	0,57		5,661	<i>indirecte</i>
<i>AlSb</i>	1,58	0,75	0,12	6,138	
<i>GaP</i>	2,26	0,55	0,82	5,449	
<i>GaAs</i>	1,42	0,87	0,063	5,653	<i>directe</i>
<i>GaSb</i>	0,72	1,85		6,095	
<i>InP</i>	1,35	0,92	0,08	5,868	

Tableau.I.1. Paramètres caractéristiques pour les principaux composés III-V.

I-2-1 Les composés binaires [2]

L'étude de propriétés des composés binaires, et en particulier de la structure de bandes montre que les éléments les plus légers donnent des composés dont laquelle la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée.

Les composés contenant du Bore, de l'Aluminium ou de l'Azote entrent dans cette catégorie; ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide [4], qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs ou pour l'optoélectronique ou une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces.

A l'autre extrémité, les éléments lourds comme le Thallium ou le Bismuth donnent des composés à base de Galium (GaAs, GaSb) ou d'Indium (InP, InAs,InSb) dont les propriétés sont les plus intéressantes. Le tableau (I-2) résume quelques paramètres pour différents matériaux de la famille III-V.

Composé III-V	E_g (ev)	m^*/m_0	μ (cm ² /VS)	a (Å)
BN	7,5	-	-	3,6150
AlP	2,45	-	-	5,4510
AlAs	2,16	-	-	5,6605
AlSb	1,58	0,12	200	6,1355
BP	2,0	-	-	4,5380
GaN	3,36	0,19	380	a=3,189 b=5,185
GaP	2,26	0,82	110	5,4512
GaAs	1,42	0,067	8500	5,6533
GaSb	0,72	0,042	5000	6,0959
InP	1,35	0,077	4600	5,8686
InAs	0,36	0,023	33000	6,0584
InSb	0,17	0,0145	80000	6,4794

Tableau I-2 : Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 K [5,6]

I-2-2 Les composés ternaires et quaternaires

L'intérêt pratique des semi-conducteurs III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre élément de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires, ou quaternaires qui sont identifiés de la façon suivante :

➤ Ternaires : S'il y a substitution de 2 atomes sur l'un des sous réseaux, soit : $A_x A_{(1-x)} B$ Exemple : $A_x A_{(1-x)} B$, lorsque la composition exacte compte peu, on écrit tout court GaInP

➤ Quaternaires 1+3 : S'il y a substitution de 3 atomes sur des sous réseaux soit : $A_x A_y A_{(1-x-y)} B$ Exemple : $Ga_x In_y Al_{(1-x-y)} B$

La plupart des solutions solides ainsi réalisées sont complètes, la loi de Vegard (relation linéaire entre le paramètre de réseau et la composition) est approximativement suivie, et on observe une évolution progressive et régulière des propriétés (dont la bande interdite et les paramètres cristallins) en fonction du taux de substitution.

I-3 Structure cristalline

Les semi-conducteurs III-V tels que GaAs (arséniure de gallium), AlAs, AlSb, etc... ont une structure cristallographique de type blende de zinc. Cette structure, qui s'apparente à celle du diamant (Si, Ge, etc...), est constituée de deux sous-réseaux cubique à faces centrées, l'un d'éléments III, l'autre d'éléments V, décalé l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale

principale (voir la **figure I.1**, l'atome en rouge représente un élément III par exemple, l'atome en jaune représente un élément V.). La maille élémentaire comporte deux atomes, le premier (*Ga*) à l'origine et l'autre (*As*) à $(a/4, a/4, a/4)$, où a représente le paramètre de maille du matériau.

Du fait que les deux sous réseaux cubiques à faces centrées sont décalés, le cristal n'est pas centrosymétrique. Il en découle des propriétés physiques différentes suivant les directions cristallographiques considérées.

Les liaisons atomiques dans les matériaux III-V ne sont pas simplement covalentes comme dans le cas du silicium. Elles reposent sur le transfert d'électrons des atomes du groupe V (*As*) sur ceux du groupe III (*Ga*). Dans un cristal composé de l'arséniure de gallium, chaque atome d'arséniure est entouré de quatre atomes de gallium, et chaque atome de gallium est entouré de quatre atomes d'arséniure. Il se produit alors un échange d'électrons, le cristal se construit avec les ions Ga^- et As^+ , qui ont tous quatre électrons périphériques. Cette répartition est à l'origine du caractère partiellement ionique et partiellement covalent des liaisons (semiconducteurs polaires) qui sont orientées dans l'espace suivant les axes de symétrie d'un tétraèdre régulier. Cette propriété est en particulier responsable de l'anisotropie optique dans les hétérostructures semi-conductrices III-V qui a été mise en évidence expérimentalement par Krebs et Voisin .

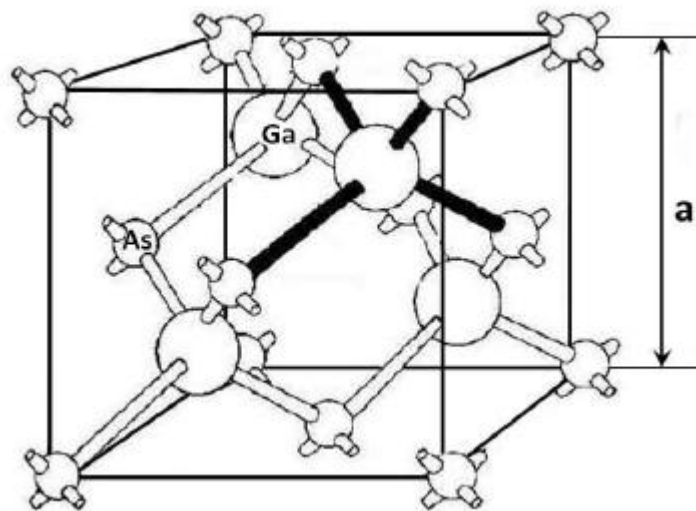


Figure (I.1) : Mailles cristallographiques d'une structure Zinc Blende [5].

a : représente le paramètre de maille du réseau.

I-4 Réseau réciproque - La zone de Brillouin [2]

Les fonctions d'ondes électroniques et les énergies correspondantes sont fonction du vecteur d'onde de l'électron. Ainsi la structure de bandes d'énergie du semiconducteur doit être représentée dans l'espace réciproque et dans les différentes directions du vecteur d'onde K . Le réseau réciproque associé à la structure de type zinc blende est cubique centré. Sa maille élémentaire qui correspond à la première zone de Brillouin à la forme d'un octaèdre tronqué par les six faces d'un cube (Figure I-2)

- Les axes $\langle 100 \rangle$ à symétrie d'ordre 4 (Δ)
- Les axes $\langle 111 \rangle$ à symétrie d'ordre 6 (Λ)
- Les axes $\langle 011 \rangle$ à symétrie d'ordre 2 (Σ)

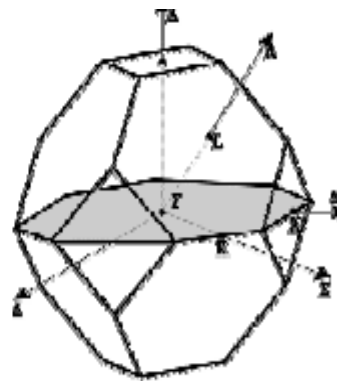


Figure (I.2) : maille élémentaire

La forme et le volume de la zone de Brillouin ne dépendent que de la géométrie du réseau de Bravais, sans égard à la composition chimique ou au nombre d'atomes dans la cellule unitaires. La zone de Brillouin est une cellule unitaire primitive de réseau réciproque d'importance fondamentale pour l'étude des propriétés électroniques des cristaux, en particulier dans les semi-conducteurs [7].

I-5 Propriétés électroniques :[1]

I-5-1 Introduction :

Les matériaux de semi-conducteurs III-V ont huit électrons par cellule unitaire contribuant aux liaisons chimiques. Les autres électrons n'interviennent pas dans les propriétés optiques des hétérostructures. Les orbitales de type s et de type p de chaque atome de gallium Ga s'hybrident avec les orbitales des atomes d'arséniure As, et forment des liaisons covalentes tétraédriques de type sp^3 : 4 orbitales liantes et 4 orbitales antiliantes. Les quatre orbitales liantes donnent lieu à quatre bandes d'énergie, chacune deux fois dégénérée de spin, et

forment la bande de valence. Cette bande est pleinement occupée par des électrons à $T=0^\circ \text{K}$, pour un semi-conducteur parfait. Les quatre autres orbitales antiliantes donnent naissance à quatre bandes supérieures, et forment la bande de conduction qui est inoccupée et est séparée de celle précédente par une bande d'énergie interdite de largeur E_g (band gap en anglais). Pour les semi-conducteurs à gap direct, le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont au point Γ . En présence du couplage spin-orbite, l'hybridation des orbitales anti-liantes de type p donne naissance à une bande Γ_{8c} doublement dégénérée et une bande Γ_{7c} distante d'une énergie Δ_1 . La bande de conduction contient donc une bande Γ_{6c} qui résulte de l'hybridation des orbitales de type s, et les deux bandes Γ_{8c} et Γ_{7c} . De manière similaire, la bande de valence contient une bande Γ_{8v} doublement dégénérée et une bande split-off Γ_{7v} distante d'une énergie Δ_0 . On montrera dans la troisième section un schéma et les éléments de matrice du semi-conducteur III-V.

I-5-2 Structure de bande : [2]

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons en fonction de leurs vecteurs d'onde. On les représente donc dans l'espace réciproque, et pour simplifier, dans les directions de plus hautes symétries de la première zone de Brillouin. Elles se décomposent en bandes de conduction la plus haute, la bande de valence la plus basse, et la bande interdite qui les sépare qui détermine principalement les propriétés de transport du semi-conducteur.

I-5-3 Structure de bande de GaAs

Pour le GaAs, le maximum de la bande de valence est en $K=0$ et celle-ci est doublement dégénérée avec deux branches $E=f(K)$ confondues au centre de la zone de Brillouin (Figure I-3). Les deux bandes décrivent la disposition de porteurs de masses effectives différentes, la masse des trous lourds est de $0.68m_0$, celle des trous légers est de $0.12m_0$ où m_0 est la masse de l'électron au repos. Une troisième branche de la bande de valence est abaissée par rapport aux deux premières d'une énergie Δ , égale à $0,33 \text{ eV}$. La bande de conduction présente, au centre de la zone de Brillouin ($K=0$) un minimum non dégénérée, qui est une vallée à symétrie (Γ) appelée vallée centrale. Il existe également d'autres minima à des niveaux d'énergie plus élevée, les 4 vallées à symétrie L dans la direction $\langle 111 \rangle$ et les directions équivalentes. Cette propriété est en partie responsable de certaines caractéristiques des phénomènes de transport dans le semi-conducteur GaAs. L'arséniure de gallium étant un composé à gap direct, les transitions électriques les moins énergétiques entre la bande de

valence et la bande de conduction peuvent se faire avec conservation du vecteur d'onde K (sans l'intervention des phonons). L'énergie correspondante à la largeur de la bande interdite ΔE_g au centre de la zone de Brillouin varie avec la température. $E_g = 1.43\text{eV}$ à 300K et 1.51eV à 77K .

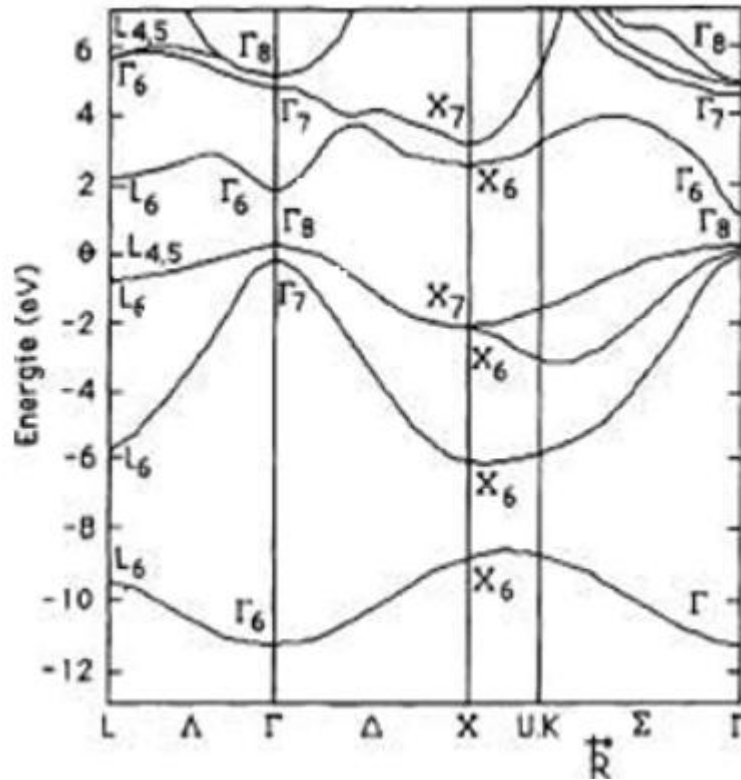


Figure (I-3) : Structure de bande de GaAs [3, 4, 5,7].

I-5-4 Structure de bande de In P

Le InP est un composé III-V à transition direct. Cela signifie que l'énergie minimale (Γ_{15}) de la bande de conduction et l'énergie maximale (Γ_{15}) de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin. Ceci a des conséquences importantes du point de vue des propriétés électroniques et optiques.

La bande de conduction présente par ailleurs une courbure généralement très accentuée au voisinage de son minimum (Γ). La masse effective des électrons étant inversement proportionnelle à cette courbure, ceci explique pourquoi dans les semi-conducteur III-V à bande interdite comme GaAs, InP, GaInAs,...., la masse effective des électrons en (Γ) est très

faible, et par conséquent, la mobilité électronique est élevée. On note généralement la présence de deux vallées latérales sur la bande de conduction, en bordure de la zone de

Brillouin : vallée L dans la direction $\langle 111 \rangle$ et vallée X dans la direction $\langle 100 \rangle$. Réparties dans l'espace, il existe quatre vallées de type L équivalentes et trois de type X. les vallées sont caractérisées par une courbure faible et par conséquent par des électrons ayant une masse effective élevée et une faible mobilité. Le tableau (I-3) donne les valeurs des masses effectives dans les différentes vallées et les écarts en énergie entre le minimum principal et les minima secondaires L et X pour GaAs, InP à la température ambiante et à basse température.

Température	GaAs		InP	
	300K	77K	300K	77K
$\Delta E_g (ev)$	1,43	1,51	1,35	1,41
$\lambda (\mu_m)$	0,87	0,82	0,92	0,88
$\Delta E_{\Gamma L} (ev)$	0,33	0,33	0,54	0,61
$\Delta E_{\Gamma X} (ev)$	0,48	0,46	0,76	0,755
$m_{e\Gamma^*} / m_0$	0,063	0,067	0,078	0,082
m_{eL^*} / m_0	0,22	0,22	0,22	0,22
m_{eX^*} / m_0	0,58	0,58	0,384	0,384

Tableau (I-3) : Paramètres de la bande de conduction dans GaAs et InP [3].

