

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي
Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique

جامعة سعد دحلب البلدية
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Projet de Fin d'Études

présenté par

OUAHIB Ismail

&

MANSOURI Mesbah

pour l'obtention du diplôme de Master II en Réseaux et Télécommunications

Thème

Etude et Simulation des structures AlGa_N/Ga_N pour les HEMTs.

Proposé par: Pr.AISSAT Abdelkader et Mr. EL-BEY Moussa

Année Universitaire 2011-2012

*Nous Remercions, En Premier Lieu,
Notre Dieu Allah Qui A Fait Que Nous
Soyons Des Musulmans Et qui A Illumine
Notre Chemin De La Lueur Du Savoir Et
De La Science*

Le travail présenté dans ce mémoire a été effectué au Laboratoire : Optoélectronique de l'Université Saad Dahlab Blida. Nous remercions les enseignants Aissat A, El-Bey, Nacer et Ferdjani, de nous avoir accueillis dans leur laboratoire. Nous remercions particulièrement le doctorant B.Rachid pour nous avoir donné la chance de travailler au sein de centre de télécommunication spatiale et pour nous avoir permis d'avoir durant cette année universitaire des conditions de travail et d'encadrement idéales.

Nous remercions les enseignants du département d'électronique, membres du jury d'avoir accepté de juger le présent travail.

Un remerciement spécial à : Mme Belbadaoui pour sa contribution à la correction de ce travail.

Nos remerciements s'adressent également à tous nos amis d'études et collègues de travail pour leur soutien moral et leurs conseils amicaux.

Nous terminerons par nos parents qui nous ont épaulés pendant nos études et qui ont su être présent durant les moments difficiles.

ملخص:

الهدف من هذا العمل هو دراسة طريقة للخصائص حتى نستطيع من خلالها شرح تصرف الترانزستورات ذات الحركة العالية HEMT و معرفة حدود هذه التكنولوجيا. تعتبر هذه الترانزستورات في السنوات الأخيرة من أهم المركبات في التطبيقات التي تحتاج إلى توتر و طاقة عالية جدا. قمنا بتقديم ظاهرتي التقطيب العفوي و الكهربيضغطي اللتان تميزان هذه الترانزستورات بهدف حساب كثافة الالكترونات بين طبقتي AlGa_N/Ga_N و كذلك دراسة خصائص التيار- كمون الموجودة. تأثير هاتين الظاهرتين على مختلف الطبقات المكونة لهذا المركب المدروس تنتج حركة الكترولونات جد كبيرة .

كلمات المفاتيح: HEMTs GaN; وصلة Schottky; 2DEG;

Résumé :

L'objectif de ce travail est d'étudier une méthode de caractérisation afin d'expliquer le comportement des transistors HEMT de puissance basés sur une hétérostructure AlGa_N/Ga_N et d'identifier les différentes limites liées à cette technologie. Ces transistors sont considérés ces dernières années comme des composants prometteurs pour les applications hyperfréquences qui nécessitent des tensions et des puissances élevées. Nous avons présenté les polarisations spontanée et piézoélectrique afin de simuler la densité de charge à l'interface d'une hétérostructure AlGa_N/Ga_N ainsi que les caractéristiques courant-tension. L'influence des polarisations sur ces couches constituant l'hétérostructure à été étudiée créant une mobilité des électrons très élevée.

Mots clés : HEMTs GaN; contact Schottky; 2DEG.

Abstract :

The objective of this work was to learn a method of characterization in order to explain the behavior of the power HEMT transistor based on an AlGa_N/Ga_N hétérostructure and to identify the various limits of this frequencies applications requiring of the tensions and the high powers. We are presented the spontaneous and piezoelectric properties in order to simulate the carrier dencity at the interface of an AlGa_N/Ga_N hétérostructure. And as the characteristics currant tention. The influence of making polarized in the different layers was studied, create a mobility of electron very raise.

Keywords : HEMTs GaN; Schottky barrier ; 2DEG

Listes des acronymes et abréviations

HEMT	Hight Electron Mobility Tronsistor
Al	Aluminium
AlGaN	Alliage nitrure gallium aluminium
AlN	Nitrure d'Aluminium
GaN	Nitrure de gallium
a_c	Potentiel de déformation dans la bande conduction
a_v	Potentiel de déformation dans la bande valence
m_0	masse de l'électron dans le vide
m^*	masse effective
h	Constant de Planck
E_g	Energie de gap
E_c	Energie de la bande de conduction
E_v	Energie de la bande de valence
E_{hh}	Energie de trous lourds
E_{lh}	Energie de trous légers
E_{so}	Energie de la bande spin-orbite
K	Vecteur d'onde
χ_s	L'affinité du semi-conducteur
a_{sub}, a	Paramètre de maille du substrat
a_{epitax}, a_0	Paramètre de maille de la couche active
BC	Bande de conduction
BV	Bande de valence
ϵ_i	Déformation dans le plan de croissance
ϵ	Déformation dans la direction croissance
ΔE_{HH}	Décalage de l'énergie trous lourds
ΔE_{LH}	Décalage de l'énergie trous légers
λ	La longueur d'onde
n_s	Densité de porteur au seuil
μ	Mobilité
E	Champ électrique
T	Température
V_p	Tension de pincement
V_{ds}	Tension drain source
V_{gs}	Tension grille source
I_{ds}	Courant drain source
$I_{ds_{sat}}$	Courant de drain de saturation
$V_{ds_{sat}}$	Tension de drain de saturation
ΔE_c	Discontinuité de bande de conduction
ΔE_v	Discontinuité de bande de valence
τ	Temps de relaxation
P_{SP}	Polarisation spontanée
P_{PZ}	Polarisation piézoélectrique
q	La charge d'électrons

$e_{11}, e_{33}, e_{13}, e_{33}$	les constantes piézoélectriques
$C_{11}, C_{12}, C_{13}, C_{33}$	les constantes élastiques
(x)	La densité de charge
E_i	Le niveau d'énergie de chaque sous bande
E_F	Le niveau de Fermi
NV	Niveau de Vide
d_d	Epaisseur de la couche donneuse
d_i	Epaisseur de la couche Spacer
$q\phi_m$	Le travail de sortie du métal
$q\phi_s$	Le travail de sortie du semi-conducteur
K	La constante de Boltzmann
	conductivité thermique
Δ_a	Désaccord paramétrique.
ν	Coefficient de Poisson
h_c	Epaisseur critique
Δ_0	Energie de décalage des bandes des trous spin-orbite
$\Delta E_{V,moy}^{hyd}$	Le décalage énergétique de centre de gravité de la bande de valence induit par la contrainte hydrostatique
ΔE_c^{hyd}	Le décalage énergétique de centre de gravité de la bande de conduction induit par la contrainte hydrostatique
Δ_0	l'éclatement Spin-orbite
$\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}$	Les décalages des énergies de gap induits par la contrainte cisaillement
b	Le potentiel de déformation tétragonale
	Paramètre de bowing
σ	conductivité électrique
L	Le nombre de Lorentz
ρ	La résistivité d'un matériau

Table de matières

Introduction générale..... 1

chapitre 1 Nitrure de Gallium

1.1	Introduction	3
1.2	Semiconducteurs III-V	3
1.3	Nitrure de Gallium et ses dérivés ternaires	5
1.4	Structure Cristallographique	7
1.4.1	Structure Wurtzite	7
1.4.2	Blande de Zinc	8
1.5	Propriétés électroniques	9
1.5.1	Bande interdite	9
1.5.2	Variation du gap avec la température	9
1.5.3	Champ critique ou champ de claquage	10
1.5.4	Conductivité électrique, résistivité, conductivité thermique	11
1.5.5	Mobilité des électrons	11
1.6	Propriétés électriques	13
1.6.1	Imapct des polarisations sur le gaz 2DEG	13
1.6.2	Polarisations spontanée et piésoélectrique	13
	a Polarisations spontanée	14
	b Polarisations piésoélectrique	16
	c Densité de charges	17
1.7	Concentration de porteurs dans une hétérojonction AlGa _N /Ga _N	19
	Calcul de la concentration n_s dans le 2DEG	20

Chapitre2 Hétéro-structure AlGa_N/Ga_N

2.1	Introduction	23
2.2	Transistor à effet de champ	23
2.2.1	JFET	24

2.2.2	MOSFET	25
2.2.3	MISFET	25
2.2.4	MESFET	26
2.2.5	HEMT	26
2.3	HEMT AlGa _N /Ga _N sur substrat SiC	27
2.3.1	Principe de fonctionnement	27
2.3.1.1	Contact Schottky	27
2.3.1.2	Hétérojonction AlGa _N /Ga _N et gaz a deux dimension (2DEG)	31
2.3.2	Description des couches	34
a	couche cap layer	35
b	couche Schottky	35
c	couche donneuse	36
d	couche Espaceur	36
e	couche canal	37
f	couche tampon	37
g	couche Substrat	37
2.3.3	Choix du substrat	38
a)	le silicium (Si)	38
b)	saphir (Al ₂ O ₃)	39
c)	Carbure de silicium (SiC)	39
d)	Diamant	40
e)	Les sbstrats composites	41
2.4	Effet de la contrainte sur le gap et couche épitaxiée	41
2.4.1	Notion de la contrainte	41
2.4.2	Effet de la contrainte sur a couche épitaxiée (Epaisseur critique)	43
2.4.3	Effet de la contrainte sur le gap	43
2.5	Conclusion	48

Chapitre 3 Etude des caractéristiques I(V) 49

3.1	Introduction	49
3.2	Transistor HEMT sous polarisation	49
3.3	Phénomènes limitatifs du HEMT	51
3.3.1	L'ionisation par impact	52

3.3.2 L'effet coude ou effet « kink »	53
3.3.3 Les effets de canal court	53
3.3.4 Effets thermiques	55
3.4 Résultats et discussion.....	56
3.4.1 Paramètres de maille (a) en fonction de la fraction molaire	56
3.4.2 L'effet de la température sur l'énergie de gap (E_g).....	57
3.4.3 La polarisation Spontané (P_{SP}) et piézoélectrique (P_{pz}) en fonction de la fraction molaire.....	58
3.4.4 la densité de charge totale à l'interface $Al_xGa_{(x)}N/Ga$	60
3.4.5 Les discontinuités des bandes de conduction et de valence en fonction de la fraction molaire « x »	61
3.4.6 Désaccord paramétrique $\Delta a/a$	62
3.4.7 Choix du l'épaisseur de la couche épitaxiée (Epaisseur critique).....	63
3.4.8 Comparaison entre le gap et le gap contraint.....	63
3.4.8 Caractéristiques courant-tension.....	65
3.4	
Conclusion.....	
.....66	
Conclusion	
générale.....	
.....67	
Référence	69

Liste des tableaux

Chapitre 1

Tableau 1.1 : Paramètres de maille à 300 K des III-nitrurés en phase hexagonale.....	7
Tableau 1.2: Comparaison des énergies du gap du GaN et AlN en phase hexagonale et cubique à 300 K.....	9
Tableau 1.3 : Paramètres de la bande interdite du GaN et AlN.....	10
Tableau 1.4 : Comparaison des propriétés de différents semi-conducteurs dont le GaN....	13
Tableau 1.5 : Valeurs numériques théoriques de P_{SP}	15
Tableau 1.6 : Liste des paramètres usuellement utilisés pour l' <i>AlN</i> , (<i>h-GaN</i>) et <i>InN</i>	18

Chapitre 2 :

Table 2.1: Le travail de sortie des métaux.....	28
Table 2.2: Les affinités électroniques de certains semi-conducteurs.....	29
Table 2.3: Caractéristique cristallographique des substrats utilisées.....	38

Introduction générale

Le grand développement des systèmes de télécommunication et de transfert d'informations motive la mise au point de systèmes de transmission qui permettent des débits plus élevés sur des distances plus grandes. De ce fait, les transistors utilisés dans ces systèmes doivent fonctionner à des fréquences et des puissances plus élevées. Différents transistors sont apparus pour répondre au mieux aux contraintes des applications visées par ces systèmes.