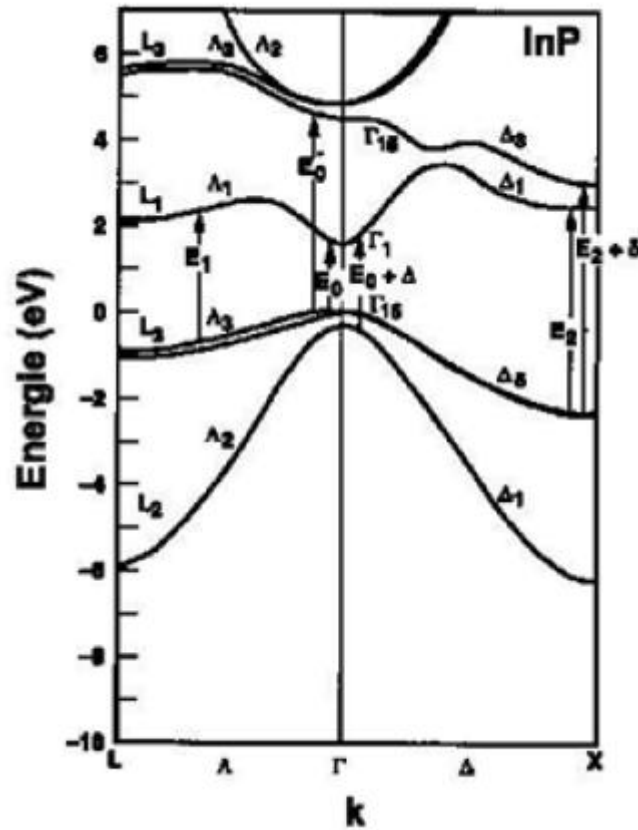


Figure (I-4) : Structure des bandes de In P [3].

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-V dont la structure des bandes est directe (InAs, InSb, GaAs, GaSb,...).

I-6 Bandes interdites des principaux composés III-V

La figure (I-5) montre les bandes interdites E_g des principaux composés III-V en fonction des paramètres cristallins a_0 [8,9]. En continu bandes interdites directes et en tirets bandes interdites indirectes; les discontinuités sont dues au changement de structures.

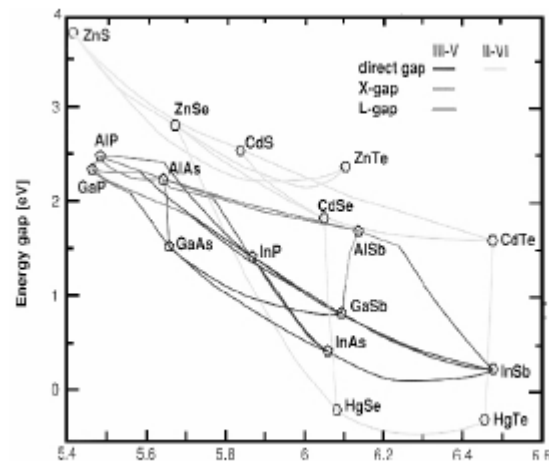


Figure (I-5) : Bandes interdites des principaux composés III-V en fonction des paramètres cristallins

Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de la bande interdite, et donc les propriétés optiques, varient dans une large gamme. Il existe cependant une contrainte importante pour la fabrication de ces matériaux, qui sont réalisés en couches minces par croissance épitaxiale sur un substrat binaire, dont le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure (I- 5) permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être épitaxie en couche mince sur des substrats binaires.

I-7 PROPRIÉTÉS DE SURFACE

Les matériaux III-V sont fragiles, en particulier thermiquement dans la mesure où l'arsenic et le phosphore sont des éléments volatils qui ont tendance à quitter la surface dès que T dépasse des températures de l'ordre de 500°C . Il a donc fallu mettre au point des technologies dites "froides", et des procédés d'encapsulation, pour limiter les dégradations du matériau en surface lors de la réalisation des dispositifs.

Par ailleurs, la surface de GaAs est bien connue pour présenter des états de surface tels que le niveau de Fermi en surface est fixe au voisinage du milieu de la bande interdite, ce qui permet de réaliser de bons contacts Schottky par dépôt d'un métal. En conséquence, il existe sous la surface, dans un matériau de type N, une zone de charge d'espace (ZCE) vide d'électrons, qui s'étend typiquement, sous une surface infinie, sur une épaisseur de $0,3 \text{ } (\mu\text{m})$ si le dopage est de 10^{16} cm^{-3} . La proximité d'électrodes peut diminuer l'extension en profondeur, comme le

montre la figure 17 représentant les différentes distances inter électrodes, sur une couche de GaAs de faible dopage (10^{14} cm^{-3}).

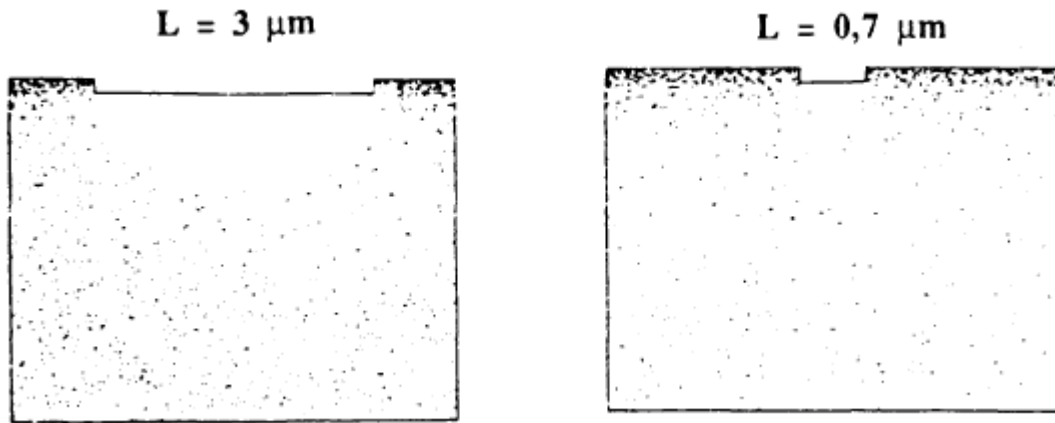


Figure (I-6) : Répartition des électrons dans des dispositifs GaAs, montrant l'extension de la zone de charge d'espace sous la surface pour différentes distances inter électrodes.

I.8 L'alliage AlGaAs :

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ est une solution solide de GaAs et de AlAs. Tout paramètre physique relatif à cet alliage peut être obtenu par combinaison des paramètres correspondants au GaAs et à l'AlAs. Les deux matériaux ont la même structure cristalline. Les paramètres physiques de ces deux matériaux sont voisins et se rejoignent pour une température de 900°C environ.

La nature de la transition énergétique de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ 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 (le bas de la bande de conduction est la vallée). Quand le taux d'aluminium devient supérieur à 0,45 la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs (le bas de la bande de conduction se déplace vers la vallée X). Les différents paramètres physiques de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'aluminium. À la température ambiante l'affinité électronique χ s'écrit [5] :

$$\chi = 4,07 - 1,1x \quad \text{pour} \quad \chi < 0,45 \quad (\text{I-1})$$

$$\chi = 3,64 - 0,14x \quad \text{pour} \quad 0,45 < x < 1 \quad (\text{I-2})$$

Les énergies liées à la structure de bandes, peuvent être déduites en fonction de la différence entre les énergies du bas des différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la bande de valence. Considérons tout d'abord le sommet de la bande de valence, il est caractérisé par deux propriétés essentielles qui sont communes à tous les semiconducteurs à structure cubique. Il est situé au point Γ qui est le centre de la zone de Brillouin et il est constitué de la convergence de deux bandes qui sont dégénérées au sommet. Compte tenu de l'unicité du point Γ dans la première zone de Brillouin, le maximum de la bande de valence est unique. Le minimum de la bande de conduction présente une situation beaucoup moins Uniforme que pour la bande de valence [6].

Comme nous l'avons signalé auparavant, l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ se caractérise par deux transitions, l'une directe et l'autre indirecte selon la fraction de l'aluminium. À température ambiante (300 K) le minimum de la bande de conduction se trouve soit en vallée Γ quand x est inférieur 0,45, ou en vallée X quand le taux d'aluminium est supérieur à 0,45 (figure I.4).

Les différentes valeurs de l'énergie de la bande interdite E_g en fonction de x , et l'énergie entre les différentes vallées de la bande de conduction et le haut de la vallée Γ de la bande de valence sont données en eV par les équations (I.2, I.3, I.4 et I.5) [5]. Dans ces équations $E_{\Gamma-\Gamma}$, $E_{X-\Gamma}$ et $E_{L-\Gamma}$ font référence respectivement à la différence d'énergie entre les vallées Γ , X et L de la bande de conduction et la vallée Γ de la bande de valence [6].

$$E_g = 1.42 + 2.47x \quad \text{pour } x < 0,45 \quad (\text{I.3})$$

$$\text{et } E_g = 1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \quad \text{pour } x > 0,45 \quad (\text{I.4})$$

$$E_{\Gamma-\Gamma} = 1,424 + 1,155x + 0,37x^2 \quad (\text{I.5})$$

$$E_{X-\Gamma} = 1,9 + 0,124x + 0,144x^2 \quad (\text{I.6})$$

$$E_{L-\Gamma} = 1,71 + 0,69x \quad (\text{I.7})$$

La dépendance de ces énergies en (eV) en fonction de la température s'écrit [7]

$$E_{x-\Gamma} = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 5,41 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T+204} \quad (\text{I.8})$$

$$E_{x-\Gamma} = E_{L-\Gamma}(0) - 4,6 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T+204} \quad (\text{I.9})$$

$$E_{x-\Gamma} = E_{\Gamma-\Gamma}(0) - 6,05 \cdot 10^{-4} \frac{T^2}{T+204} \quad (\text{I.10})$$

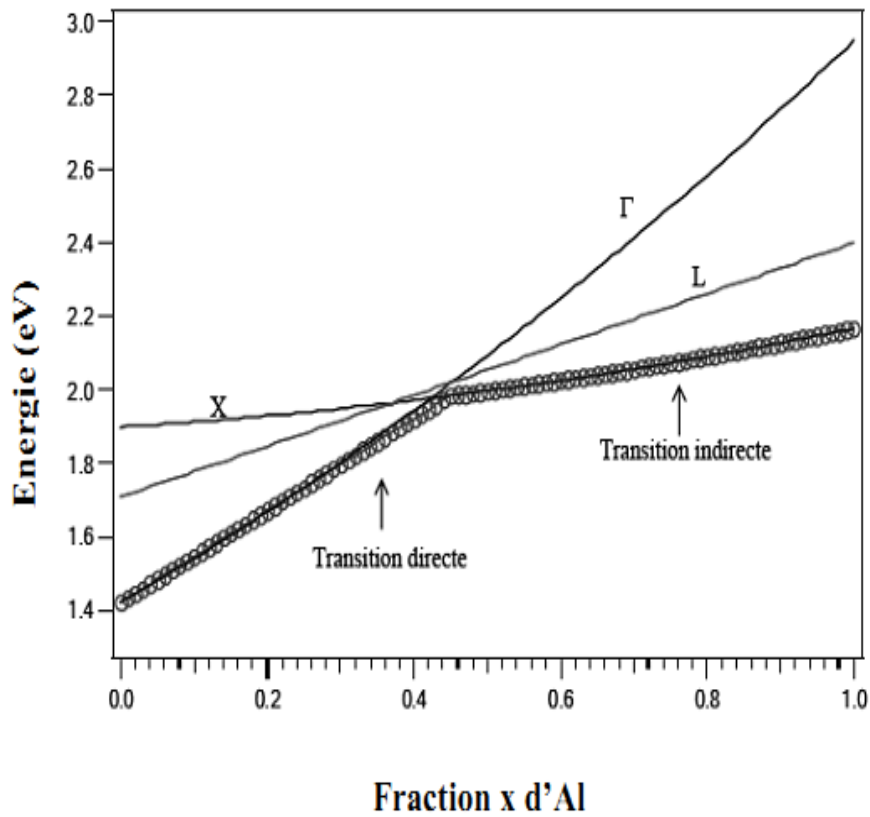


figure I-4 : Evolution de l'énergie de différentes vallées de la bande de conduction par rapport au point de la bande de valence en fonction du taux d'aluminium résultats déduits des équations I-3 ,I-4,I-5.

Dans ces équations les énergies à la température zéro degré Kelvin sont données par :

$$E_{x-\Gamma}(0) = 1,981 + 0,124x + 0,144x^2 \quad (\text{I.11})$$

$$E_{\Gamma-\Gamma}(0) = 1,519 + 1,155x + 0,37x^2 \quad (\text{I.12})$$

$$E_{i-\Gamma}(0) = 1,815 + 0,69x \quad (\text{I.13})$$

Chapitre II
Fonctionnement des
transistors à
Hétérojonction de
type HEMT .

II-1. Introduction

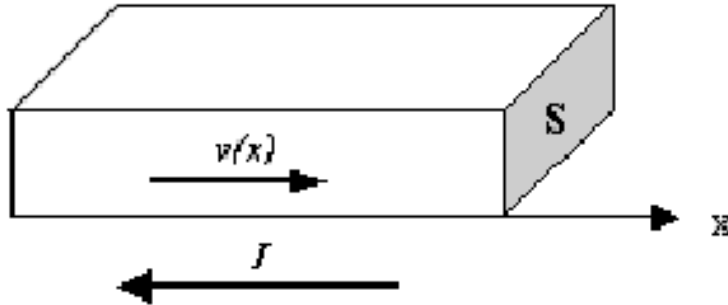
En 1952, W.Shockley [8] introduit le premier le principe du transistor à effet de champ (TEC ou FET pour Field Effect Transistor). Il proposait un nouveau type de composant semi-conducteur qui, contrairement au transistor bipolaire où les deux types de porteurs interviennent dans le fonctionnement (les électrons et les trous), était unipolaire. Dans ces dispositifs, les porteurs responsables de l'effet transistor sont les électrons car ils présentent les meilleures propriétés de transport : mobilité, vitesse et coefficient de diffusion. Le principe du TEC est le contrôle du courant dans un barreau semi-conducteur à l'aide de deux tensions.

II-1-1.Un peu d'histoire

Il faut attendre le début des années 70 pour voir l'arrivée des premiers transistors réalisés sur semi-conducteurs III-V. Les travaux de Mead [9] en 1966 qui proposa de remplacer le Silicium par l'Arséniure de Gallium puis Baechtold [10] en 1973 permettaient l'apparition des transistors MESFETs (MEtal Semi-conductor Field Effect Transistor) sur substrat AsGa, il s'agissait de transistors à effet de champ à grille métallique Schottky. Dans les années 80, les progrès réalisés dans l'élaboration de matériaux, dans la technologie de fabrication et dans les structures semi-conductrices ont vu l'émergence d'une nouvelle génération de transistors à effet de champs, dits à hétérojonction (Les HFETs pour Heterojunction Field Effect Transistor). En effet, en 1980, les laboratoires de recherches de Thomson-CSF et Fujitsu présentent un transistor à effet de champs basé sur une hétérostructure GaAlAs/GaAs [10] [11]. Ce dispositif est baptisé TEGFET (Two Dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) à Thomson-CSF et HEMT (High Electron Mobility Transistor) chez Fujitsu. Par la suite, afin de satisfaire aux besoins sans cesse croissants de montée en fréquence, l'idée de base était d'introduire dans la structure du HEMT un matériau à faible gap (l'InGaAs) autorisant une plus grande mobilité des porteurs sous l'action d'un fort champ électrique. Cette différence technologique en matière d'épitaxie a donc donné naissance à un nouveau type de transistor à hétérojonction : le HEMT Pseudomorphique (PHEMT).

II-1-2. Principe des transistors FET

Le principe du TEC est le contrôle du courant dans un barreau semi-conducteur à l'aide de deux tensions.



En effet si on considère un barreau semi-conducteur avec une densité volumique de Porteurs n , le courant s'écrit :

$$I = q * n(x) * v(x) * s(x) \quad (\text{II-1})$$

Où v est la vitesse des porteurs qui dépend de la tension appliqué entre la source et le drain. Le principe de l'effet de champ est de moduler la conductivité de la zone drain source à l'aide du champ électrique transverse, on distingue plusieurs façons d'obtenir ce phénomène :

- Par modulation de la section du barreau $S(x)$, c'est le principe des JFET et des MESFET
- Par modulation de la densité de porteurs $n(x)$, c'est le cas des HEMT et des MOSFET.

II.2. Etude du contact Schottky [12]

Le contact Schottky exploite l'effet redresseur que peut présenter une structure métal semi-conducteur de type N, Lorsque $\phi_m > \phi_s$. L'énergie de la hauteur de barrière Schottky E_b représente dans le diagramme énergétique la différence d'énergie qui existe à l'équilibre thermodynamique entre le niveau maximal de conduction du semiconducteur et le niveau de Fermi du métal, donc :

$$e\phi_m = E_b + e\chi_s \tag{II-2}$$

Où : χ_s est l'affinité électronique du semiconducteur.

II.2.1 Zone de charge d'espace et barrière de potentiel

Les électrons libres du semi-conducteur au voisinage de la jonction métal-semi-conducteur du contact Schottky migrent vers le métal laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'interface du coté semi-conducteur une zone de charge d'espace ZCE »positive et un champ électrique « E » s'établit [Figure (II-1)]. A l'équilibre thermodynamique, le courant de diffusion des électrons s'équilibre avec le courant de conduction engendré par E. La courbure des bandes d'énergie se produit dans une zone d'énergie variant de eV_{bi} telle . V_{bi} correspond à la barrière de potentiel que doivent surmonter les électrons de la bande de conduction du semi-conducteur pour passer dans le métal. Cette barrière est essentiellement dépendante de la nature des matériaux utilisés pour réaliser la structure et des conditions de fabrication.

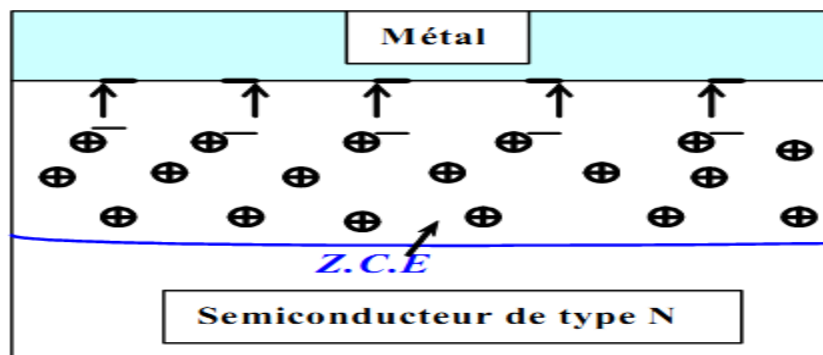


Figure II-1 : contact Schottky- semiconducteur de type N

II.2.2 Champ et potentiel électrique

Pour déterminer l'évolution du potentiel, du champ électrique et de la charge dans le Semi-conducteur il faut donc chercher une solution bidimensionnelle de l'équation de Poisson.

$$\Delta\psi(x, y) = -\frac{\rho(x,y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \Rightarrow \nabla E(x, y) = \frac{\rho(x,y)}{\epsilon_{sc}\epsilon_0} \quad (\text{II-3})$$

Où : $\rho(x, y)$: est la densité de charge dans le semiconducteur.

ϵ_{sc} : Est la constante diélectrique du semiconducteur.

ϵ_0 : est la permittivité du vide.

II.2.3 Charge totale de la zone de charge d'espace

En considérant que la charge d'espace est essentiellement due aux atomes dopants ionisés, la densité de charge par unité de surface à l'équilibre thermodynamique s'exprime par :

$$Q = eN_dW \quad (\text{II-4})$$

Où : W est la largeur de la zone de charge d'espace.

II.2.4 Capacité de la zone de charge d'espace

Si la structure est polarisée par une tension électrique, les variations du potentiel dans la zone de charge d'espace entraîne une modulation de la largeur de cette zone et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur. Il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La relation de la capacité équivalente par unité de surface est donnée par :

$$C_{sc} = \frac{dQ_{sc}}{dV_{\text{métal}/sc}} \quad (\text{II-5})$$

II.2.5 Polarisation de la diode Schottky

Si on applique une tension extérieure $V_e = V_{\text{Métal}} - V_{S/C}$ sur l'électrode métallique de la diode figure (II-2), la largeur de la zone de charge d'espace va être modulée et par la suite la hauteur de barrière Schottky est modifiée.

- En polarisation directe c'est-à-dire une tension V_e positive, la bande de conduction du Semiconducteur s'élève et les électrons diffusent du semiconducteur vers le métal et créent un courant du métal vers le semiconducteur.
- En polarisation inverse c'est-à-dire une tension V_e négative, il y a extension de la zone de charge d'espace, ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons.

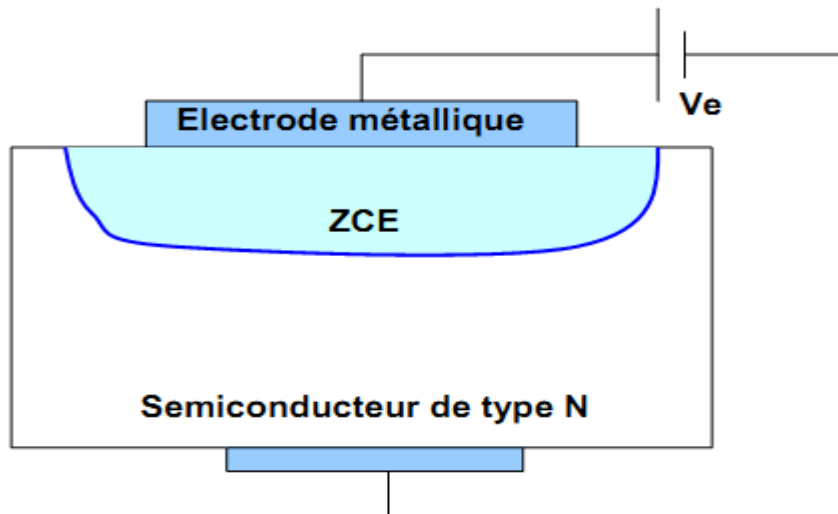


Figure II-2: Polarisation de la diode Schottky

II-3 Le transistor MESFET [8]

Le MESFET (MEtal Semi-conducteur Field Effect Transistor) est le premier composant réalisé sur AsGa. Il comporte le plus souvent une couche active de type N, réalisée sur substrat semi-isolant (SI), deux contacts ohmiques (source et drain) et une grille métallique déposée entre source et drain dans des conditions créant une barrière Schottky vue précédemment.

II-3-1) Structure générale (Cas du MESFET GaAs) [12] Le transistor MESFET GaAs est le plus ancien des transistors à effet de champ hyperfréquence et sa technologie

est maintenant bien établie. La structure du MESFET sous sa forme la plus classique est schématisée dans la figure (II-3). Cette structure est la plus simple parmi les différentes structures des transistors FET, elle est tout à fait comparable à celle du transistor JFET mais la jonction P.N est remplacée par une barrière métal-semiconducteur.

Il est construit sur un substrat en GaAs non dopé qui doit être le plus isolant possible. Celui-ci sert uniquement de support mécanique et possède une épaisseur de l'ordre de 100 μm . Sur ce substrat, on dépose une couche active dopée Nd, d'une épaisseur a de l'ordre de 0,1 à 0,3 μm . Elle est déposée soit par épitaxie, soit par implantation ionique et constitue le canal conducteur du transistor. Elle doit comporter le moins possible d'impuretés et des défauts cristallins qui perturbent la circulation des électrons.

De part et d'autre du canal, deux zones fortement dopées N^+ sont ajoutées par implantation ionique ou par diffusion. Elles permettent le contact avec les électrodes métalliques de drain et de source. La résistance de la zone de contact doit être la plus faible possible afin de ne pas dégrader les performances du transistor. L'électrode de la grille doit former avec le semi-conducteur du canal un contact redresseur de type Schottky (le travail de sortie du métal est supérieur à celui du semiconducteur).

Les électrodes métalliques de grille, de drain et de source sont déposées directement sur la structure. La largeur Z des électrodes est de quelques micromètres (de 20 à 300 μm) et la longueur de la grille « L » est de quelques dixièmes de micromètres (de 0,2 à 1 μm).

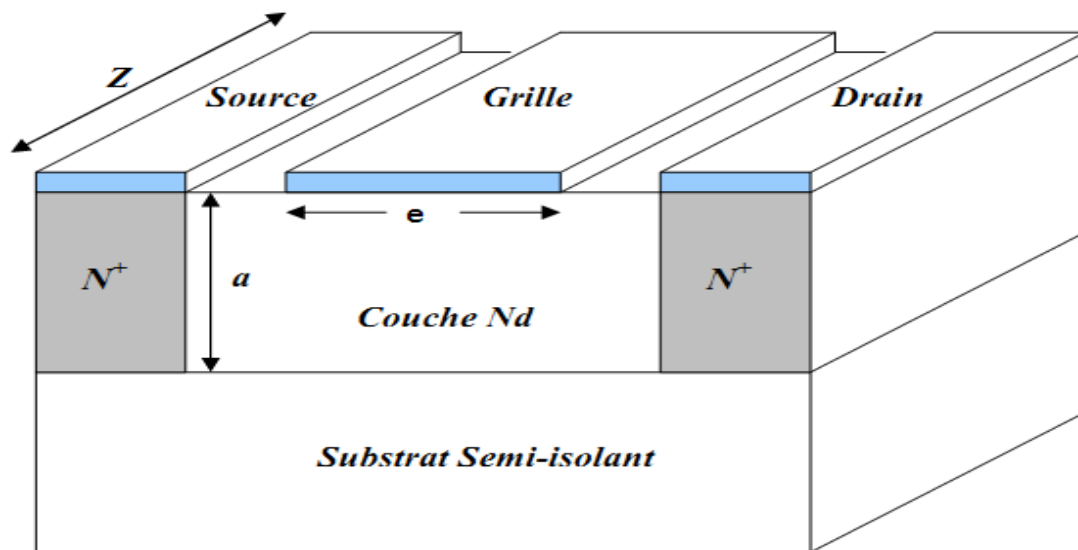


Figure II-3 : Coupe schématique du transistor MESFET GaAs

II-3-2 Principe de fonctionnement

Dans le transistor à effet de champ à jonction JFET, l'électrode de commande est constituée d'une jonction PN latérale. Le principe de fonctionnement de ce composant repose essentiellement sur cette jonction, les électrons libres du semiconducteur de type N au voisinage de la jonction migrent vers le type P laissant les atomes donneurs ionisés. Ces atomes forment à l'équilibre thermodynamique la zone de charge d'espace ZCE positive et un champ électrique E s'établit.

Dans le transistor à effet de champ à barrière Schottky MESFET, le processus mis en jeu est le même que précédemment mais au lieu de la jonction PN, y a une jonction métal semi-conducteur qui forme une diode de type Schottky.

Sans polarisation, il peut y avoir donc la zone de charge d'espace sur une certaine profondeur h dans un canal formé de semi-conducteur de type N dit canal conducteur figure (II-4). La désertion est liée à différents paramètres tels que le matériau de la grille et les propriétés d'interface. Si on applique une tension extérieure négative V_{gs} sur l'électrode de grille,

Celle-ci engendre une augmentation du champ E . La zone de charge d'espace s'étend dans le canal conducteur, une diminution de la valeur de la commande V_{gs} entraîne une augmentation de l'épaisseur de la zone de charge d'espace de la jonction. Cette variation engendre une diminution de la section du canal. Pour une tension $V_{gs} = V_p$ (tension de pincement), la zone de charge d'espace occupe la totalité du canal. La résistance entre drain et source devient très élevée.

Si on applique une tension de drain positive $V_{ds} > 0$ et une tension de grille négative ou nulle $V_{gs} \leq 0$, on a un canal conducteur. Un courant I_{ds} circule entre le drain et la source. Si V_{ds} devient de plus en plus positive, le champ électrique à travers le canal augmente ainsi que la vitesse des électrons. La distribution de tension à travers le canal aura pour conséquence une différence de potentiel entre la grille et le canal sur la longueur de celui-ci. Ceci explique la différence observée pour la profondeur de la zone de désertion le long du canal, qui augmente vers le drain voir la figure (II-5).

Si la tension V_{ds} atteint la valeur V_{dsat} (tension de saturation), le régime de saturation apparaît. L'augmentation de la tension V_{ds} au-delà de V_{dsat} n'affecte pas l'évolution du courant de drain qui garde une valeur I_{dsat} relativement constante figure (II-6).

Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant I_{ds} dans les FETs est celui de la formation d'une zone de pincement dans le canal près du drain. Dans cette zone, la densité de porteurs est très faible. L'augmentation de la tension V_{ds} au-delà de V_{dsat} fait déplacer le point de pincement dans le canal vers la source. Le courant est transporté par les porteurs qui circulent dans le canal entre la source et le point de pincement. Ces porteurs sont ensuite injectés dans la zone de charge d'espace où ils sont soumis à un champ électrique favorable qui les diffuse vers l'électrode de drain.