Ces applications vont des communications GSM (0,8GHz) aux répéteurs de signal pour les communications optiques (>300GHz) en passant par les communications

Sans fil (WLAN) et la télévision satellite (de 1GHz à 30 GHz). Ces transistors diffèrent par leur structure ainsi que les matériaux utilisés. [1]

Pour favoriser la montée en fréquence des transistors, il est nécessaire d'utiliser des structures qui favorisent la mobilité des porteurs ainsi que des matériaux ayant une mobilité des porteurs intrinsèquement élevée.

Les transistors à haute mobilité électronique, HEMT, en nitrure de gallium (GaN) répondent actuellement aux applications allant de 1GHz à 30 GHz [1]. Pour ces applications, les HEMT GaN concurrencent avantageusement les technologies bipolaires et BiCMOS basées sur Si Ge, les LDMOS Si et SiC, ainsi que les PHEMT GaAs. Même si la filière technologique GaN est encore récente, les HEMT GaN semblent prometteurs. Le GaN est un matériau grand gap, 3,4 eV, qui présente donc un champ de claquage élevé. Cette propriété, ajoutée à sa conductivité thermique élevée, $1,3\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$, lui confère des prédispositions pour les applications de forte puissance.

De plus, la structure d'un HEMT permet une augmentation de la mobilité des électrons du canal, qui est constitué du puits quantique formé à l'hétéro-interface AlGaN/GaN.

Ce mémoire est décomposé en trois chapitres, le premier étant destiné aux rappels sur les matériaux III-V, puis la description du nitrure de Gallium ; où nous aborderons son structure cristallographique, ses propriétés électriques et électroniques. A fin de déterminer la concentration des porteurs, on tenant compte les effets des polarisations spontanées et piézoélectriques.

Le deuxième chapitre est consacré à la présentation des transistors HEMTs avec un aperçu physique et géométrique de ces structures, on parlera en premier temps sur les différents types d'un transistor FET, ensuite nous viendrons à la structure d'un HEMT AlGa_N/Ga_N, son principe de fonctionnement, les différentes couches et les choix des substrats qui existent.

D'autre part, on parlera aussi sur l'influence de la contrainte sur quelques paramètres tels que le gap, ou l'épaisseur critique.

Dans le troisième chapitre nous détaillerons les caractéristiques courant-tension et les différents régimes de notre transistor. Puis nous montrerons les phénomènes limitatifs qui génèrent les courants de fuites et dégradent la qualité de notre dispositif.

Un autre aspect sera entamé dans le troisième chapitre qui concerne l'analyse des différents résultats de simulations. On s'intéresse sur les variations de tous les paramètres étudiés en fonction de la concentration d'Aluminium.

En fin, on conclura avec un résumé de l'ensemble de nos résultats et discussions.

Chapitre 1 Le Nitrure de gallium

1.1 Introduction

Afin de répondre à l'exigence croissante des densités de puissance aux hautes fréquences, les chercheurs se sont intéressés aux matériaux à large bande interdite tels que le carbure de silicium SiC ou encore le nitrure de gallium GaN. Ces matériaux présentent une énergie de bande interdite jusqu'à trois fois plus élevée que celle des semi-conducteurs utilisés tels que le silicium Si, le germanium Ge ou l'arséniure de gallium GaAs. En effet, le nitrure de gallium montre une énergie de bande interdite de 3.4 eV contre 1.1eV pour le silicium [2].

Dans ce chapitre nous présentons les deux structures cristallographiques blende de zinc et wurtzite de nitrure du gallium puis nous situons ses différentes propriétés tel que les propriétés électroniques et électriques ; dans ces derniers on va définir les différents paramètres concernant ce matériau comme le champ électrique, conductivité électrique, conductivité thermique, résistivité, mobilité des électrons et à la fin de ce chapitre nous définirons la concentration de porteurs n_s , dans l'hétérojonction AlGaN/GaN qui représente le principal paramètre gouvernant les performances du HEMT, ce qui va nous permettre d'obtenir une meilleure mobilité des porteurs et exactement dans notre cas des électrons.

1.2 Semi-conducteurs III-V

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

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 du type $Ga_xAl_{(1-x)}As$, $Ga_xIn_{(1-x)}As$, ou quaternaires comme $Ga_xIn_{(1-x)}As_yP_{(1-y)}$. La figure 1.1 représente les variations de la largeur de bande interdite de l'alliage en fonction du paramètre cristallin, qui varie lui même avec la composition. Ce diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de 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 : le paramètre cristallin doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure 1.1 permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être épitaxié en couche mince sur les substrats binaires GaN ou InP. [5]

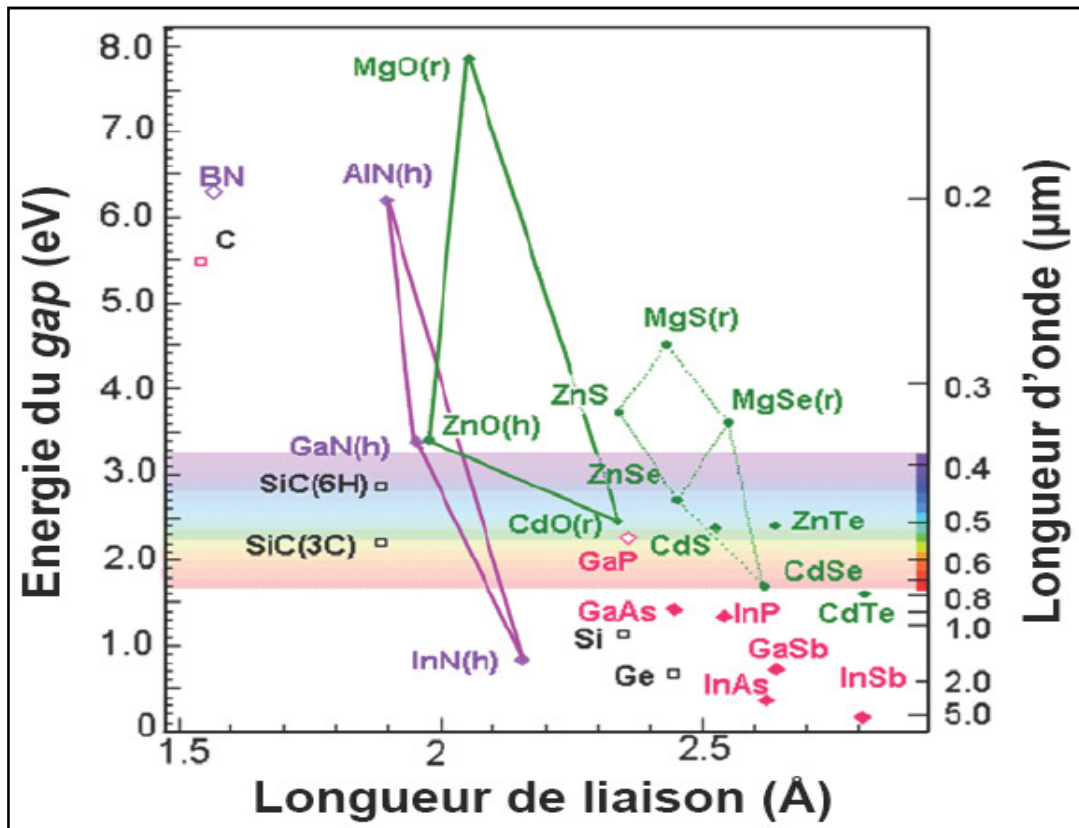


Figure 1.1. Energie de la bande interdite de plusieurs familles de semi-conducteurs en fonction de la longueur des liaisons dans la maille. [6]

1.3 Nitrures de gallium et ses dérivés ternaires

Les différentes caractéristiques qui se trouvent entre les matériaux nitrures N et les autres matériaux sont représentés comme suit :

- Le GaN est un matériau à grand gap lui permettant de fonctionner à forte tension et haute température.
- Il est possible de réaliser des hétérostructures à forte discontinuité de bande de conduction (AlGa_xN, InGa_xN, AlGaIn_xN, ...).
- La forme hexagonale du GaN permet d'obtenir des champs de polarisation très élevés induisant des densités surfaciques de charges très importantes sans dopage intentionnel.

Ainsi les composants HEMT_s à base de GaN sont dédiés aux applications de haute puissance et à haute température à des fréquences allant jusqu'à 40 GHz . Ils sont donc particulièrement adaptés pour la conception d'amplificateurs de station de base dans les systèmes de téléphone mobile [7].

Le GaN possède une bande interdite très importante qui égale à 3,4 eV, ce qui conditionne une bonne tenue en température ainsi qu'une forte capacité à supporter des tensions de polarisation élevées. L'utilisation de matériaux à grande bande interdite permet aussi d'accroître considérablement la discontinuité des bandes. Ainsi la densité de porteurs du gaz d'électrons bidimensionnel devient très importante ($\gg 1 \times 10^{13} \text{ cm}^{-2}$), ce qui entraîne un courant de sortie très élevé. Ce matériau a aussi une grande vitesse de saturation ($\approx 2 \times 10^7 \text{ cm/s}$) à des niveaux de champ électrique importants, ce qui influe directement sur le courant de sortie du transistor et donc sur la puissance [8].

Certains marchés commerciaux et militaires et aérospatiaux, qui peuvent être ciblés par les matériaux à grand Gap sont présentés dans la figure 1.2.