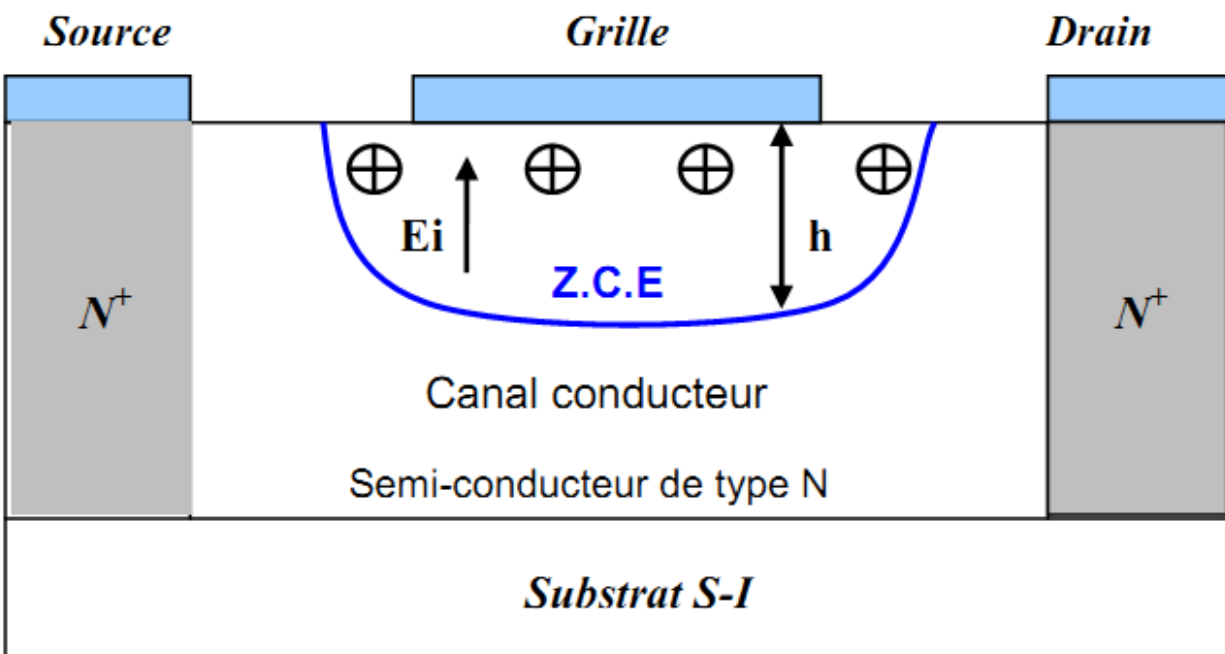


Figure II-4 : Zone de charge d'espace (Z.C.E) dans un MESFET non polarisé.

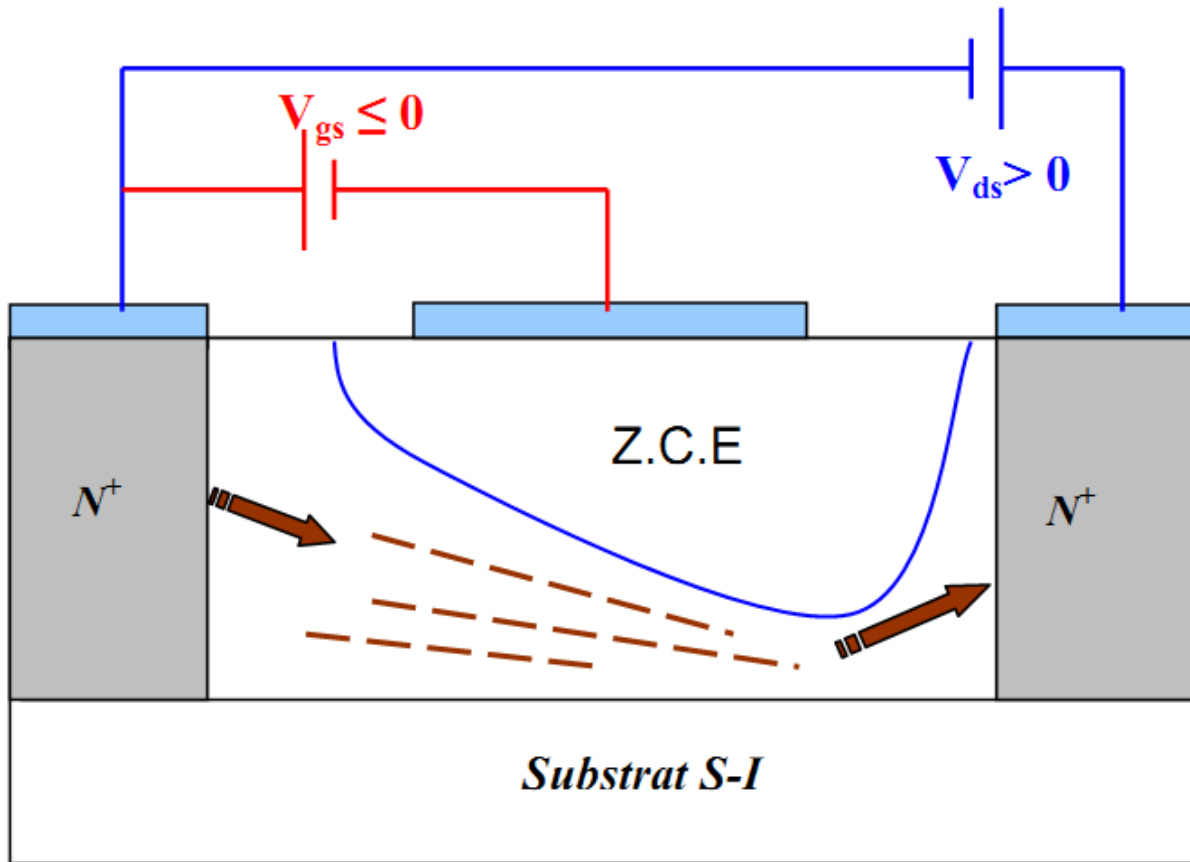


Figure II-5 : Zone de charge d'espace « Z.C.E » dans un MESFET polarisé.

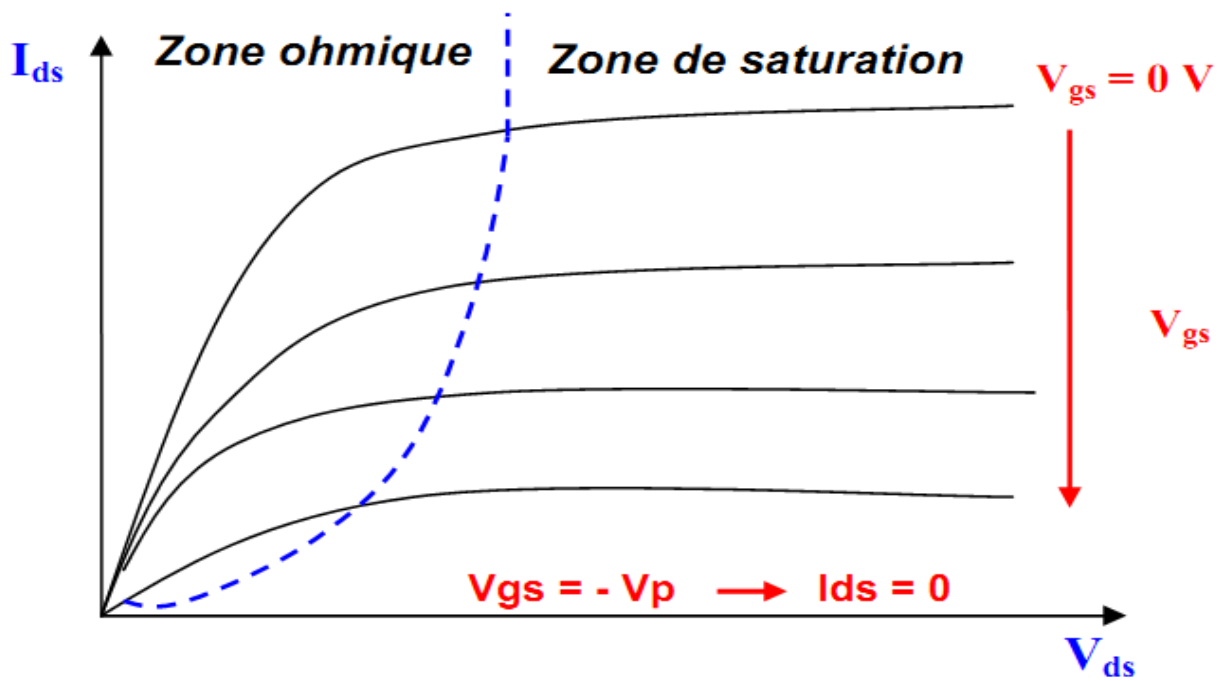


Figure II-6: Réseau typique des caractéristiques courant tensions d'un transistor FET.

II -4 LE MOSFET [12]

II -4-1 Structure générale

Le MOSFET est un composant dont la structure est proche du MESFET. La différence est que le MOSFET figure (II-7) se caractérise par le dépôt d'une couche d'oxyde isolante entre la grille et le substrat constituant une capacité MOS (Métal Oxyde Semi-conductor) . Cette structure est basée sur la commande par une polarisation sur une électrode isolée de porteurs libres dans une zone peu dopée. La modulation du nombre de porteurs permet d'établir un canal de conduction entre deux zones conductrices semi-conductrices très dopées. Une capacité MOS est réalisée sur le substrat entre la source et le drain. L'électrode de commande de la capacité MOS constitue la grille du transistor.

II-4-2 Principe de fonctionnement

Le principe de fonctionnement de ce FET à grille isolée consiste à moduler, par la tension de grille, la conductivité du canal drain source résultant de la couche d'inversion créée à la surface du semi-conducteur. En effet, quand la capacité MOS est en régime d'inversion, un canal N à la surface du semiconducteur relie la source et le drain. Il en résulte qu'une polarisation drain source V_{ds} donne naissance à un courant de drain important. Pour une tension V_{ds} donnée, le courant est important quand le régime d'inversion de la capacité est prononcé. On module donc le courant de drain par la tension de polarisation de la grille V_{gs} .

Si la capacité MOS est en régime de forte inversion en l'absence de polarisation, le transistor est normalement conducteur. Le courant de drain peut alors être diminué par une tension de grille de polarité convenable. On dit que le transistor fonctionne en régime d'appauvrissement.

Si au contraire la couche d'inversion n'existe pas en l'absence de polarisation, très peu de courant circule entre la source et le drain (conduction sous le seuil).

La grille doit être polarisée par une tension supérieure à la tension de seuil $V_{gs} > V_{th}$ où V_{th} est la tension à partir de laquelle apparaît le régime d'inversion : apparition du canal pour que le courant drain circule, on dit alors que le transistor fonctionne en régime d'enrichissement.

Comme dans le cas du JFET et MESFET, deux régimes peuvent être distingués. Pour des tensions V_{ds} faibles, la variation de la conductance du canal est négligeable. C'est le régime linéaire. Le courant varie proportionnellement à la tension V_{ds} . Quand la tension V_{ds} augmente, la conductance du canal diminue suite à la diminution de la variation de la densité des porteurs dans la couche d'inversion. Pour une certaine valeur de $V_{ds} \approx V_{dsat}$: tension de saturation, la capacité MOS n'est plus en régime d'inversion côté drain, la conductivité du canal s'annule au voisinage du drain, c'est le régime de pincement. Quand la tension drain continue à augmenter (au-delà de V_{dsat}), le point de pincement se déplace vers la source.

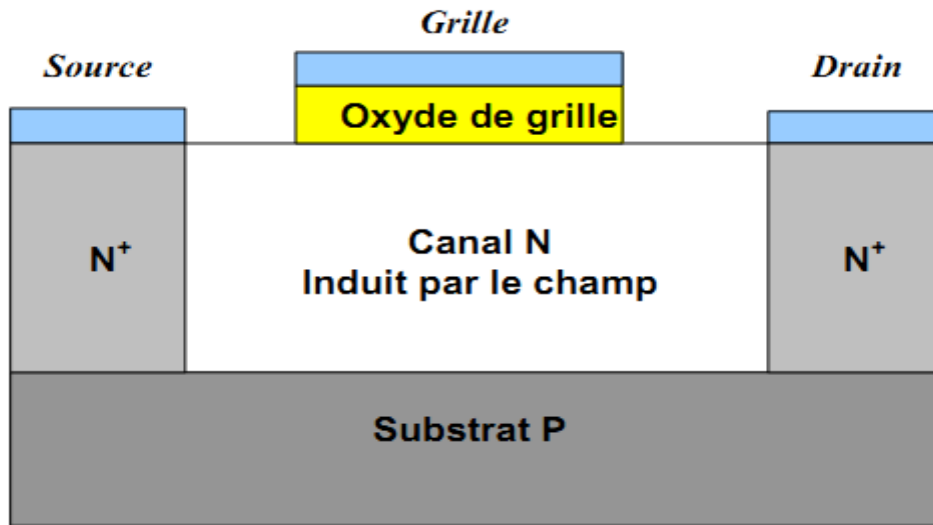


Figure II-7: Coupe schématique d'un transistor MOSFET à canal N.

II-5 LES TRANSISTORS A HETEROJONCTION [13]

Le fonctionnement de ces composants découle directement des propriétés de L'hétérojonction dans laquelle est exploitée la modulation du dopage.

II-5-1 principe de l'hétérojonction [13]

L'hétérojonction constituée du matériau grand gap $Ga_{1-x}Al_xAs$ et du matériau faible gap (non dopé) GaAs est la plus étudiée du fait de la relative facilité de réalisation des Couches épitaxiales.

Le diagramme des bandes d'énergie de cette hétérojonction peut s'établir selon le Modèle d'Anderson .

Ce modèle est fondé sur la continuité du niveau du vide ainsi que sur celle du niveau de Fermi, à l'interface entre les deux semi-conducteurs.

La (figure II-8) représente la structure de bande de l'hétérojonction, avant et après contact.

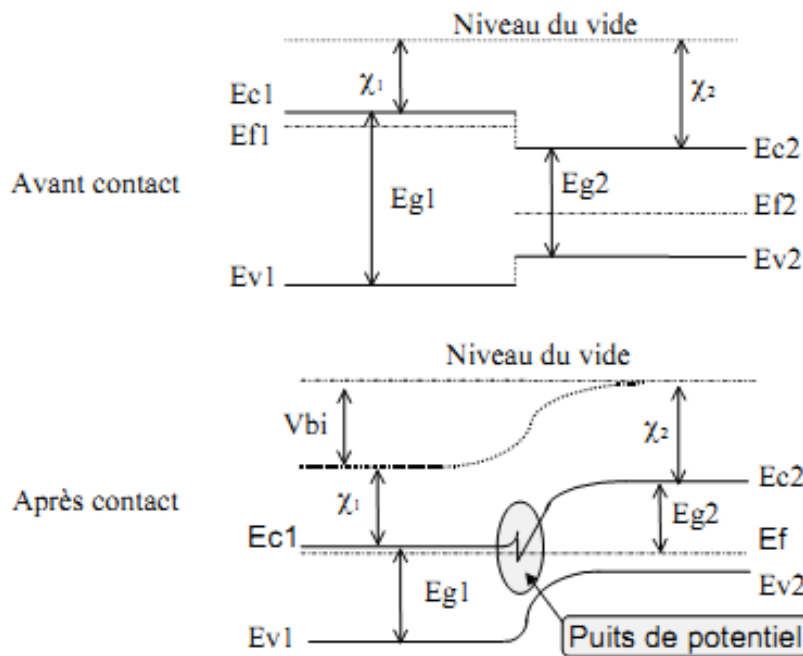


Figure II-8 : Diagramme de bande d'énergie d'une hétéro structure AlGaAs/GaAs

De chaque côté de l'hétérojonction formée, infiniment loin de l'interface, le diagramme de bande doit tendre asymptotiquement vers chacun des diagrammes initiaux. Ceci implique la courbure des diagrammes de conduction et de valence au voisinage de l'hétérojonction. Ces courbures ont

pour effet de créer un puits de potentiel qui permet le confinement des électrons issus des donneurs du matériau grand gap (AlGaAs) dans le matériau faible gap (GaAs). L'étroitesse de ce puits (10 à 20 nm) induit la quantification des niveaux d'énergie dans la direction perpendiculaire à la jonction et le mouvement des électrons se fait dans un plan parallèle à l'hétérojonction. On parle alors de gaz d'électrons bidimensionnel.