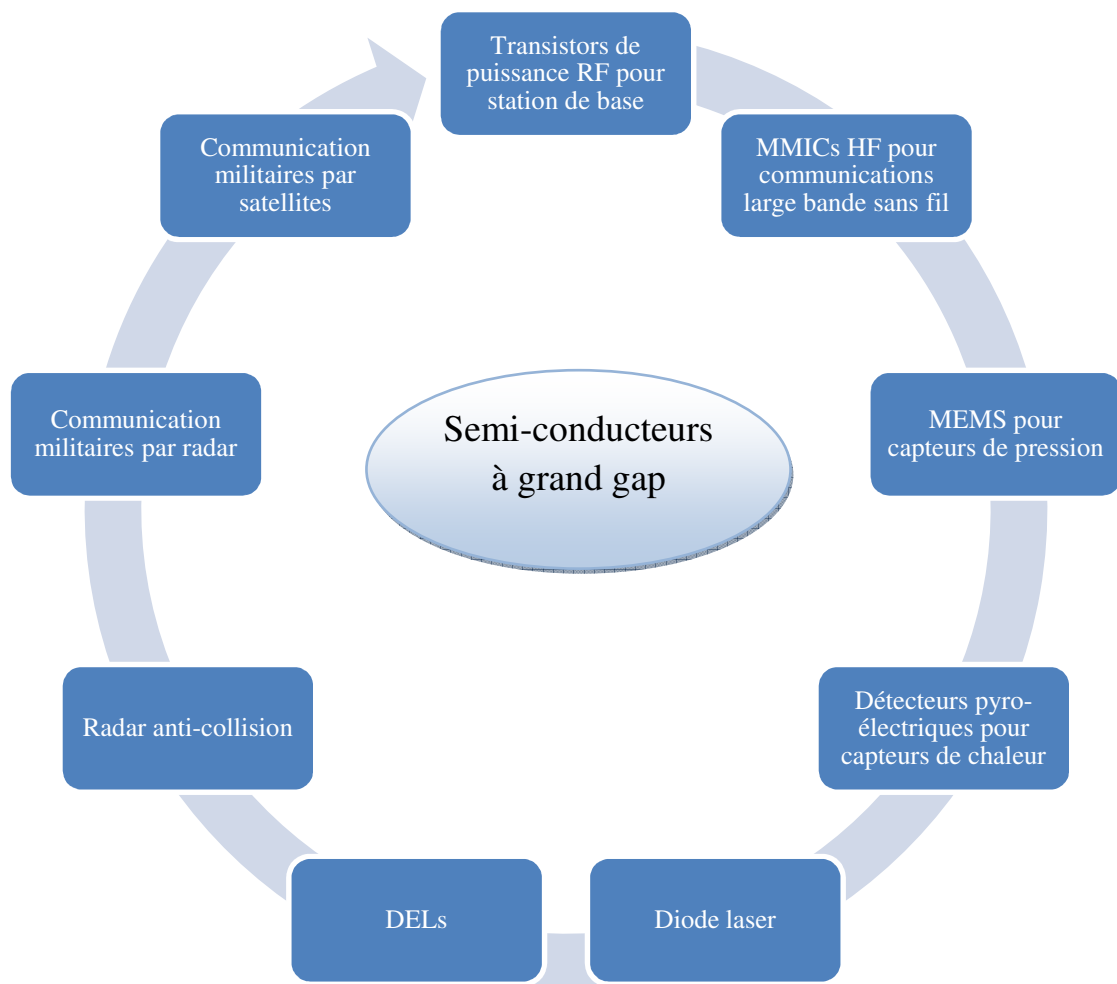


Figure 1.2. Secteurs d'applications des semi-conducteurs à grand Gap. [9]

1.4 Structure cristallographique

Les semi-conducteurs III-nitrurés cristallisent sous deux formes différentes [10] :

- la structure wurtzite (ou 2H ou hexagonale) thermodynamiquement stable et la plus courante.
- la structure blende de zinc (ou 3C ou cubique) thermodynamiquement instable et obtenue en choisissant des conditions de croissance adaptées.

Nous allons s'intéresser à la structure wurtzite qui a été utilisée pour l'élaboration des hétérostructures que nous allons étudier.

1.4.1 Structure wurtzite

Les paramètres de maille du nitrure de gallium (figure 1.3) et du nitrure d'aluminium en phase hexagonale sont donnés dans le tableau 1.1 [11] à température ambiante.

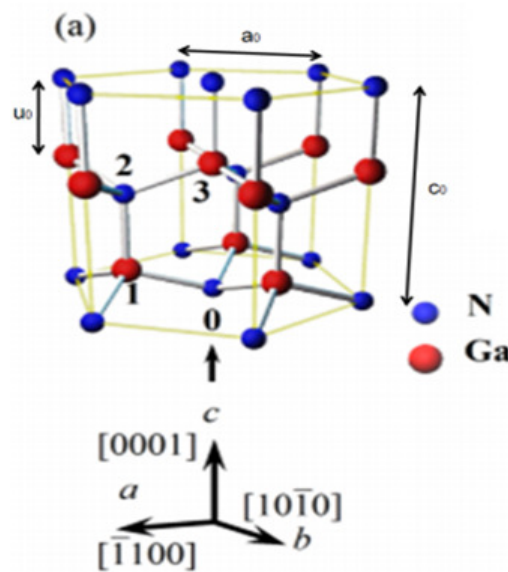


Figure 1.3. Structure hexagonale wurtzite du GaN. [12]

	GaN	AlN
$a(A^0)$	3,189	3,112
$c(A^0)$	5,185	4,982
c/a	1,626	1,601

Tableau 1.1. Paramètres de maille à 300 K des III-nitrurés en phase hexagonale [10].

A partir des paramètres de maille « a » de l'AlN et du GaN, une interpolation linéaire peut être définie pour déterminer avec une bonne approximation le paramètre de maille « a » du composé ternaire $Al_xGa_{(1-x)}N$ en fonction du taux d'aluminium « x » :

$$a_{Al_xGa_{(1-x)}N} = xa_{AlN} + (1 - x)a_{GaN} \quad A^0 \quad (1.1)$$

La structure wurtzite n'est pas symétrique par rapport au plan (0001). En effet, les directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$ ne sont pas équivalentes : par exemple pour le GaN, on définit une polarité gallium et une polarité azote pour différencier les deux orientations. Par convention, l'axe $[0001]$ est orienté du gallium vers l'azote. Sur la figure 1.4; nous avons schématisé les deux situations : les structures faites selon l'orientation $[0001]$ sont dites à polarité gallium et celles faites selon $[000\bar{1}]$ à polarité azote. Il convient de noter que la polarité d'une couche ne présage pas de la nature des atomes en surface. En effet, une couche à polarité gallium peut aussi bien se terminer par des atomes de gallium que par des atomes d'azote en surface.

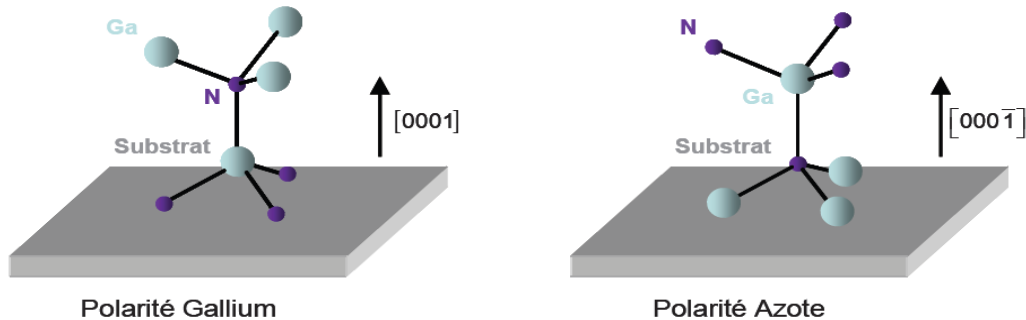


Figure 1.4. Schéma des polarités gallium et azote du GaN wurtzite. [13]

1.4.2 Structure blende de zinc

Cette structure est formée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées comprenant chacun un type d'atomes décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. Cette structure est thermodynamiquement instable, est moins exploitée par rapport à l'autre type, la figure 1.5 représente une structure cristalline blende de zinc du GaN, Sa valeur de maille élémentaire est de $a_0 = 4.511 \text{ \AA}$ à 300K. [14]

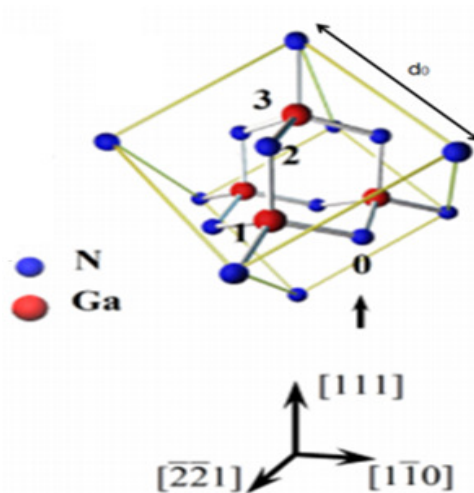


Figure 1.5. Structure cristalline blende de zinc du GaN. [12]

1.5 Propriétés électroniques

1.5.1 Bande interdite

L'AlN et le GaN sont des matériaux à large bande interdite dont le gap correspond aux longueurs d'onde dans l'ultraviolet profond (210 nm) et ultraviolet proche (365 nm), respectivement [15].

Les paramètres de la bande d'énergie interdite de la phase hexagonale et cubique du GaN et AlN sont résumés dans le tableau 1.2, Il faut noter que l'AlN cubique est un semiconducteur à bande interdite indirecte [16].

		Wz	Réf.	Bz	Réf.
GaN	$E_{g,\Gamma}$ (eV)	3,43	[17]	3,38 - 3,1 - 3,2	[18]
AlN	$E_{g,\Gamma}$ (eV)	6,20	[17]	5,94 - 6	[18]

Tableau 1.2. Comparaison des énergies du gap du GaN et AlN en phase hexagonale et cubique à 300 K. [17] [18]

1.5.2 Variation du gap avec la température

La dépendance en température de la bande interdite peut être calculée par la formule de Varshni et ses coefficients α et β : [16]

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{(\beta+T)} \quad (1.2)$$

Avec $E_g(0)$ est l'énergie du gap à 0K et α et β sont des constantes déterminées à partir de mesure de photoluminescence, d'absorption ou d'ellipsométrie. Le tableau 1.3 présente les paramètres de Varshni pour l'AlN et le GaN.

Pour un alliage ternaire comme notre cas $Al_xGa_{(1-x)}N$, l'énergie de gap varie avec la composition x selon la loi quadratique [16] :

$$E_g(x) = (1 - x)E_g(GaN) + xE_g(AlN) - x(1 - x)b \quad (1.3)$$

	Wurtzite		Blende de zinc	
	GaN	AlN	GaN	AlN
α [meV/K]	0,909	1,799	0,593	0,593
β [K]	830	1462	600	600

Tableau 1.3. Paramètres de la bande interdite du GaN et AlN. [12]

Où le paramètre b , connu comme paramètre de bowing, représente la non-linéarité du gap en fonction de la composition. Cette valeur varie d'une publication à l'autre de 0,53 à 1,5 eV [16]. Buchheim a rapporté une valeur de 0.9 eV qui nous utiliserons dans notre mémoire [19].

1.5.3 Champ critique ou champ de claquage

Le champ de claquage ou champ critique (noté E_c , unité : V/cm) est la valeur du champ ou de la tension maximum que peut supporter le composant. Les matériaux grand gap ont un champ de claquage très important. La valeur de ce champ est directement liée à la largeur de bande interdite par la fonction suivante : $E_c \propto E_g^{3/2}$ ce qui signifie que plus l'énergie de gap est importante, plus le champ de claquage est élevé, mais aussi, le champ de claquage diminue lorsque la température augmente. Ce paramètre est un des plus importants à prendre en compte pour les performances en puissance d'un transistor. Il traduit, en effet, la tension maximale de fonctionnement du composant. Cette propriété engendre donc une limitation de la puissance RF. Plus le champ critique est élevé plus on pourra réaliser des transistors de petites dimensions avec des dopages plus importants. En conséquence, le composant présentera entre autre une transconductance élevée, un meilleur gain en puissance, des fréquences plus élevées et un meilleur rendement dû aux résistances d'accès plus faibles.

1.5.4 Conductivité électrique, résistivité et conductivité thermique

On définit la conductivité électrique (notée σ , unité : S/cm) ainsi que la résistivité (notée ρ , unité : $\Omega.m$) d'un matériau par les formules suivantes :

$$\sigma = q (n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.4)$$

$$\rho = 1/\sigma \quad (1.5)$$

En effet, une faible résistivité des substrats provoque des courants de fuites importants, ce qui augmente la puissance dissipée du dispositif et diminue ainsi la puissance transmise par celui-ci. Cependant, si on considère l'aspect thermique des matériaux, le contraire se produit. La conductivité électrique est directement liée à la conductivité thermique (notée K) :

$$K = L.T.\sigma \quad (1.6)$$

Où : « K » est la conductivité thermique en W/cm.K, « L » est le nombre de Lorentz ($2.45 \times 10^{-8} \text{ W}.\Omega/\text{K}^2$), « T » est la température en Kelvin et « σ » est la conductivité électrique en S/cm. Cela signifie qu'un matériau possédant une conductivité électrique importante à également une conductivité thermique importante. Cette dernière propriété traduit la capacité du matériau à dissiper la chaleur. Les calories non dissipées provoquent une élévation de température du composant qui va entraîner une chute de la mobilité des électrons, causant une diminution du rendement et une génération plus forte de chaleur. C'est pourquoi, une forte conductivité thermique est préférable pour des applications de puissance. [20]

1.5.5 Mobilité des électrons

La mobilité (notée μ , unité : $\text{cm}^2/\text{V.s}$) étant liée au libre parcours sans choc dans le semiconducteur, toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de celle-ci. En effet, l'ajout d'atomes dopants et/ou l'élévation de température, créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité. Une faible mobilité de charges induira une augmentation de la parasite soit plus de pertes et donc moins de gain. De plus, ces effets s'intensifieront pour des fonctionnements aux hautes fréquences et /ou à des températures élevées. [21]

La fonction de la mobilité s'écrit comme suit :

$$\mu = \frac{q\tau}{m^*} \quad (\text{cm}^2/\text{V.S}) \quad (1.7) [22]$$

Où μ : La mobilité des électrons, q : la charge d'électrons, τ : temps de relaxation, m^* : la masse effectif d'électron.

Hypothèse : les électrons prennent de l'énergie au champ électrique et la cède par collision au bout d'un temps τ dit temps de relaxation. [23]

D'après l'équation (1.7) et à faible champ électrique ; lorsque le temps de relaxation diminué la Mobilité des électrons diminuée, ce qui implique que le nombre des collisions avec les atomes du réseau augmente.

La figure 1.6 montre que la mobilité électronique augmente avec la densité de charges accumulées à l'interface jusqu'à environ de $5 \times 10^{16} \text{ m}^{-2}$ ensuite décroît.

Une meilleure mobilité a été obtenir pour un substrat SiC-6H, avec une concentration d'aluminium égale à 26%.

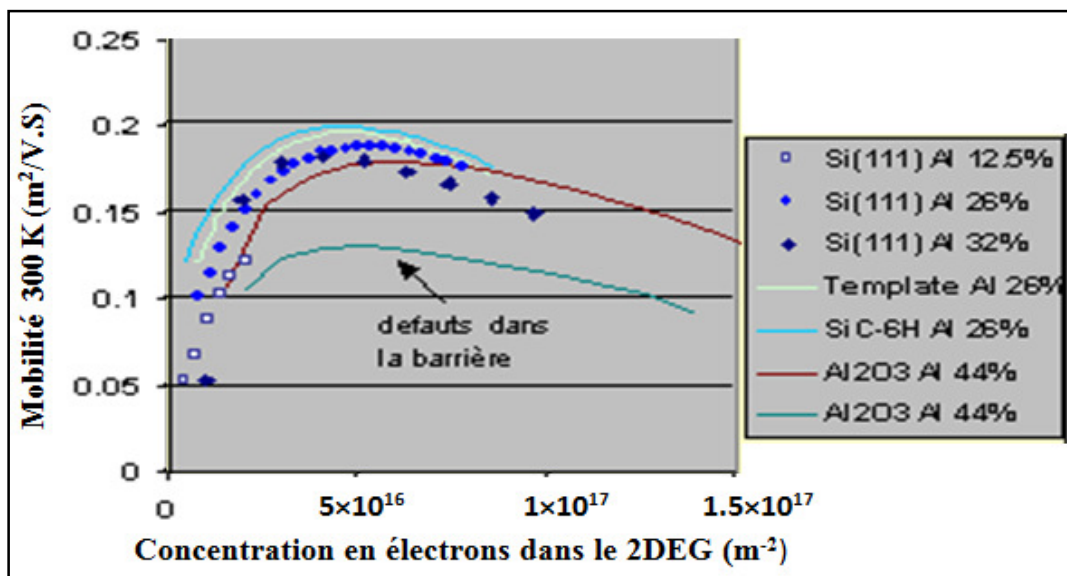


Figure 1.6. La variation de la mobilité en fonction de la concentration du gaz 2DEG Pour différents substrats et concentrations d'Aluminium [24]

Toutes les propriétés électroniques que nous avons présentées dans ce travail, sont les responsables pour le fonctionnement normal des HEMTs, le tableau 1.4 comporte tous ces propriétés qui concernent plusieurs matériaux importants.

	GaN	AlN	InN	SiC	Si	GaAs	InP
Energie de gap à 300°K (eV)	3,4	6,2	0,7	3,2	1,1	1,4	1,3
Champ de claquage E (MV/cm)	3,3	8,4	1,2	3,5	0,3	0,4	0,5
Vitesse de saturation (10^7 cm/s)	2,5	2,1	1,8	2	1	1	1
Mobilité des électrons (cm^2/Vs)	990	135	3,6	650	1500	8500	5400
Permittivité relative ϵ_r ($\text{F}\cdot\text{cm}^{-1}$)	9,5	9,14	15,3	10	11,8	11,5	12,5
Conductivité thermique (W/cmK)	1,3	2	0,45	4,5	1,5	0,5	0,7

Tableau 1.4. Comparaison des propriétés de différents semiconducteurs dont le GaN [25]

1.6 Propriétés électriques

1.6.1 Impact des polarisations sur le gaz 2DEG

Les champs de polarisation spontanée et piézoélectrique, ont un impact direct sur la formation du gaz bidimensionnel, et sur la densité des porteurs de charge de l'ordre 10^{13} cm^{-2} . Avec une polarisation spontanée environ cinq fois plus importante que celle des matériaux III-V classiques, le matériau AlGaIn/GaN génère un champ électrique de 3 MV/cm. Et avec une polarisation piézoélectrique environ dix fois supérieure à celles des matériaux III-V, la structure AlGaIn/GaN génère un champ électrique additionnel de 2 MV/cm. Ces importants champs électriques générés forment ainsi un nuage d'électrons bidimensionnel, doté d'une concentration de porteurs de charge trop élevée. [9]

1.6.2 Polarisation spontanée et piézoélectrique

La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux à produire une charge électrique dipolaire proportionnelle à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme. L'effet piézoélectrique direct résulte essentiellement de l'existence de dipôles électriques internes créés par la séparation à l'échelle de la maille du centre de gravité des charges positives de celui des charges négatives sous l'effet d'une contrainte externe. Ce phénomène est réversible par l'application d'un champ électrique externe.

Par le fait qu'ils sont non-centrosymétriques, les composés III-V sont piézoélectriques. Cette dernière propriété est très importante pour les nitrures à cause de la forte polarisation de la liaison III-N, alors les électrons sont totalement localisés sur l'atome d'azote. En l'absence de contrainte ou de champ externes, certains cristaux présentent une polarisation électrique dite spontanée. Cette classe de cristaux est appelée pyroélectriques, à cause de la variation de la polarisation spontanée avec la température. Cette classe est composée de matériaux ferroélectriques tels que les nitrures d'éléments III (GaN, AlN, InN et leurs alliages).

a. Polarisation spontanée

Les composés cristallins non-centrosymétriques présentent deux séquences de couches atomiques dans les deux directions parallèles opposées à certains axes cristallographiques, et par conséquent, deux polarités peuvent être observées le long de ces axes.

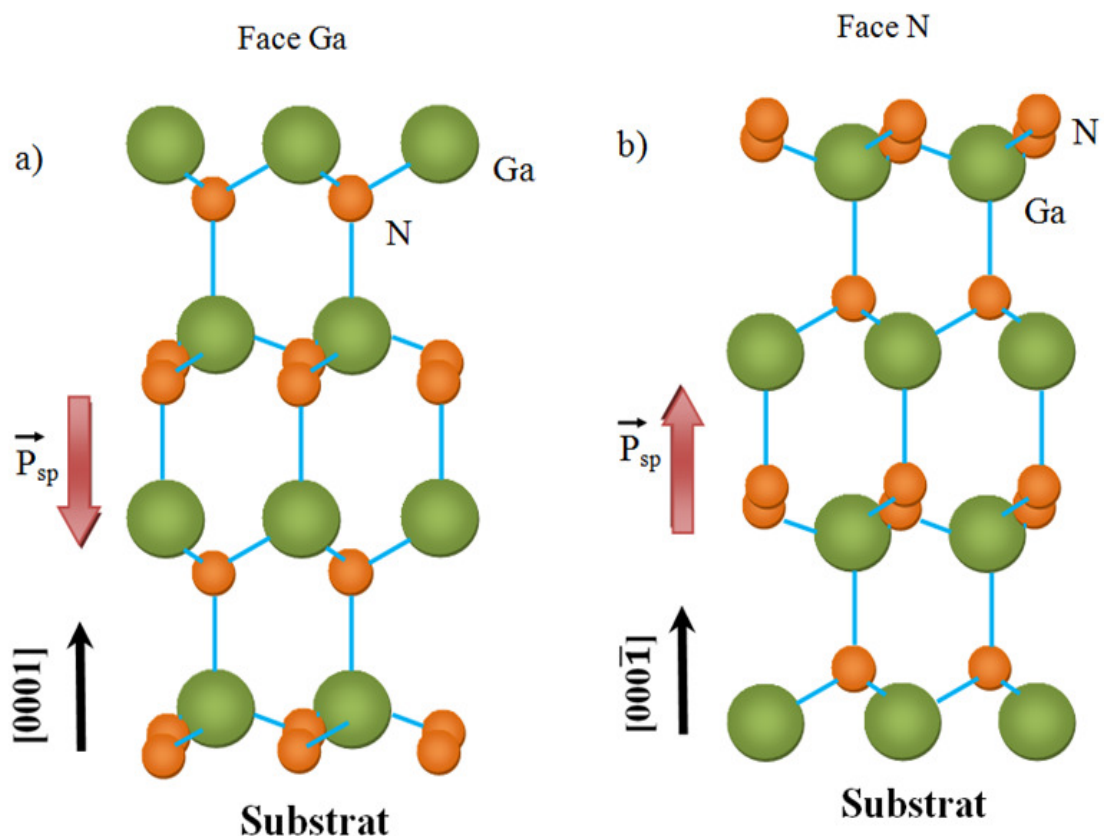


Figure 1.7. Représentation des séquences de couches d'atomes donnant lieu à deux polarités différentes.