II-5-2 LE HEMT classique

La structure conventionnelle d'un transistor HEMT, associée à son diagramme de bande d'énergie, est présentée figure (II-9).

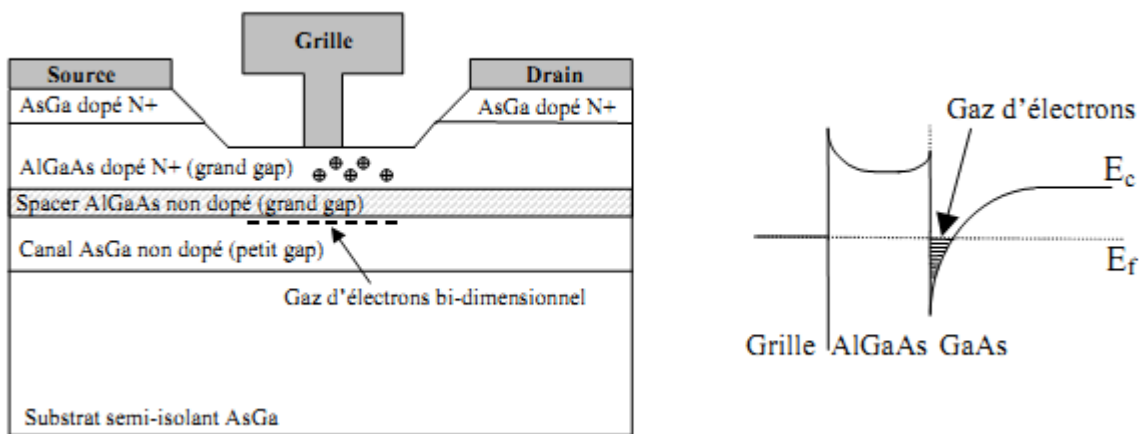


Figure II-9 : Vue en coupe et structure de bande d'un HEMT AlGaAs/GaAs

Sur un substrat semi isolant est déposée une couche d'AsGa non dopée. Le matériau Faible gap permet la formation du gaz d'électrons au voisinage de l'interface (grand gap / faible gap) avec la couche d'AlGaAs. Le gaz d'électrons créé est alors plus ou moins dense suivant la polarisation de la tension de grille.

La couche d'AlGaAs qui fournit les électrons au canal est très dopée sur sa partie supérieure. Sa partie inférieure, appelée "espaceur" ou "spacer", est quant à elle non dopée. Cette couche de quelques dizaines d'Angströms améliore la mobilité des électrons en minimisant leur interaction avec les donneurs ionisés. Enfin, en haut de la structure épitaxiale du HEMT est déposée une couche d'AsGa très fortement dopée, ce qui permet de diminuer les résistances de source et de drain. Grâce au canal constitué d'un semi-conducteur non dopé, le HEMT possède des propriétés de transport largement supérieures à celles du MESFET. Néanmoins, la densité de

composant à hétérojonction le mieux adapté aux applications de puissance, en particulier dans le domaine millimétrique.

II-6 ETUDE D'UNE Hétérojonction AlGaAs/GaAs – mise en équations

II.6.1 Formation d'un gaz d'électrons à deux dimensions

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$, est formé de la mise en contact par épitaxie d'une couche de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ dopée et d'une couche de GaAs non intentionnellement dopée (N.I.D). La différence des affinités électroniques entre les deux matériaux provoque une discontinuité de la bande de conduction (ΔE_c) à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ (typiquement de l'ordre de 200 à 280 meV pour des taux d'aluminium compris entre 0,25 et 0,35 [13]. Lorsque l'équilibre thermodynamique s'établit, on obtient une répartition spatiale de charges positives et négatives de part et d'autre de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$. Cette séparation spatiale des porteurs crée un champ électrique interne qui est à l'origine de la courbure des bandes de conduction et de valence.

La figure (II-11) présente les niveaux d'énergie de l'hétérostructure $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}/\text{GaAs}$ mis en jeu dans chacun des matériaux de l'hétérojonction considérés séparément, c'est-à-dire avant contact. En effet, la bande interdite du GaAs étant plus petite que celle d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ (respectivement 1,42 eV et 1,79 eV pour $x = 0,3$) et son affinité électronique étant plus grande.

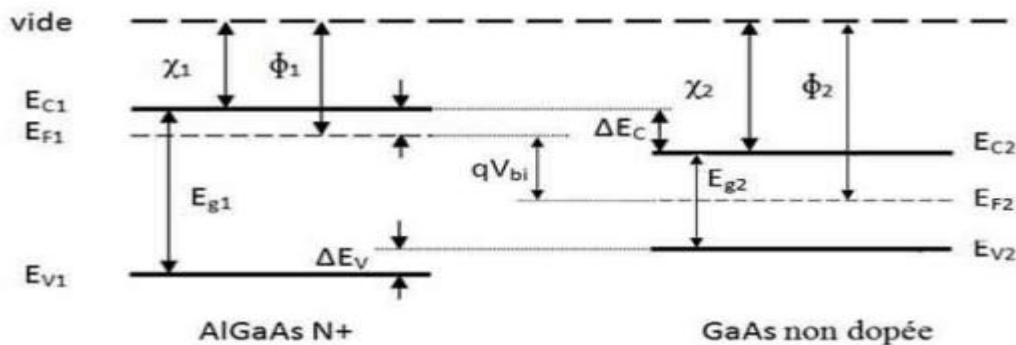


Figure II-11: Diagrammes de bandes d'énergie de deux matériaux de gap différents et séparés.

d_i : épaisseur de la couche AlGaAs non dopé (Espaceur),

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

V_{bi} : la tension de la barrière de Schottky,

V_g : la tension de la grille.

Dans le matériau AlGaAs fortement dopé $n+$, des électrons en provenance de la partie dopée s'accumulent dans le puits de potentiel en franchissant le pic d'énergie ΔE_c et ils sont confinés dans la direction de l'axe de croissance mais libres de se déplacer dans le plan des couches formant ainsi le canal. D'autre part l'utilisation d'un semi-conducteur de faible gap pour le substrat (ici le GaAs) permet de créer un second saut de potentiel qui améliore le confinement des électrons dans le canal en évitant leur fuite vers le substrat. Il faut préciser que le canal actif est formé à l'interface entre deux matériaux à gap différent. D'où l'appellation de gaz d'électrons à deux dimensions noté en anglais 2DEG "two Dimensional Electron Gas" pour qualifier le courant dans cette structure.

Pour une largeur de puits inférieure à la longueur d'onde de De Broglie, apparaissent les effets quantiques. Ces effets se traduisent par la quantification des niveaux d'énergie des électrons et par la restriction du mouvement des porteurs dans un plan parallèle à l'hétérojonction. L'épaisseur limite du puits est déterminée par la longueur d'onde de De Broglie de l'électron thermique :

$$\lambda_{th} = \frac{h}{\sqrt{2k_B T m^*}} \quad \text{(II-14)}$$

L'hétérojonction permet la séparation spatiale des atomes donneurs ionisés et des électrons libres. Ces électrons ne sont donc plus soumis aux interactions sur impuretés ionisées, et peuvent alors atteindre des mobilités importantes. Le HEMT bénéficie donc d'un transport électronique dans un gaz (quasi-bidimensionnel) bien supérieur à celui d'un matériau dopé. Le confinement des électrons est important et il provoque une quantification des niveaux d'énergie perpendiculaire à la hétéro interface et on dit alors que l'électron a un comportement quantique .

Dans le cas de l'application d'une tension de grille, il est possible de contrôler la densité du gaz d'électrons. Lorsque la tension de grille augmente, le puits de potentiel devient plus profond. Un plus grand nombre d'électrons libérés par les atomes donneurs peuvent alors se déplacer dans le canal. Inversement, lorsque la tension de grille diminue, le puits de potentiel diminue jusqu'à ce qu'il ne puisse plus contenir de porteurs. Le transistor est alors pincé.

II-6-2 Densité surfacique de charges provenant de la couche AlGaAs [14]

En supposant que la couche donneuse AlGaAs est totalement désertée, la quantité de charges par unité de surface dans le canal est donnée par l'expression.

$$n_s = \frac{\epsilon}{q \times d} \left[V_{gs} - \left(V_b - V_d + \frac{E_F - \Delta E_c}{q} \right) \right] \quad (\text{II-15})$$

Cette équation, où $d = d_i + d_d$ est l'épaisseur totale entre le gaz 2D et la grille, relie la densité surfacique n_s du gaz 2D avec le niveau de Fermi E_F et traduit sa variation avec les paramètres technologiques de la structure tels que le dopage de la couche ternaire par l'intermédiaire de la tension de désertion $V_d = q \cdot N_d \cdot d_d^2 / 2\epsilon$, l'épaisseur de l'espaceur et la discontinuité de la bande de conduction ΔE_c .

II-6-3 Niveaux énergétiques des sous bandes du puits de potentiel et densité surfacique de charge du gaz-2D

L'énergie potentielle des électrons dans la direction perpendiculaire à l'interface et à l'intérieur de la couche GaAs est obtenue à partir de la résolution de l'équation de poisson prenant en compte la densité de charges $\rho(z)$ qui s'écrit [14]:

$$\rho(z) = -q \times \sum_{i=0}^{\infty} n_i \times |\phi|^2(z) \quad (\text{II-16})$$

Où ϕ_i est l'amplitude de la fonction d'onde solution de l'équation de Schrödinger et n_i la concentration d'électrons correspondant à chaque niveau quantique. n_i est donnée par l'expression suivante :

$$n_i = \left(D_{\text{état}} \times \frac{k_b \times T}{q} \right) \times \ln \left[1 - \exp \left(\frac{E_F - E_i}{k_b \times T} \right) \right] \quad (\text{II-17})$$

D'un système Où Détat est la densité d'état dans l'espace des énergies qui s'écrit dans le cas 2D pour une sous-bande $D_{\text{état}} = \frac{q \times m_e}{\pi \times \hbar^2}$ Dans un système 2D $D_{\text{état}}$ est une constante en fonction de l'énergie. E_i est l'énergie de la ième sous bande qui s'écrit dans le cas de l'approximation d'un puits triangulaire :

$$E_i = \left(\frac{\hbar^2}{2 \times m_n^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3}{2} \pi \times q \times E_s \times \left(i + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3} \quad (\text{II-18})$$

E_s est le champ électrique de surface.

La variation de E_s en fonction de la densité de porteurs n_s est donnée par le théorème de Gauss :

$$\varepsilon \times E_s = n_s \times q = q \times \sum_{i=0}^{\infty} E_i \quad (\text{II-19})$$

Il a été montré qu'au moins 80% des électrons occupent les deux premières sous- bandes E_0 et E_1 . En combinant les deux dernières équations (II-18) et (II-19) les deux niveaux d'énergies E_0 et E_1 s'expriment comme suit :

$$E_0 = A_0 \times (n_s)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{II-20})$$

$$E_1 = A_1 \times (n_s)^{\frac{2}{3}} \quad (\text{II-21})$$

A_0 et A_1 sont des constantes qui dépendent du matériau. Pour une couche GaAs non dopée les valeurs de A_0 et A_1 sont respectivement :

$$A_0 = 2.5 \cdot 10^{-12} (S.I)$$

$$A_1 = 3.5 \cdot 10^{-12} (S.I)$$

La densité surfacique de charges accumulées dans le puits de potentiel s'écrit alors :

$$n_s = D_{\text{état}} \times \frac{k_B \times T}{q} \times \ln \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{k_B \times T} \right) \right] \times \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{k_B \times T} \right) \right] \right\} \quad (\text{II-22})$$

La résolution de cette équation dans laquelle les niveaux énergétiques E_0 et E_1 sont liés à n_s par les relations des deux équations (II-20) et (II-21), conduit à une équation du second degré en $\exp \left(\frac{E_F}{k_B \times T} \right)$. La solution de cette équation permet de déterminer les valeurs de E_F en fonction de n_s pour une température donnée. Drummond et al, ont proposé une loi approchée traduisant la variation de la densité surfacique de charge en fonction du niveau de Fermi. Il s'agit d'une approximation linéaire :

$$E_F = \Delta E_{F_0}(T) + a \times n_s \quad (\text{II-23})$$

Avec

$$a = 0,125 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{m}^2 \quad \text{et} \quad \Delta E_{F_0}(T) (\text{eV}) = 0,03 \times \left(1 - \frac{T}{300} \right) \quad (\text{II-24})$$

Cette approximation linéaire aboutit au modèle linéaire de contrôle de charge.

II-6-4 Contrôle de la densité surfacique de charge du gaz 2D par la tension de grille.

En utilisant l'équation donnant n_s (II-23) et en tenant compte de la linéarité de la variation du niveau de Fermi avec n_s (II-24) nous obtenons finalement :

$$n_s = \frac{\varepsilon}{q \times (d + \Delta d)} \times (V_{gs} - V_{th}) \quad (\text{II-25})$$

Avec : $\Delta d = \frac{\varepsilon \times a}{q} \cong 80 \text{ \AA}$ la distance effective entre l'hétérojonction et le gaz 2D.

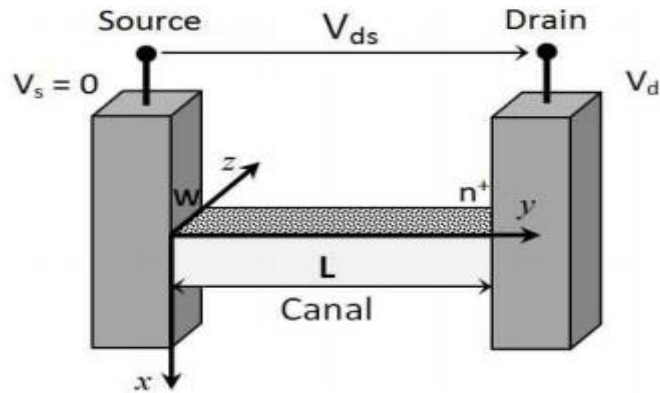


Figure II-13 : Variation de la densité d'électrons dans un canal d'une structure polarisée [14]

Le courant de drain I_d , s'écrit :

$$I_d = w \times q \times n \times v \tag{II-32}$$

w : la largeur du canal,

v : la vitesse d'entraînement des porteurs donnée par : $v = -\mu \times E = \mu \times \frac{V_{ds}}{dy}$

En explicitant la densité d'électrons, le courant de drain s'écrit :

$$I_d = w \times q \times \mu \times \beta \times (V_g - V_{th} - V_{ds}(y)) \times \frac{V_{ds}}{dy} \tag{II-33}$$

Pour avoir $I_d(V_g, V_d)$, il suffit d'intégrer l'expression précédente sur toute la longueur du canal (L) :

$$I_d = \frac{w \times q \times \mu \times \beta}{L} \times \left[V_g - V_{th} - V_d - \frac{V_d^2}{2} \right] \tag{II-34}$$

Chapitre III

Résultats de la simulation.