Pour des composés binaires Ga-N de type Wurtzite, la séquence des couches d'atomes des constituants Ga et N est inversée le long des directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$. Alors les faces Ga et N sont respectivement associées aux directions $[0001]$ et $[000\bar{1}]$. Sachant que le vecteur de la polarisation spontanée est orienté de l'atome d'azote vers celui du gallium, les structures (a) et (b) de la figure 1.7 présentent une polarisation spontanée de signe opposé.

Dans le GaN hexagonal, il y a apparition d'une succession de dipôles orientés dans la direction $[0001]$, et création alors d'un champ électrique dans le sens opposé à cette polarisation. Le GaN hexagonal relaxé possède ainsi une polarisation spontanée suivant l'axe « c » sans excitation extérieure appliquée. Tous cela, peut être schématisé par le dessin de la figure 1.8.

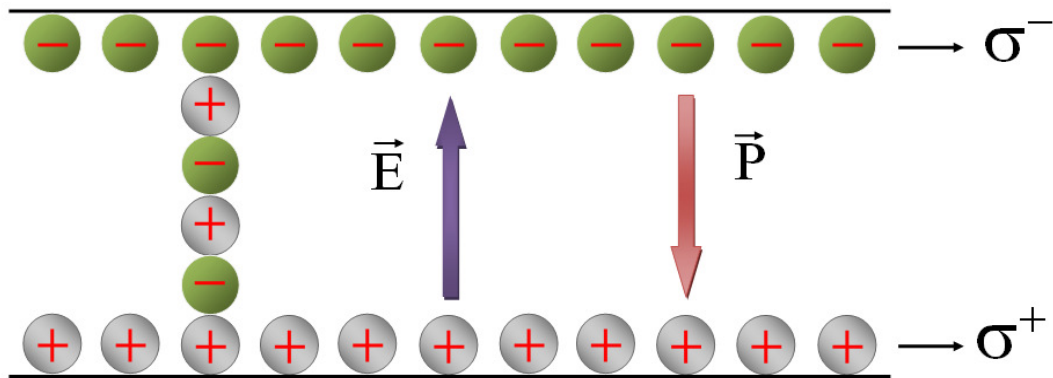


Figure 1.8. Génération d'un champ électrique « E » par la polarisation spontanée.

En d'autres termes, un échantillon de GaN, wurtzite épitaxiée suivant l'axe « c », présente sur chacune de ses deux faces des densités de charges fixes identiques mais de signes opposés. Ce matériau est par définition naturellement polarisé sans l'apport extérieur d'un champ électrique: c'est la polarisation spontanée. Dans une hétérostructure AlGaIn/GaN, les valeurs numériques de la polarisation spontanée suivant l'axe « c » de différents nitrures d'éléments III sont résumées dans le tableau 1.5 Ces données issues de la littérature ont été déterminées théoriquement par F. Bernardini.

	GaN	AlN	InN
$P_{SP} (C/m^2)$	- 0,029	- 0,081	- 0,032

Tableau 1.5. Valeurs numériques théoriques de P_{SP} . [26]

Les valeurs des polarisations spontanées du tableau 1.5 sont négatives, signifiant que le vecteur P_{SP} est orienté dans le sens opposé à la direction [0001], c'est dans le cas d'une hétérostructure GaN à face Ga. Par contre, si la structure est à face N, l'orientation du vecteur de polarisation spontanée est dans le sens inverse soit $P_{SP} > 0$. Une loi linéaire représentant l'évolution de la polarisation spontanée du composé ternaire $Al_xGa_{(1-x)}N$ en fonction du taux d'aluminium « x » peut être établie à partir des valeurs de polarisation spontanée d'AlN et GaN.

La valeur de la polarisation spontanée dans les alliages ternaires AlGaN est exprimée en fonction du paramètre de composition « x » :

$$P_{AlGaN}^{sp}(x) = xP_{AlN}^{sp} + (1 - x)P_{GaN}^{sp} \quad C/m^2 \quad (1.8)$$

On remplace les valeurs de polarisation spontanée du tableau 1.5 concernant les matériaux GaN et AlN sur l'équation (1.8) :

$$P_{AlGaN}^{sp}(x) = x(-0,081) + (1 - x)(-0,029) \quad C/m^2 \quad (1.9)$$

Ces équations correspondent à l'interpolation linéaire entre les composés binaires, loi de Vegard. [20]

b. Polarisation piézoélectrique

La piézoélectricité est l'aptitude de certains matériaux à produire un dipôle électrique proportionnel à la contrainte mécanique (traction ou compression) qui les déforme. En appliquant une pression sur les cristaux des nitrures, on oblige la structure à s'accommoder aux contraintes et ceci par une variation de ses paramètres de maille, soit a_0 et c_0 . Il en résulte une variation de la polarisation qui n'est pas dû à la variation de la polarisation spontanée, puisqu'elle existe toujours dans le cristal et ne dépend d'aucun effet externe, mais à un autre type qu'on nommera la polarisation piézoélectrique.

La valeur de cette polarisation sera calculée à partir de la formule suivante : [27]

$$P_{AlGaN}^{pz}(x) = 2 \left(\frac{a(0) - a(x)}{a(x)} \right) \left(e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{c_{13}(x)}{c_{33}(x)} \right) \quad (1.10)$$

Avec

$$a(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = xa_{\text{AlN}} + (1-x)a_{\text{GaN}} \quad A^0 \quad (1.11)$$

$$e_{31}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = xe_{31\text{AlN}} + (1-x)e_{31\text{GaN}} \quad \text{C/m}^2 \quad (1.12)$$

$$e_{33}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = xe_{33\text{AlN}} + (1-x)e_{33\text{GaN}} \quad \text{C/m}^2 \quad (1.13)$$

$$C_{13}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = xC_{13\text{AlN}} + (1-x)C_{13\text{GaN}} \quad \text{G/Pa} \quad (1.14)$$

$$C_{33}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = xC_{33\text{AlN}} + (1-x)C_{33\text{GaN}} \quad \text{G/Pa} \quad (1.15)$$

On remplace les valeurs des différents paramètres d'après le tableau 1.6 dans les équations précédentes:

$$a(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = x(3,112) + (1-x)(3,189) \quad A^0 \quad (1.16)$$

$$e_{31}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = x(-0,6) + (1-x)(-0,49) \quad \text{C/m}^2 \quad (1.17)$$

$$e_{33}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = x(1,46) + (1-x)(0,73) \quad \text{C/m}^2 \quad (1.18)$$

$$C_{13}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = x(108) + (1-x)(103) \quad \text{G/Pa} \quad (1.19)$$

$$C_{33}(x)_{\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} = x(373) + (1-x)(405) \quad \text{G/Pa} \quad (1.20)$$

Où : e_{33} et e_{31} sont les constantes piézoélectriques.

C_{33} et C_{13} sont les constantes élastiques.

$a(0)$ et $a(x)$ sont les constantes de maille latérale à l'équilibre et sous contrainte.

D'après les valeurs des paramètres du tableau 1.6, on remarque que l'entité $\left(e_{31}(x) - e_{33}(x) \frac{C_{13}(x)}{C_{33}(x)} \right)$ est toujours négative d'où on déduit que la polarisation piézoélectrique des groupes III-nitrures est toujours négative pour les structures sous contrainte tractive ($a < a_0$) comme notre cas et positive pour celles sous contrainte compressive ($a > a_0$), alors que la polarisation spontanée reste toujours négative. [28]

c. Densité de charges

La densité de charges $\sigma(x)$ induite à l'interface s'écrit comme la différence entre la somme des champs de polarisation dans la couche de GaN et celle d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$, l'équation (1.21) porte tous les paramètres des deux couches qui forment l'interface.

$$\sigma(x) = [P_{SP}(\text{GaN}) + P_{PZ}(\text{GaN})] - [P_{SP}(\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}) + P_{PZ}(\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N})] \quad (1.21)$$

On suppose que la couche GaN est complètement relaxée, donc elle a une polarisation piézoélectrique nulle $P_{PZ}(\text{GaN})=0$. La densité de charge $\sigma(x)$ est donnée par :

$$\sigma(x) = [P_{SP}(\text{GaN})] - [P_{SP}(\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}) + P_{PZ}(\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N})] \quad (1.22) \quad [29]$$

Cette charge fixe induite par la différence de polarisation entre deux couches attirera la charge mobile compensatrice à l'interface. Si la charge fixe est positive, elle a une charge mobile négative. Le calcul de la densité de charge fixe présenté à l'interface de l'hétérojonction abrupte $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$ nécessite une connaissance des propriétés physiques de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la fraction molaire de l'aluminium « x » qui sont représentées sur le tableau 1.6.

Matériaux	AlN	GaN	InN
$P_{sp}(\text{C/m}^2)$	- 0,081	-0,029	-0,032
$e_{31}(\text{C/m}^2)$	- 0,60	-0,49	-0,57
$e_{33}(\text{C/m}^2)$	1,46	0,73	0,97
$C_{13}(\text{Gpa})$	108	103	92
$C_{33}(\text{Gpa})$	373	405	224

Tableau 1.6. Liste des paramètres usuellement utilisés pour l' AlN, (h-GaN) et InN. [28]

D'après toutes ces propriétés électroniques que nous avons étudiés précédemment, on pourra dire est ce que notre matériau est suffisant pour l'utilisé dans notre dispositif ou non, ces propriétés du matériau nous donnent des performances importantes qui améliorent l'efficacité de ce dernier, la figure 1.9 comporte les performances du matériau GaN par rapport à ses propriétés électroniques.