III-1. Introduction

Ce chapitre est consacré à la présentation et l'interprétation des résultats obtenus sur différentes hétérostructures. Nous présentons l'étude faite sur deux structures où nous avons analysé les effets des différents paramètres technologiques tels que le dopage N_d et la teneur de l'aluminium «m» sur la densité n_s du 2DEG, et sur la tension de seuil V_{th} .

III.2 Résultats et discussions

III.2.1 Etude des caractéristiques électriques de la structure I

La figure III.1 montre la structure I, où :

- d_1 est l'épaisseur de la couche d'AlGaAs non dopée appelée espaceur,
- d_2 est l'épaisseur de la couche donneuse (AlGaAs dopée),
- d_3 est l'épaisseur de la couche (AlGaAs non dopée)
- d_4 est l'épaisseur de la couche du GaAs appelée «cap layer»

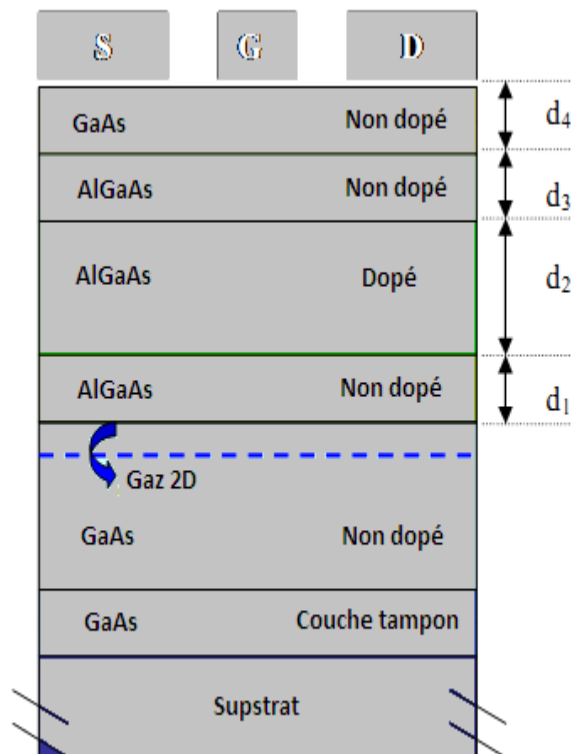


Figure III.1 : Structure I – Schéma en coupe

III.2.1.1 Evolution de la Densité n_s du 2DEG pour différents paramètres

III.2.1.1.1 Densité du 2DEG en fonction de la fraction molaire « m » pour différentes valeurs d2

La figure III.2 présente les variations de la densité de porteurs n_s dans le gaz bidimensionnel d'électrons n_s en fonction de la fraction molaire d'aluminium m pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d_2 .

On remarque que la densité du 2DEG augmente avec l'augmentation de la fraction molaire d'aluminium m avec une pente variable. On observe que l'effet de l'épaisseur d_2 est important pour les faibles valeurs de « m »

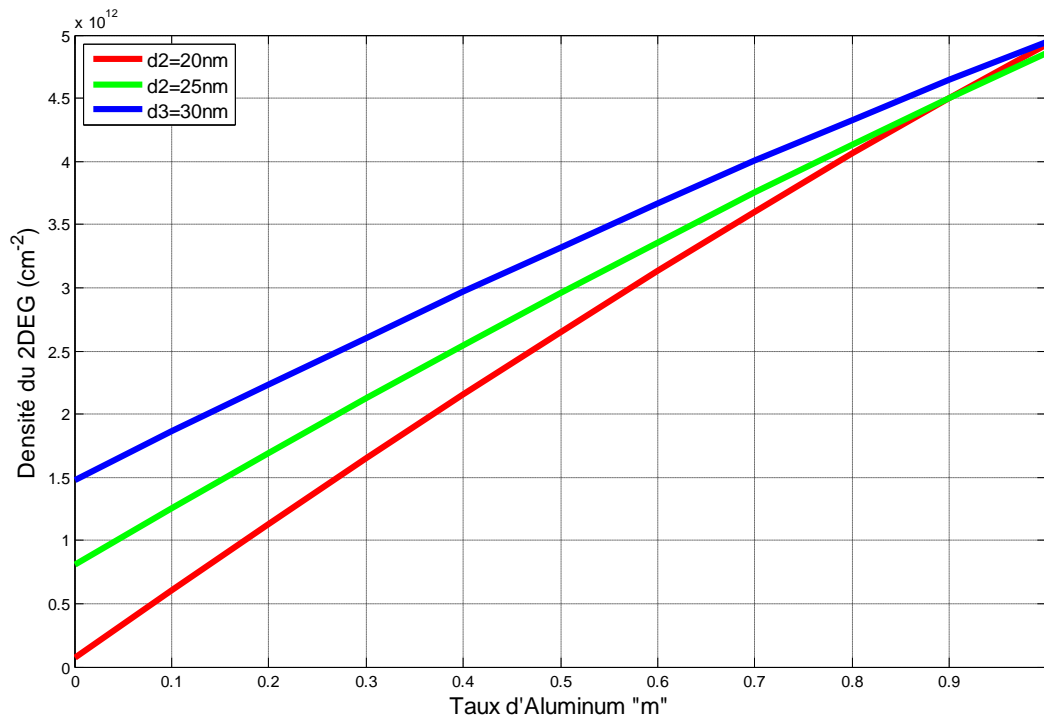


Figure III.2: variations de la densité de porteurs n_s en fonction m

III.2.1.1.2 Densité du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d2 pour Différentes valeurs de ND

Les variations de la densité de porteurs ns dans le 2DEG en fonction de l'épaisseur de la Couche dopée d'AlGaAs pour différentes valeurs de ND, pour une valeur de la fraction Molaire d'aluminium m égale à 0.23 sont représentées sur les figures III.3.

On remarque que l'augmentation de l'épaisseur d2 de la couche dopée induit une grande valeur de la densité ns du 2DEG, cette densité prend des valeurs plus importantes quand m la fraction molaire de l'aluminium et ND croissent en même temps.

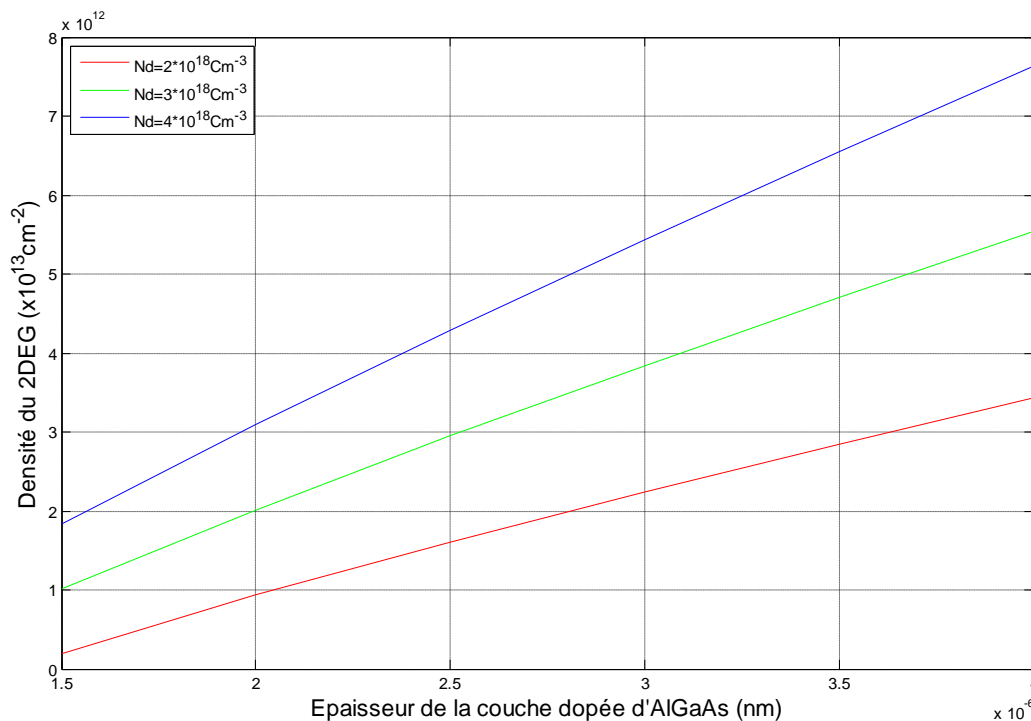


Figure III.3 : Variation de la densité ns en fonction de la l'épaisseur de la couche dopée d2 pour différentes valeurs de Nd.

Une combinaison d'une grande valeur de d2 avec une petite valeur de Nd, où une petite valeur de d2 avec une grande valeur de Nd peut donner la même valeur de la densité ns du 2DEG, cependant, la première combinaison est préférable parce qu'elle limite l'effet des donneurs profonds et réduit les phénomènes liés au dopage [15]

III.2.1.1.3 Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G

a) Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de m

Les variations de la densité de porteurs n_s dans le 2DEG en fonction de la tension de grille V_G

Et pour différentes valeurs de m sont données dans la figure III-4

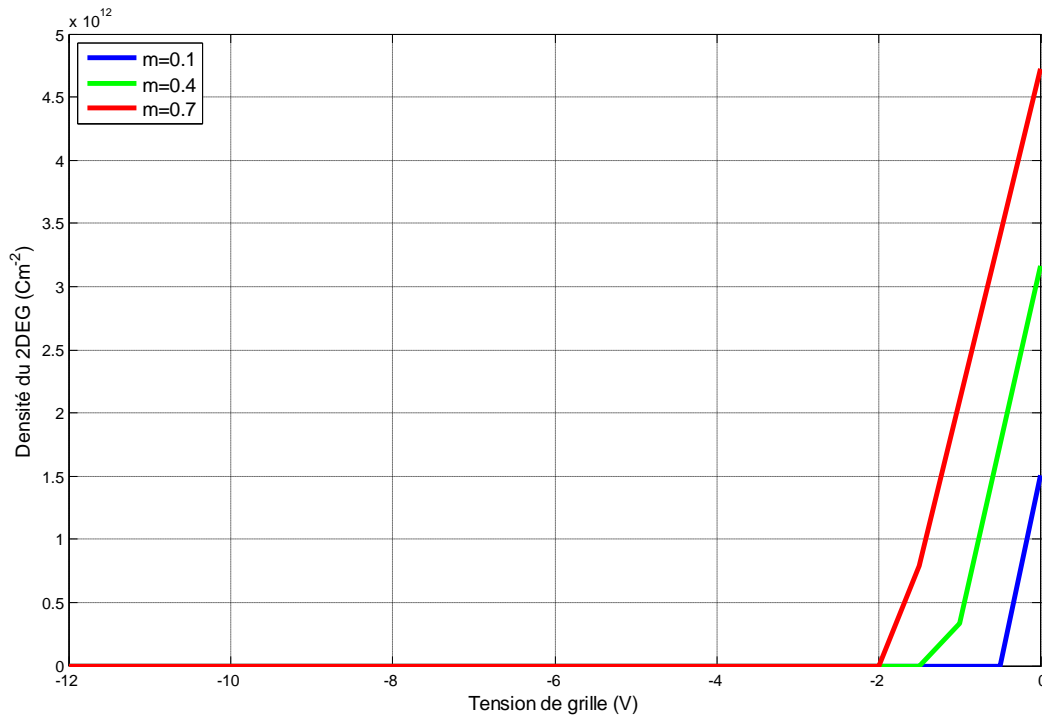


Figure III.4 Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de m

On remarque que la densité du 2DEG augmente avec l'augmentation de la valeur de la fraction molaire m et que la valeur de la tension de seuil se déplace vers les valeurs les plus négatives. Ainsi une grande valeur de « m » produit un grand gap et ceci conduit à une grande discontinuité de la bande de conduction ce qui donne un meilleur confinement d'électrons dans le puits de potentiel, par conséquent, des valeurs plus élevées de la densité du 2DEG. La pente des courbes $n_s - V_G$ nous permet de retrouver la valeur de la capacité de la structure. Cependant, l'introduction d'une grande quantité de l'aluminium dans la couche de l'AlGaAs va créer des défauts et des dislocations dans les couches de la structure.

b) Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de d_2

La figure III.5 représente les variations de la densité du 2DEG en fonction de la tension V_G appliquée à la grille pour différentes valeurs d'épaisseurs de la couche dopée d_2 . Avec, $m = 0.25$ et $N_d = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

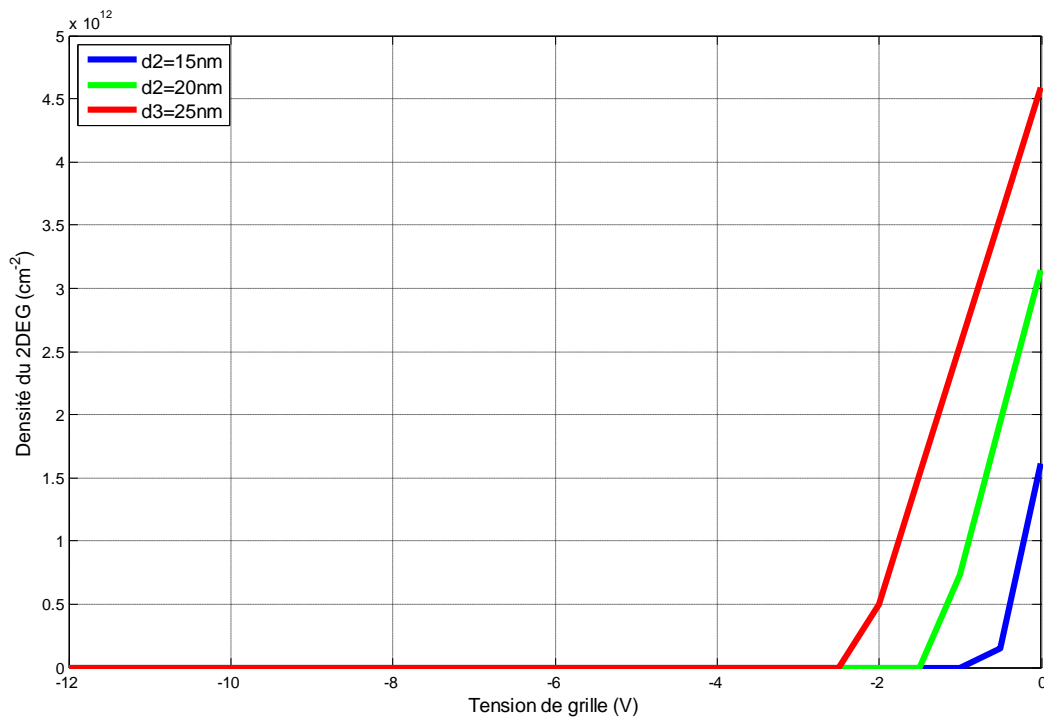


Figure III.5 Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de d_2

On observe que l'augmentation de l'épaisseur de la couche dopée d_2 fournit une grande densité du 2DEG et que la tension de seuil du transistor HEMT se déplace vers les valeurs les plus négatives. En plus, on constate une forte dépendance des pentes des courbes «nS - V_G » avec l'épaisseur de la couche dopée d_2 . Ainsi, pour une valeur de « V_G » supérieure à la tension de seuil, la pente décroît quand d_2 augmente. Ces pentes sont directement liées à la capacité de la structure [15].