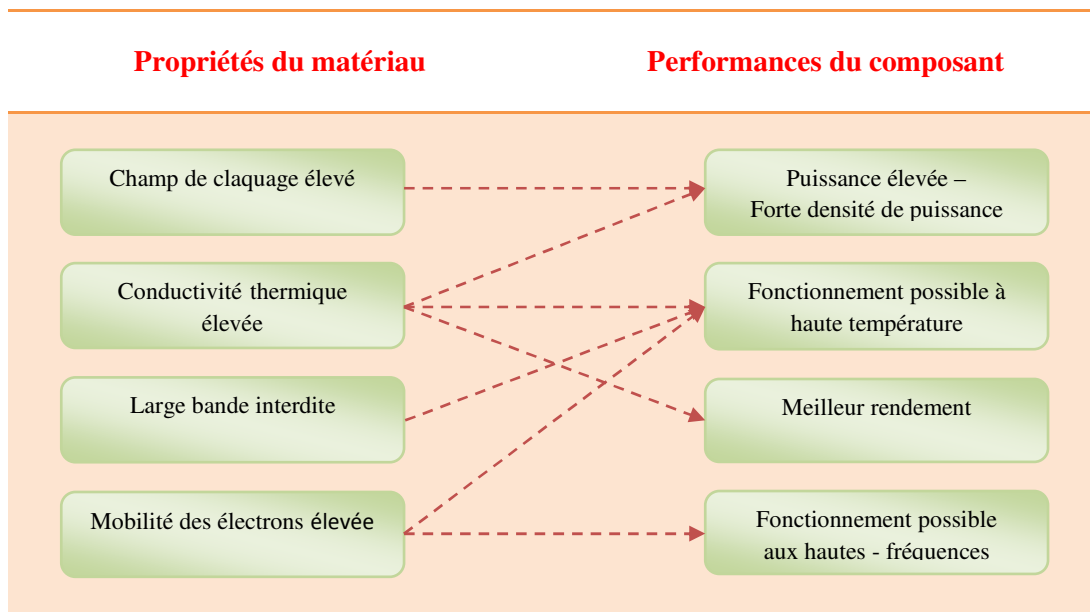


Figure 1.9. Performances du matériau GaN par rapport à ses propriétés. [9]

1.7 Concentration de porteurs dans une hétérojonction AlGaN/GaN

La densité de charges $\sigma(x)$ augmente fortement lorsque la fraction molaire « x » de la couche d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ augmente. Cette évolution est due à l'accroissement des polarisations spontanée et piézoélectrique de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ lorsque « x » augmente. Effectivement, plus la fraction molaire est grande plus la polarisation spontanée de l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ est importante et plus l' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ est contraint en tension par rapport au GaN, ce qui entraîne une large augmentation de la polarisation piézoélectrique [7].

La structure est représentée dans la figure 1.10, où seules les charges fixes positives et négatives ont été représentées. La couche du GaN, n'étant pas contrainte, elle présente des charges positives et négatives moins importantes que dans l' AlGaN , ces dernières ne sont pas représentées sur la figure 1.10. [30]

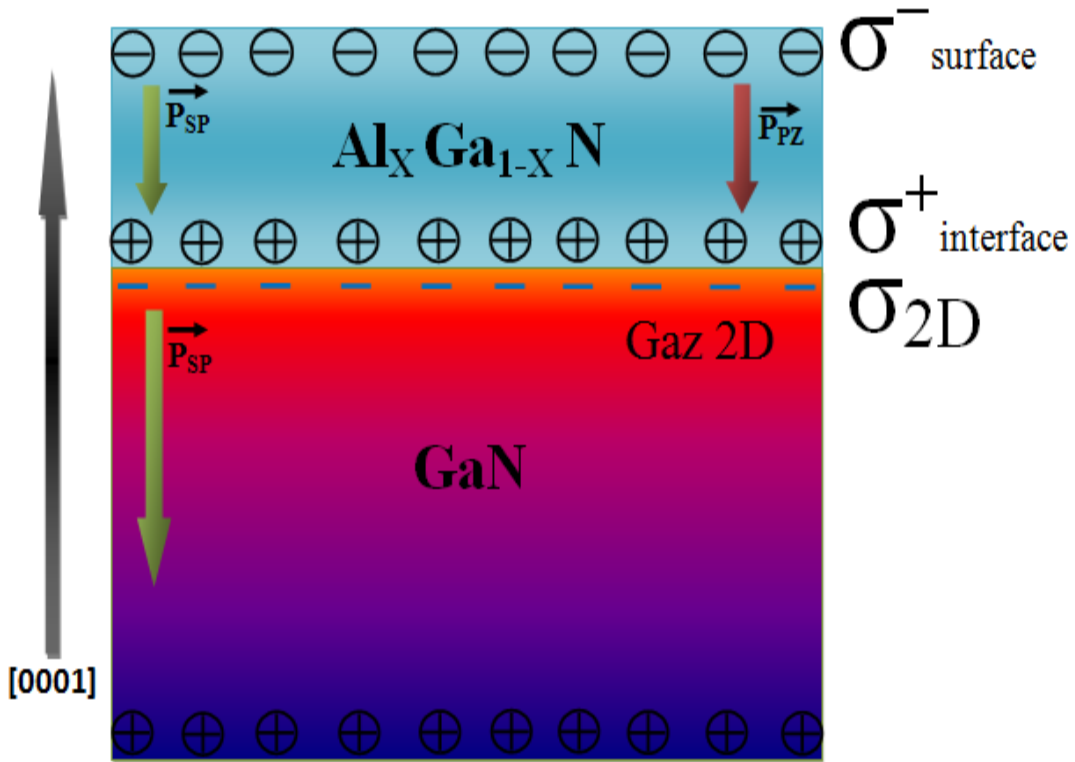


Figure 1.10. Structure AlGaIn/GaN à face Ga, où GaN est relaxé et AlGaIn contraint en tension.

▪ Calcul de la concentration n_s dans le 2DEG

Le principal paramètre gouvernant les performances du HEMT Al_xGa_(1-x)N /GaN est la concentration des porteurs n_s . Le calcul de la densité du gaz bidimensionnel n_s (V_G, E_F) nécessite la résolution de l'équation de Poisson dans le semi-conducteur Al_xGa_(1-x)N en prenant en compte la présence de charges piézoélectriques aux interfaces dans les équations de continuité.

L'intégration de l'équation de Poisson dans l'Al_xGa_(1-x)N a permis d'exprimer la relation de n_s (V_G, E_F), et la résolution de l'équation de Schrödinger nous donne la relation $n_s(E_F)$ 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 bandes. Le système d'équations à résoudre ne présente pas de solutions analytiques exactes et nécessite une résolution auto-cohérente [31].

Pour mieux élucider le fonctionnement du composant, nous supposons dans l'étude qui suit que [31]:

- Le 2DEG est dans un puits de potentiel triangulaire à l'hétérointerface et que seules les deux premières sous bandes d'énergie E_0 et E_1 sont peuplées.
- La couche donneuse AlGaN est très dopée (N_d) et a une épaisseur d_d .
- Le spacer est une couche d'AlGaN non dopée et a une épaisseur d_i .
- L'origine positive des distances x' est l'interface entre l'AlGaN et le GaN.

La figure 1.12 schématise le diagramme énergétique de l'hétérostructure AlGaN/GaN.

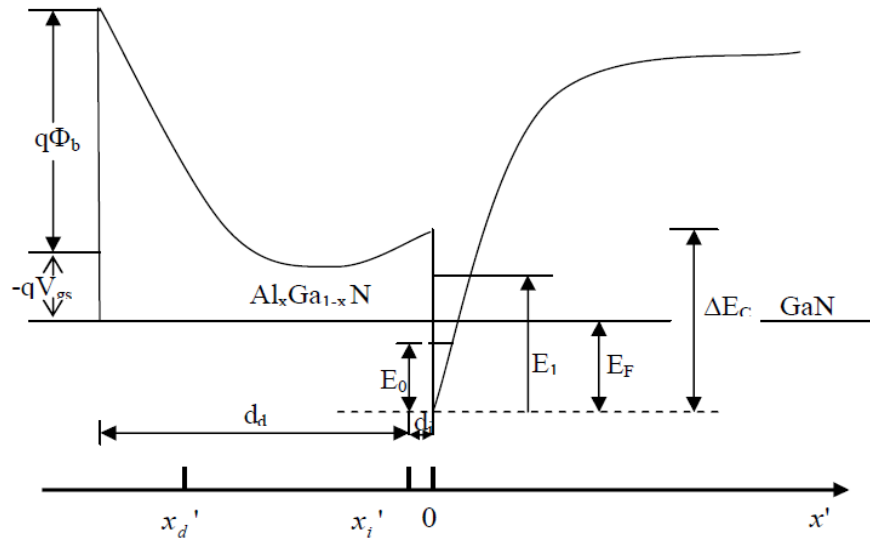


Figure 1.12. Le diagramme énergétique de l'hétérostructure AlGaN/GaN.

La résolution de l'équation de Schrödinger et de l'équation de Poisson donne la densité n_s sous la forme [31] :

$$n_s(V_G, E_F) = \frac{\epsilon_2}{qD} \left(V_G - \frac{E_F}{q} - V_{th} \right) \quad (1.23)$$

$$n_s(E_F) = \frac{m_e}{\pi \hbar^2} kT \ln \left[\left(1 + e^{(E_F - E_0)/kT} \right) \left(1 + e^{(E_F - E_1)/kT} \right) \right] \quad (1.24)$$

1. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons rappelé les principaux paramètres des différents matériaux notamment le nitrure de gallium GaN, dans le but de faire une comparaison entre eux.

Pour voir la variation de chacun de ces paramètres en fonction de la concentration d'aluminium (x), on a fait l'interpolation, ce qui nous a permis de connaître les meilleurs cas où notre dispositif fonctionnera bien. Les paramètres de maille, les différentes polarisations spontanée et piézoélectrique ainsi que le champ électrique, sont les principaux paramètres qui imposent sur la forme de la couche AlGaN du dispositif HEMT, c'est toute à fait le phénomène de contrainte qui nous allons bien expliquer dans le deuxième chapitre. Par conséquent; les polarisations spontanée et piézoélectrique créant une densité de charges importante à l'interface AlGaN/GaN, cette dernière implique une forte mobilité des électrons dans le canal GaN, qui représente une grandeur déterminante pour les composants électroniques.

Chapitre 2 Hétéro-structure AlGa_N/Ga_N

2.1 Introduction

Le but de ce chapitre est de détailler le fonctionnement des transistors HEMTs à base du GaN. Puisque le transistor HEMT appartient à la famille du transistor à effet de champ, nous allons présenter tout d'abord les différents types d'un transistor FET. Par la suite on va passer au principe de fonctionnement de notre dispositif ; cette partie est consacrée dans un premier temps à la physique du contact Schottky, où nous présenterons les cas possibles de ce contact. Dans un deuxième temps nous aborderons la notion, du gaz d'électron bidimensionnel 2DEG et la formation d'un puits énergétique triangulaire.

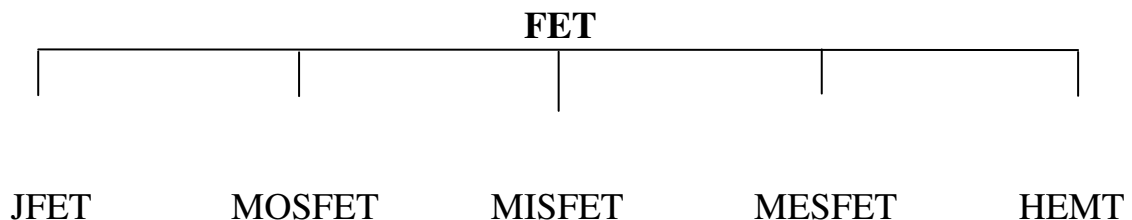
Puis on expliquera le rôle des différentes couches qui le constitue. L'effet de la contrainte sur l'énergie de gap et l'épaisseur de la couche épitaxiée seront évoquées dans la dernière partie.

2.2 Transistor à effet de champ

Le principe physique des transistors à effet de champ FET (**F**ield **E**ffect **T**ransistors) a été inventé en 1952 par W. Shockley [32]. Le transistor à effet de champ est un dispositif unipolaire où seuls les porteurs majoritaires interviennent dans le fonctionnement.

Les électrons présentant les propriétés de transport (mobilité, vitesse et coefficient de diffusion) les plus intéressantes, donc les FETs fabriqués sont essentiellement de type N. Principalement il y a trois structures de transistors à effets de champ correspondant à différents contacts de grille [33].

- Grille à jonction PN pour le transistor JFET (**J**unction **F**ield **E**ffect **T**ransistor).
- Grille métallique isolée pour les transistors MOSFET (**M**etal **O**xide **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) et MISFET (**M**etal **I**solant **S**emi-conductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor).
- Grille métallique à barrière Schottky pour les transistors MESFET (**M**etal **S**emiconductor **F**ield **E**ffect **T**ransistor) et HEMT (**H**igh **E**lectron **M**obility **T**ransistor)



1.2.1 JFET

De même qu'il existe deux types de transistors bipolaires (NPN et PNP), le FET à jonction (ou JFET) est décliné en deux versions : le canal N et le canal P. [34]

Le transistor à effet de champ à jonctions (*Junction Field Effect Transistor* : JFET) comporte trois électrodes :

- une électrode qui injecte les porteurs dans la structure : la source (*source*).
- une électrode qui recueille les porteurs : le drain (*drain*).
- une électrode où est appliquée la tension de commande : la grille (*gate*).

La partie de semi-conducteur située sous la grille est souvent appelée le canal. [35]

Le FET à jonction canal N est constitué d'une mince plaquette de silicium N qui va former le canal conducteur principal. Cette plaquette est recouverte partiellement d'une couche de silicium P de manière à former une jonction PN latérale par rapport au canal.

Le transistor FET fonctionnera toujours avec la jonction grille-canal polarisée en inverse.

Dans un Transistor à Effet de Champ à jonctions (TEC) le courant est :

- créé par le déplacement d'un seul type de porteurs : les majoritaires (composant unipolaire)
- modifié par un champ électrique appliqué transversalement au sens de déplacement des porteurs.

1.2.2 MOSFET

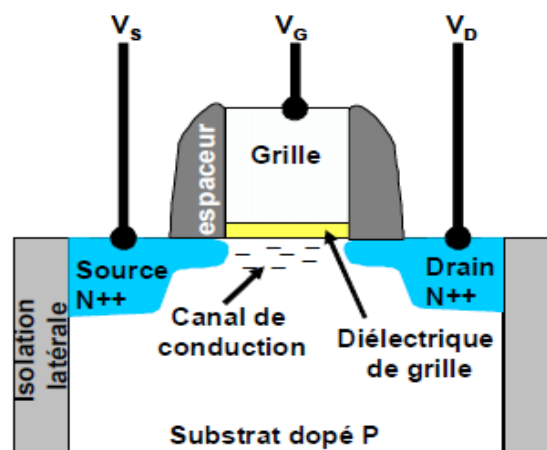


Figure. 2.1. Schéma de principe d'un transistor MOSFET à canal n.

La figure 2.1 montre le schéma de principe d'un transistor MOSFET à canal n fabriqué sur un substrat de type p (galettes de silicium dopé en accepteurs). Deux régions fortement dopées de type n sont formées par diffusion ou implantation ionique, elles constituent le drain et la source et sont notées de type n+ (cette notation signifie que le dopage est fort, et non que ces régions sont chargées positivement).

En réalité, ces régions sont électriquement neutres).

Une couche oxyde (SiO_2) sépare la surface du semi-conducteur de la grille métallique G. Des contacts métalliques D et S alimentent les régions du drain et de la source. [36]

1.2.3 MISFET

La technologie MISFET (Metal Insulator Field Effect Transistor) consiste en l'insertion d'un diélectrique entre la métallisation de grille et la couche de canal en vue d'obtenir des diodes Schottky qui garantissent des courants de grille assez faibles répondant parfaitement aux spécifications requises pour la photo-réception, notamment pour les applications aux débits modérés. La barrière isolante est généralement réalisée par dépôt de SiO_2 , de Si_3N_4 . [37]

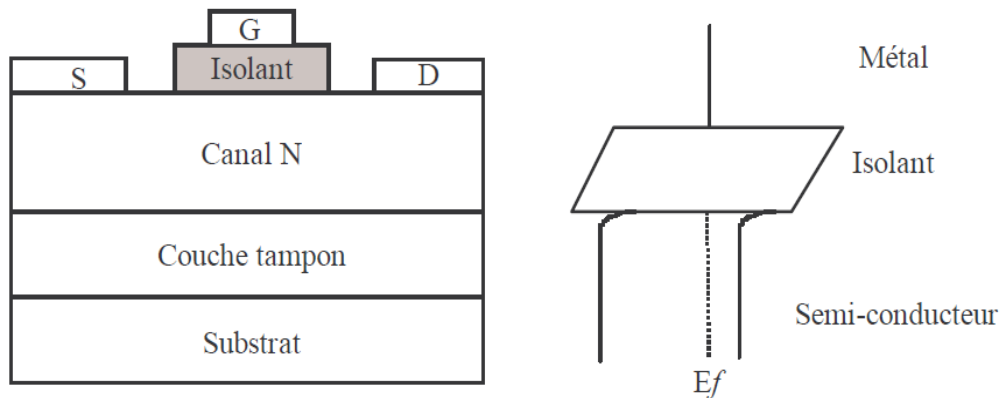


Figure 2.2. Coupe d'un MISFET et diagramme de bandes

1.2.4 MESFET

Le principe de fonctionnement du **MESFET** est identique à celui du transistor à Effet de champ à jonction classique *JFET* [38]. Il est basé sur l'effet de transport des porteurs majoritaires sous l'action d'un champ électrique longitudinal dans un barreau conducteur appelé canal, dont les deux extrémités sont le drain et la source portées respectivement à des tensions V_d et V_s (on suppose que la source est portée à la masse $V_s=0$).

L'épaisseur du canal est modulée par l'application d'un champ électrique transversal entre la grille et le canal. La diode Schottky de grille pour les **MESFET_s** est polarisée en inverse, elle module la section transversale disponible pour le flux du courant.

Cette diminution est plus accentuée coté drain que coté source en raison de la forte polarisation du drain.

1.2.5 HEMT

Cette nouvelle famille de composants a été élaborée en 1980 par les équipes de Thomson CSF [39] et de Fujitsu [40] sous les dénominations respectives de TEGFETs (Two-dimensional Electron Gas Field Effect Transistor) et de HEMTs (High Electron Mobility Transistors). Les dénominations de MODFETs (MODulation Doped FET) et de HFET (Hétérojonction FET) ont également été employées par le passé mais c'est sous l'appellation HEMTs que sont le plus connus ces transistors.

2.3 HEMT AlGa_N/Ga_N sur substrat SiC

2.3.1 Principe de fonctionnement

Le principe du HEMT est basé sur l'hétérojonction entre semi-conducteur à grand gap et petit gap, où on fait croître une couche non intentionnellement dopée de GaN suivie d'une couche d'AlGa_N fortement dopée N₊.

A l'interface métal semi-conducteur apparaît une barrière de potentiel pour les électrons qui correspond à la différence de travail de sortie entre le métal et le semi-conducteur. Le comportement électrique de ce contact est celui d'une diode et en polarisation inverse, cette jonction se comporte comme un condensateur. La commande de grille étant de type Schottky, sa tension de diffusion et sa polarisation mettent la couche de l'AlGa_N en déplétion totale [41]. Les électrons libérés par les donneurs sont transférés alors depuis le matériau ayant le plus grand gap vers celui ayant le plus petit c'est-à-dire le GaN, où ils forment un gaz d'électrons bidimensionnel. On découvre alors que les électrons pouvaient y atteindre une très grande vitesse en raison de l'absence d'ions donneurs. Dès lors de telles structures ont été à l'origine de transistors à effet de champ à hautes performances.

2.3.1.1 Contact Schottky

La barrière Schottky correspond historiquement au premier dispositif à semi-conducteurs, La base physique est la différence de potentiel d'ionisation entre un métal et un semi-conducteur.

Comme montré sur la figure ci-dessous, lorsqu'un métal et un semi-conducteur sont mis en contact, les potentiels d'ionisation vont (en bonne approximation) s'aligner, et un champ électrique va s'établir à la jonction pour satisfaire la condition que les potentiels chimiques des deux matériaux sont égaux au travers de la jonction au repos.

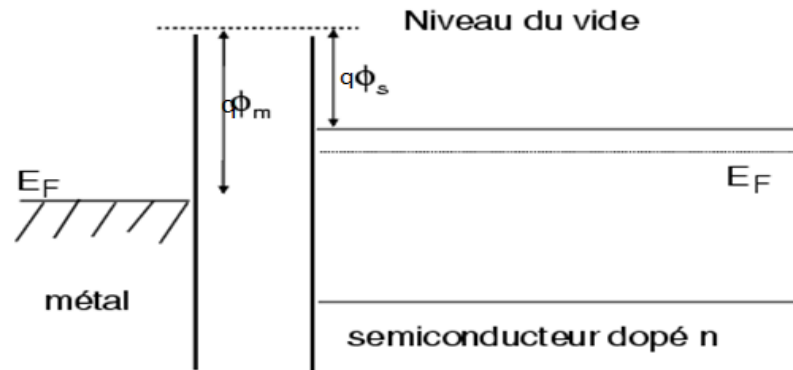


Figure 2.3. Jonction Schottky formée par un métal mis en contact Avec un semi-conducteur dopé n.

Où NV le niveau de vide qui est l'énergie d'un électron extrait du corps et sans vitesse initiale. C'est l'énergie potentielle de l'électron dans le vide au voisinage du corps étudié. [35]

On définit le travail de sortie d'un métal comme une constante physique du métal considéré :

$$q\phi_m = NV - E_{F(\text{métal})} \quad (2.1)$$

Métal	Li	Na	K	Rb	Cs	Fr	Cr	Fe	Ni	Al	Cu	Ag	Au	Pt
$q\phi_m$ (eV)	2.3	2.3	2.2	2.2	1.8	1.8	4.6	4.4	4.5	4.3	4.4	4.3	4.8	5.3

Tableau 2.1. Le travail de sortie des métaux [41].