III.2.1.2 Evolution de la tension de seuil V_{th} pour différentes valeurs d_2

III.2.1.2.1 Tension de seuil en fonction de la fraction molaire m pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs d_2

La figure III.6 présente les variations de la tension de seuil V_{th} en fonction de la fraction Molaire m , pour plusieurs valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs.

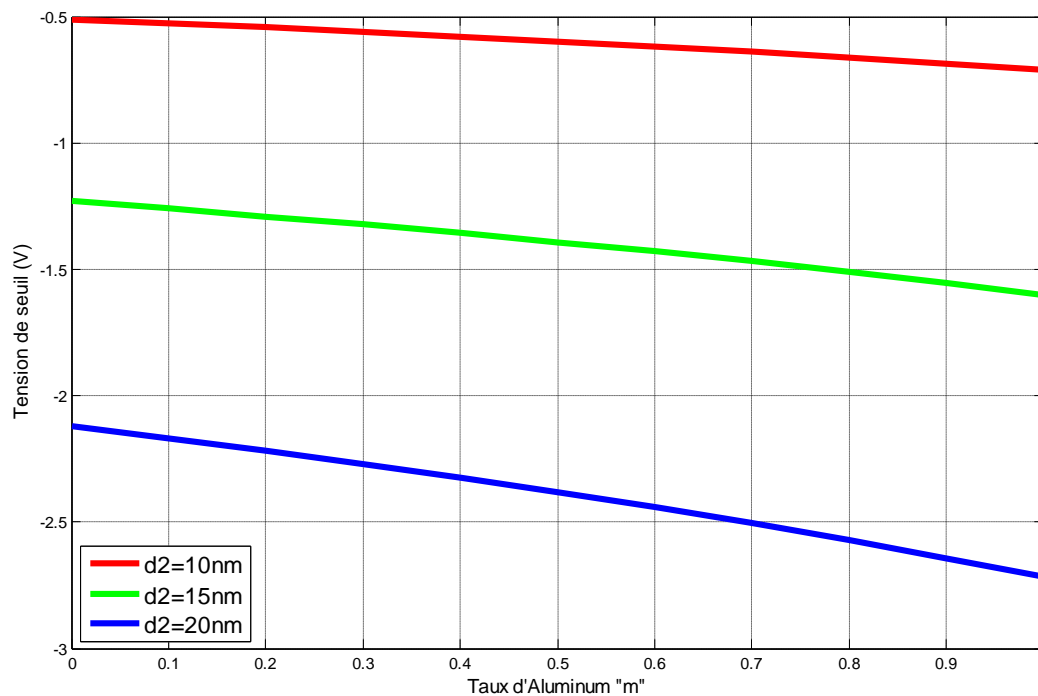


Figure III.7 : Variation de la tension de seuil en fonction de la fraction molaire « m » pour Différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée

On remarque que la tension de seuil décroît lorsque la fraction molaire augmente. La figure montre aussi, que de l'épaisseur de la couche d'AlGaAs dopée, la tension de seuil diminue.

Ainsi pour $m = 0.20$, la tension de seuil V_{th} passe de -0.6 V pour $d_2 = 10$ nm à -2.2 V pour $d_2 = 20$ nm.

III.2.1.2.2 Tension de seuil en fonction de N_D pour différentes valeurs d_2

L'évolution de la tension de seuil en fonction de la concentration des atomes dopants dans la couche d'AlGaAs est présentée dans la figure III.7

On observe que la tension de seuil diminue avec l'augmentation de la concentration du dopant dans la couche d'AlGaAs. Cependant, cette diminution est plus remarquable quand l'épaisseur de la couche croît, par exemple pour $N_D = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ V_{th} passe de -1.7 V quand $d_2 = 20$ nm à $V_{th} = -3.7$ V quand $d_2 = 30$ nm

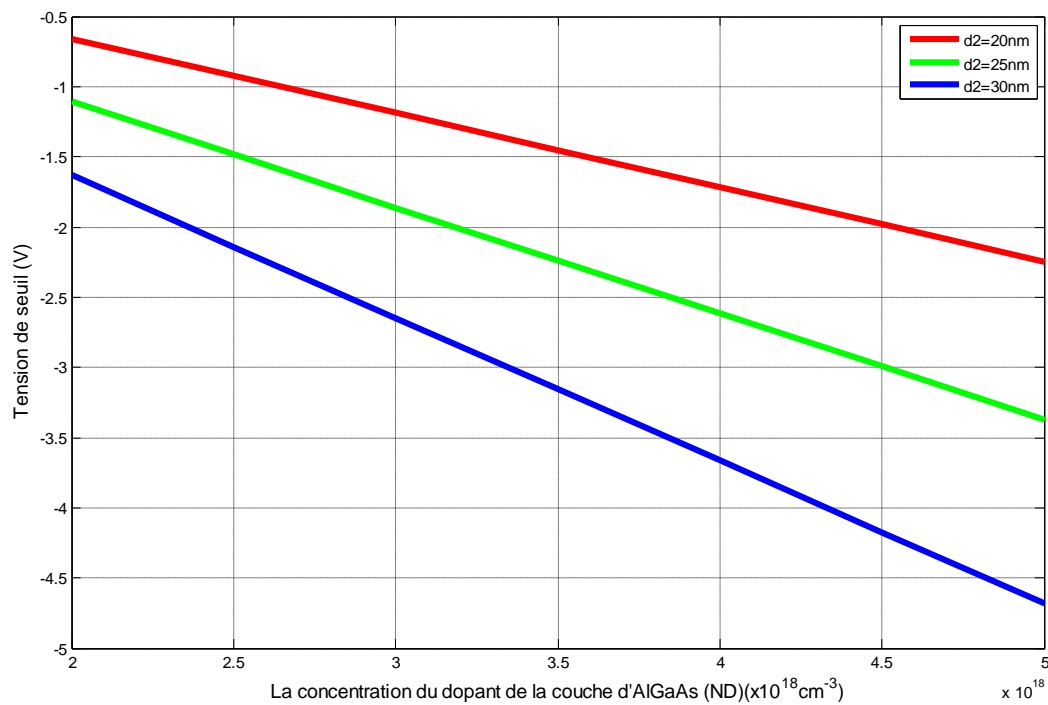


Figure III.8 : Variation de la tension de seuil en fonction de la concentration du dopant dans la couche d'AlGaAs pour différentes valeurs de d_2

La tension de seuil prend des valeurs irréalisables dans la pratique en augmentant la concentration du dopant de la couche dopée [15]. Ceci est peut être dû au fait que pour les structures réelles le pincement du canal est gouverné par les courants de fuites. Si ces courants

Sont pris en considération, les valeurs de la tension sont plus grandes que celles observées dans les structures réelles [15].

III.2.1.2.3 Tension de seuil en fonction de d_2 pour différentes valeurs N_d

L'évolution de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d_2 d'AlGaAs est présentée dans la figure III.9

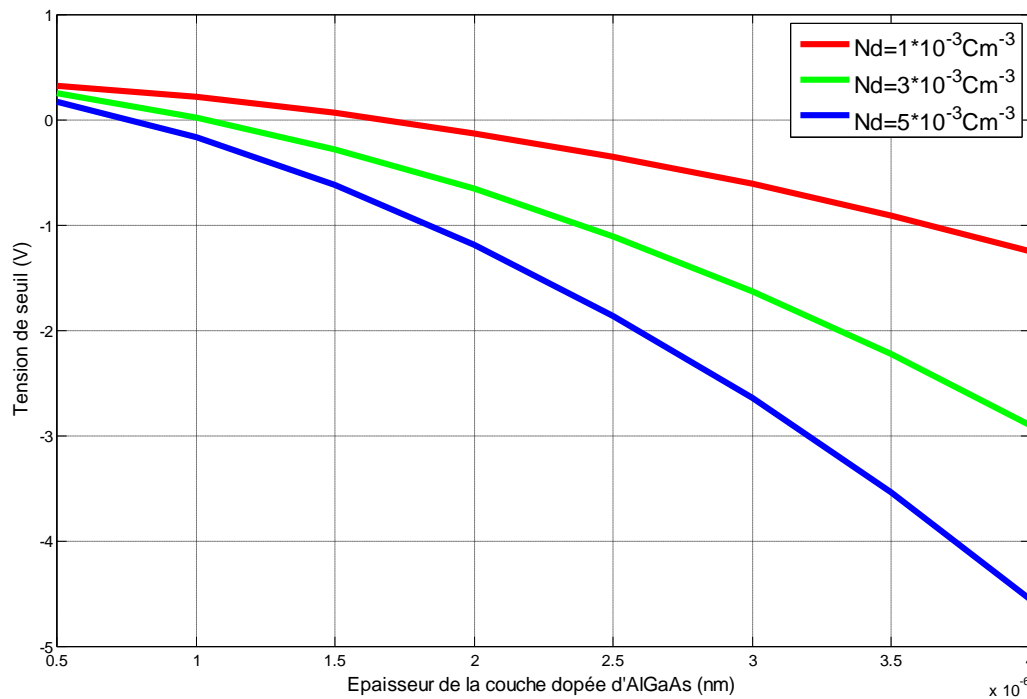


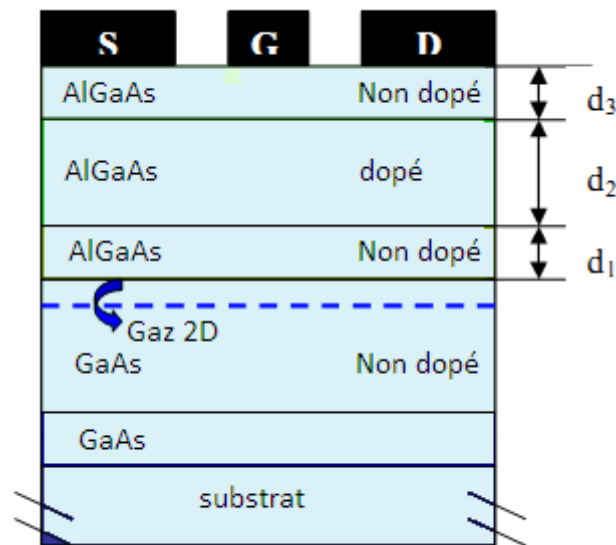
Figure III.9 : Variation de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur d_2

On observe une forte diminution de la tension de seuil quand l'épaisseur de la couche dopée d_2 augmente

III.2.3 Effet de la suppression de la couche cap layer (structure II)

La figure III.1 montre la structure I, où :

- d_1 est l'épaisseur de la couche d'AlGaAs non dopée appelée espaceur,
- d_2 est l'épaisseur de la couche donneuse (AlGaAs dopée),
- d_3 est l'épaisseur de la couche (AlGaAs non dopée)



Suppression de la couche cap layer

La couche appelée (Cap layer) est une couche de GaAs superficielle, non intentionnellement dopée de type n, et de petit gap. Cette couche est déposée dans le but d'avoir de bons contacts ohmiques de drain et de source d'une part, d'autre part, sa présence induit une diminution de la résistance d'accès, ce qui donne une bonne jonction Schottky de la grille.

III.2.3.1 La densité n_s du 2DEG en fonction de « d_2 » pour différentes valeurs de m :

La figure III.10 montre les variations de la densité n_s du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d'AlGaAs d_2 pour différentes valeurs de m de la (str **I**) et (str **II**).

La première remarque, qu'on peut donner, est que le comportement des deux structures est le même vis-à-vis des variations de l'épaisseur de la couche dopée d_2 et celle de la fraction molaire d'aluminium « m ». La deuxième remarque est que les courbes des deux structures str **I** et str **II** sont très proche et ceci pour m faible. Mais, si m prend des valeurs supérieures, un écart entre les courbes est constaté et spécialement pour les petites épaisseurs de la couche donneuse. Ceci peut être due à une chose, c'est que l'augmentation du taux d'aluminium m produit une grande densité de porteurs libres, mais la diminution de l'épaisseur de la couche donneuse engendre une diminution de la mobilité de ces derniers.

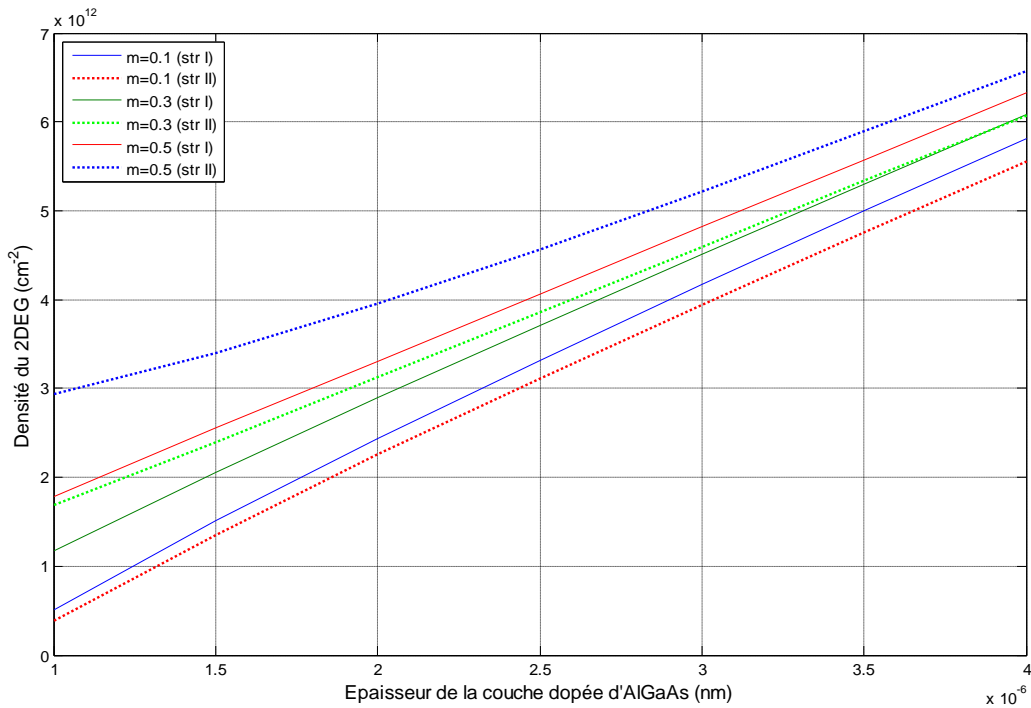


Figure III.10 Variation de la densité n_s du 2DEG en fonction de l'épaisseur de la couche Dopée d'AlGaAs d_2 pour différentes valeurs de m

III.2.3.2 La Densité n_s du 2DEG en fonction de d_2 pour plusieurs valeurs N_d

Dans la figure III.11, on présente les variations de la densité du 2DEG de la structure **I** (str **I**) et la structure **II** (str **II**) en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d_2 , pour plusieurs valeur de N_d .

On remarque que les courbes des deux et la structure, str **I** et str **II** sont pratiquement superposées quelque soit la valeur de d_2 et la concentration du dopant « N_d ».

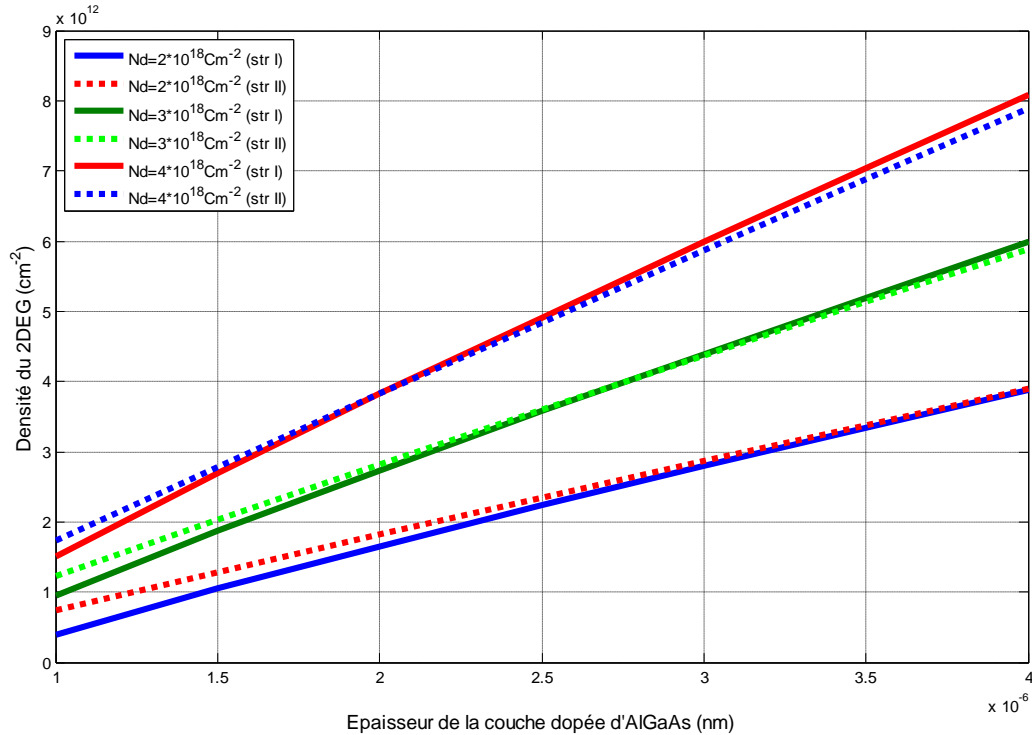


Figure III.11: Evolution de la densité n_s du 2DEG en fonction de d_2 pour différentes valeurs de « N_d » pour (str I) et (str II).

III.2.3.3. Tension de seuil en fonction de N_D pour différentes valeurs d_2

L'évolution de la tension de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche dopée d_2 d'AlGaAs est présentée dans la figure III.12, pour la structure (strII).

On remarque que la tension de seuil a le même comportement vis-à-vis la concentration du dopage Nd c'est-à-dire qu'elle diminue quand Nd augmente. On peut remarquer aussi une superposition des courbes de la (strI) et (strII) pour les faibles valeurs de Nd, par contre pour des valeurs de dopage importante, un écart remarquable entre les deux courbes est dû à la diminution de l'épaisseur totale D dans la deuxième structure.

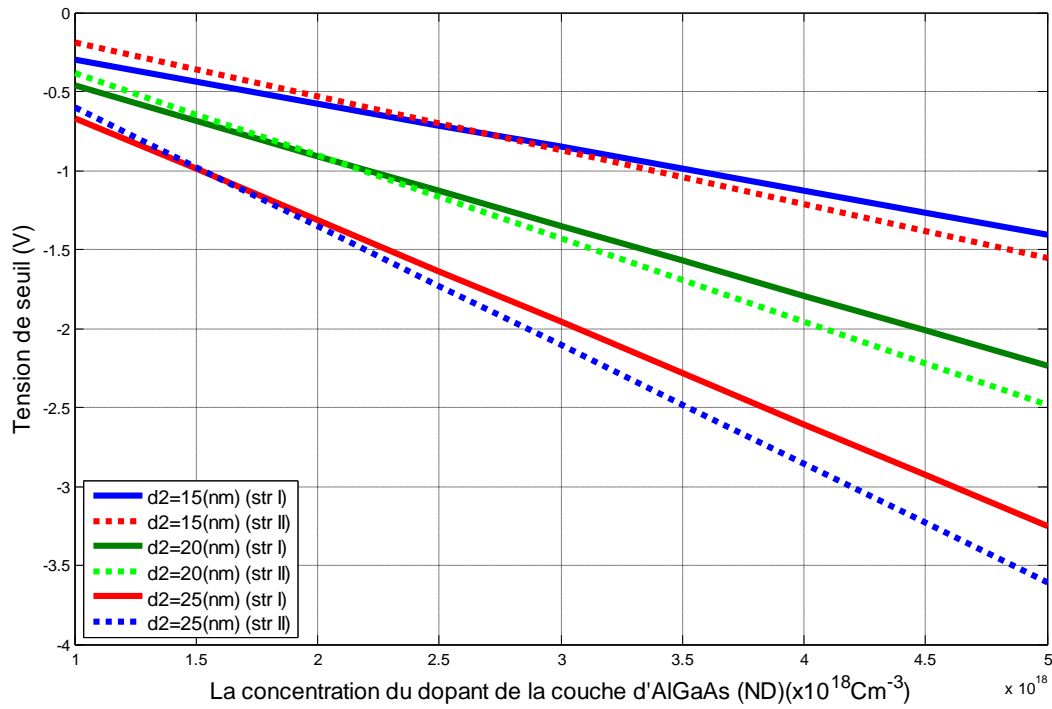
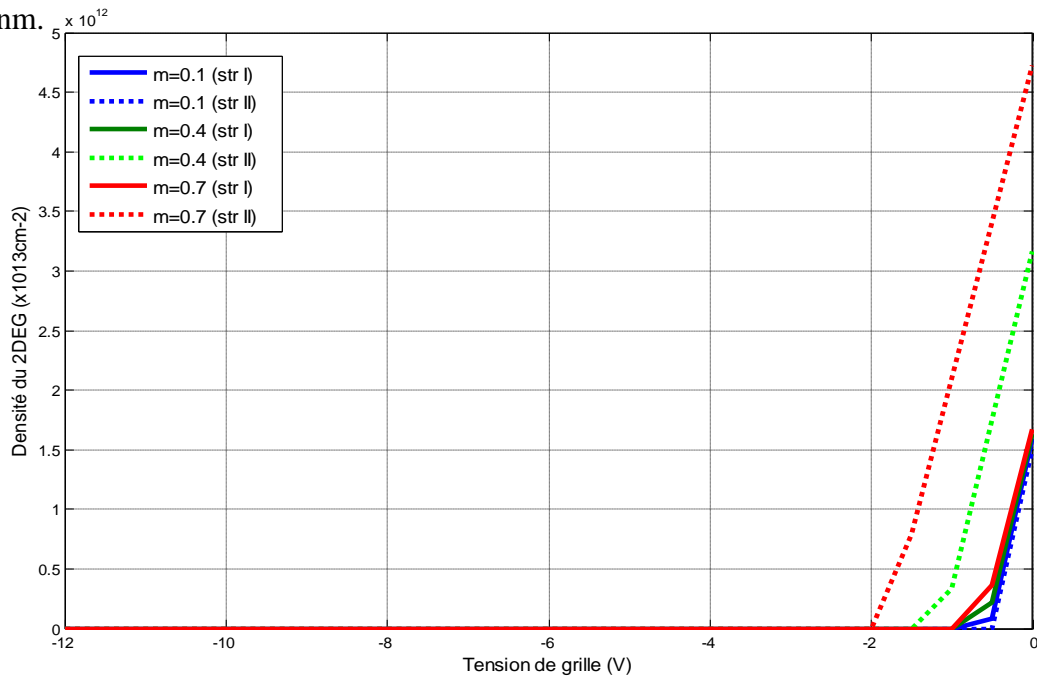


Figure III.12 : Tension de seuil en fonction de N_D pour différentes valeurs d_2

III.2.3.3.a) Densité du 2D en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de m

La figure III.13 illustre les variations de la densité du 2DEG en fonction de la tension de Grille V_G , pour différentes valeurs de la fraction molaire « m », avec $N_d = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $d_2 = 10 \text{ nm}$.

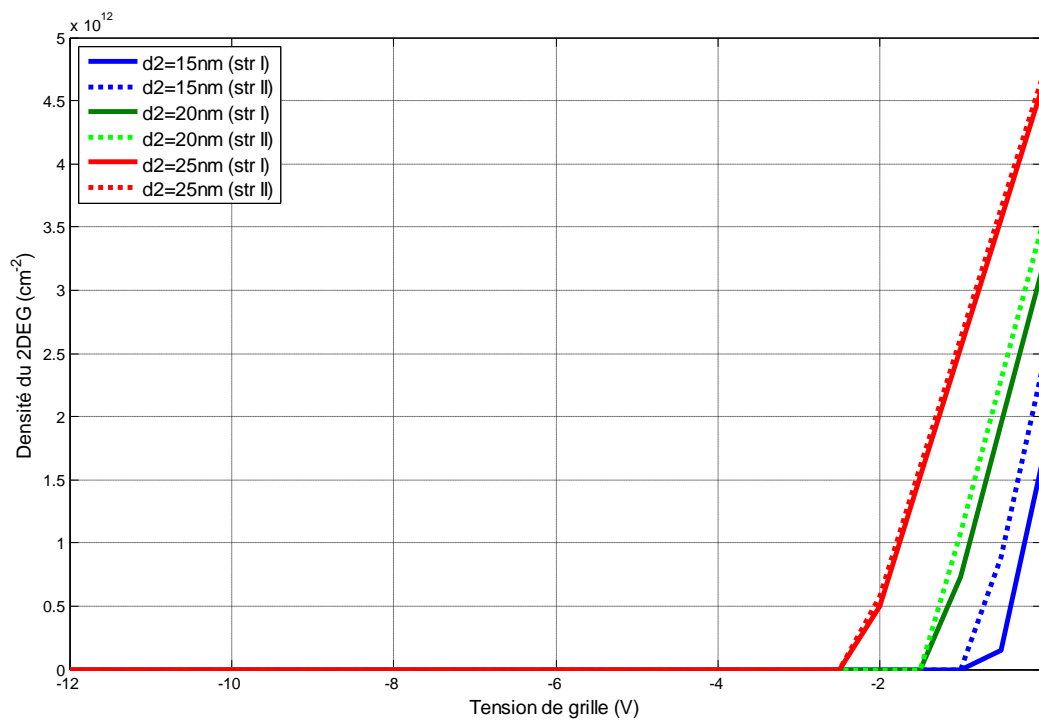


La figure III.13 : Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de m

On remarque que, l'effet dominant est celui de la variation de la fraction molaire. En effet, pour une tension de grille constante, si on fait varier m , la densité du 2DEG de la structure **II** est plus importante que celle de la structure **I** et ceci pour des grandes valeurs de m .

III.2.3.3.b) Densité du 2D en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de d_2

La figure III.14 illustre les variations de la densité du 2DEG en fonction de la tension de grille V_G , pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche dopée d_2 , avec $N_d = 5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ et $m = 0.25$.



La figure III.14 Densité du 2DEG en fonction de la tension grille V_G pour différentes valeurs de d_2

On remarque que contrairement à la courbe précédente la densité du 2DEG de la structure **II** diffère peu de celle de la structure **I** surtout pour des grandes valeurs de d_2 , pour une épaisseur d_2 de 25nm les courbes de la structure **I** et **II** se superposent.

Conclusion générale.

CONCLUSION GENERALE

Ce mémoire avait pour but une étude comparative dans les transistors HEMTs de la filière Arséniure de Galium. L'objectif visé était de faire une étude comparative de deux différentes structures de transistor HEMT issues d'une structure générale et de mettre en évidence l'effet de la suppression d'une couche qui constitue ces structures. Ainsi nous avons étudié l'influence des différents paramètres technologique sur deux facteurs descriptifs de l'hétérojonction à savoir la densité n_s du gaz 2DEG et la tension de seuil V_{th} .

Les résultats de simulations obtenus, sur les différentes structures étudiées, sont Présentés. Dans la première partie, on a étudié l'influence des différents paramètres sur Les caractéristiques électriques de la structure I qui contient 4 couche (y compris la couche cap layer).

Dans la deuxième partie, l'étude avait pour but l'analyse des effets de la dite cap layer sur le comportement du transistor. A partir des résultats de simulation on a constaté que cette couche n'a pas une grande influence sur le comportent des transistors HEMT GaAlAs /GaAs.

BIBLIOGRAPHIE.

BIBLIOGRAPHIE

[1] 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 de l'Université de Reims Champagne-Ardenne ; mai 2005

[2] S.DEHIMI : 'Etude de lasers à base des composés 'semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP)'

Memoire de magister de l'Université de Batna ; 2011

[3] R.AOUATI : 'Etude de l'interaction électron-matière des nanostructures de l'arséniure de gallium'

Thèse de l'Université de Mentouri de Constantine ; septembre 2011

[4] R. Castagné et all, 'Circuits Intégrés en arséniure de Gallium Physique, technologie et règles de conception'

Masson et Cinet ENST Paris, 1989

[5] H. Mathieu, 'Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques'

Masson, 1987.

[6] G. Bastard, 'Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures'
les éditions de physique, paris, 1988.

[7] O. pajona, 'transistors HEMT métamorphiques sur substrat GaAs pour applications de telecommunications à très haut débit : mesure statiques et dynamiques pour intégration des effets parasites dans des modèles'

Thèse de l'Université de limoges, Mai 2006

[8] C. Teyssandier , 'Contribution à la modélisation non-linéaire de transistors de puissance HEMT Pseudomorphiques sur substrat AsGa : Analyse des effets parasites'

Thèse de l'Université de limoges, Mars 2008

[9] C. A. Mead 'Schottky barrier gate field effect transistor'

Proc. IEEE, Vol. 59, pp. 307-308, 1966

[10] W. Baechtold, K. Daetwyler, T. Forster, T. O. Mohr, W. Walter, P. Wolf

'Si and GaAs 0.5 μ m gate Schottky-barrier field-effect transistors'

Electron. Lett., Vol. 9, pp. 232-234, 1973

[11] T. Mimura, S. Hiyamizu, T. Fujii, K. Nanbu

'A new field-effect transistor with selectively doped GaAs/n-Al_xGa_{1-x}As heterojunctions'

Jpn. J. Appl. Phys., n. 19, L.225-7, 1980

[12] S. Khemissi, 'Modélisation non linéaire des composants à effet de champs'

Thèse de l'Université de Mentouri de Constantine ; juillet 2009

[13] E. BYK, 'Méthodes d'analyses couplées pour la modélisation globale de composants et modules millimétriques de forte puissance'

Thèse de l'Université de Limoges, Décembre 2002

[14] S. Mouetsi, Contribution à l'étude du bruit basse fréquence dans des hétérostructures AlGaAs/GaAs/AlGaAs

Thèse de l'Université de Reims Champagne-Ardenne, novembre 2010

[15] F. Djefdjouf, 'modélisation de l'hétérostructure HFET AlGa_N/Ga_N incluant les effets électriques'

Mémoire de magister de l'Université de Constantine ; 2007