Dans les semi-conducteurs et les isolants, le travail de sortie $q\phi_s$ est défini de la même manière.

Cependant pour les semi-conducteurs, la position du niveau de FERMI dépend du dopage et $q\phi_s$ n'est pas une constante physique du matériau. On parle donc de l'affinité $q\chi_s$.

$$q\phi_s = NV - E_{F(\text{semi-conducteur})} \quad (2.2)$$

$$q\chi_s = NV - E_c \quad (2.3)$$

SC	Gap	GaAs	InP	SiO2	GaN	AlN
$q\chi_s(\text{eV})$	4.3	4.07	4.38	1.1	4.1	1.9

Tableau 2.2. Les affinités électroniques de certains semi-conducteurs [41].

Quand un métal et un semi-conducteur sont en contact, la structure des bandes d'énergie à l'interface est conditionnée par la différence éventuelle entre le travail de sortie du métal : $q\phi_m$ et le travail de sortie du semi-conducteur : $q\phi_s$. Dans toute l'étude, on considérera le contact entre un métal et un semi-conducteur de type "N". [35]

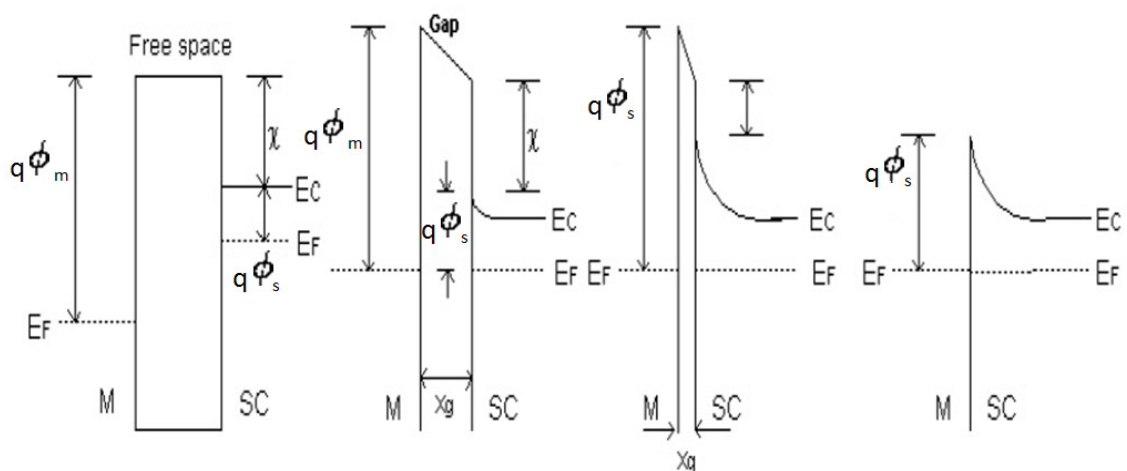


Figure 2.4. Diagramme d'énergie expliquant les étapes de la mise en contact du métal et semi-conducteur [42].

Il va falloir discerner deux cas possibles pour un semi-conducteur de type n :

- Cas où $q\phi_m \geq q\phi_s$ (Une barrière Schottky)
- Cas où $q\phi_m < q\phi_s$ (Un contact ohmique)

a) Cas $q\phi_m \geq q\phi_s$

Lorsque l'on accole les deux matériaux et que, à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de Fermi s'alignent, les états d'énergie peuplés les plus hauts en énergie sont dans le semi-conducteur. Il y a des états d'énergie plus faibles vides dans le métal.

Un certain nombre d'électrons vont donc transférer vers le métal (accumulation) en laissant derrière eux les atomes donneurs positifs fixes et désertent le semi-conducteur, Comme montré sur la figure 2.5.

Un champ électrique interne va se créer pour lutter contre cette diffusion, un équilibre va se créer et le phénomène s'arrête. [43]

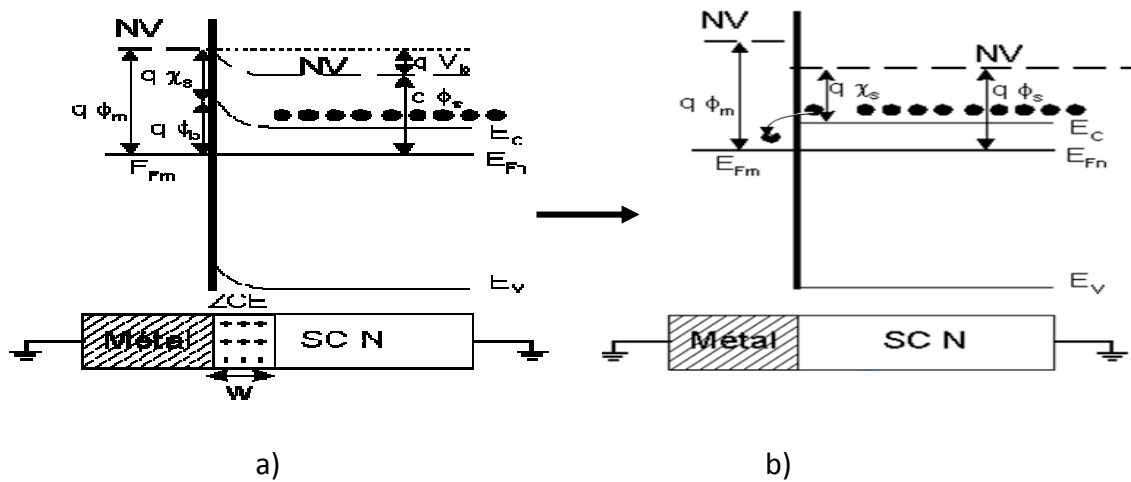


Figure 2.5 Cas $q\phi_m \geq q\phi_s$, a) Transfert des électrons vers le métal, b) Apparition d'une zone désertée.

On définit la hauteur de la barrière comme la différence entre l'énergie de Fermi du métal et la limite de bande de conduction du semi-conducteur où les porteurs majorité résident. Autrement dit, la hauteur de la barrière c'est la différence entre le travail de sortie du métal et l'affinité électronique du semi-conducteur.

$$q\phi_b = q\phi_m - q\chi_s \quad (2.4)$$

Où $q\phi_b$: la hauteur de la barrière et $q\phi_m$: le travail de sortie du métal ; $q\chi_s$: l'affinité électronique du semi-conducteur.

b) Cas où $q\phi_m < q\phi_s$

Dans ce cas, c'est l'inverse qui va se produire avec une accumulation d'électrons dans le Semi-conducteur à cause du déficit de porteurs négatifs dans le métal (figure 2.6). Il n'y a plus de barrière à l'interface, les électrons vont s'échanger très facilement entre le Semi-conducteur et le Métal (cas d'un contact ohmique).

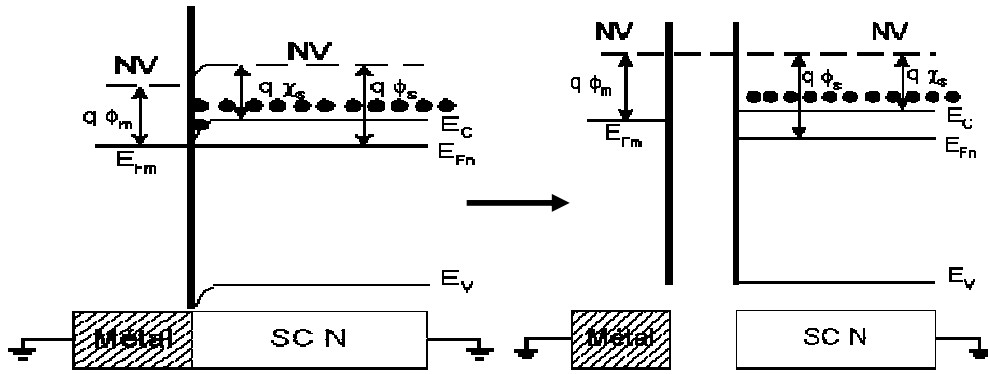


Figure 2.6. Accumulation d'électrons dans le Semi-conducteur

Les conditions entre $q\phi_m$ et $q\phi_s$ sont inversées dans le cas d'un contact métal semi-conducteur de type P. [34]

Nous étudierons que le cas intéressant en tant que transistor HEMT, c'est à dire le cas de la barrière, car on cherche de limiter le courant sous la grille et minimiser les courants de fuites dont nous allons parler dans le troisième chapitre.

2.3.1.2 Hétérojonction AlGa_xN / GaN et gaz a deux dimension (2DEG)

Le principe de l'hétérojonction repose sur la mise en contact de deux matériaux semi-conducteurs différents. Ces deux matériaux représentés sur la figure 2.7, sont tels que l'un possède une grande largeur de bande interdite E_{g1} , une affinité électronique $q\chi_1$ et est dopé, l'autre a une faible largeur de bande E_{g2} et une affinité électronique $q\chi_2$.

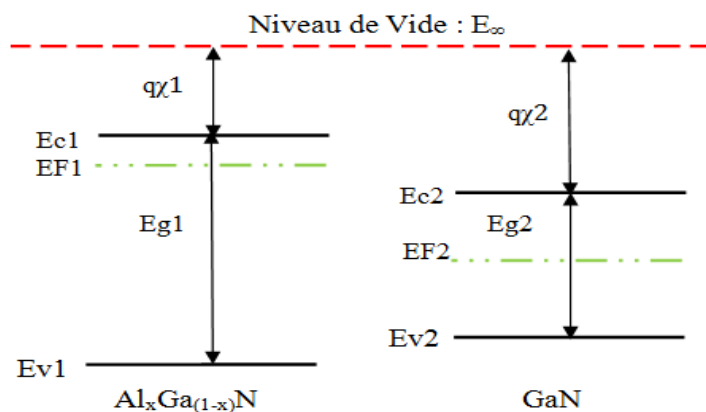


Figure 2.7. Matériaux semi-conducteurs de gaps différents, séparés, à l'équilibre thermodynamique [44]

Tant que ces deux matériaux sont éloignés l'un de l'autre, ils sont positionnés en fonction des valeurs respectivement de $q\chi_1$ et $q\chi_2$ par rapport au niveau d'énergie de l'électron dans le vide E_∞ et leurs niveaux de Fermi ne sont pas alignés.

Selon le modèle d'Anderson [45] qui s'est appuyé sur les approximations de Schockley, la mise en contact de ces matériaux, dans le cas de l'équilibre dynamique, entraîne l'alignement des niveaux de Fermi et le transfert des électrons du matériau grand gap (AlGa_xN) vers le matériau petit gap non dopé (GaN).

Un champ électrique est engendré à l'interface et une courbure des bandes de conduction et de valence apparaît à son voisinage. La bande de conduction du GaN se trouve alors très proche du niveau de Fermi à l'interface formant ainsi un puits de potentiel triangulaire du côté GaN, et une zone déplétée d'électrons se forme dans l'autre matériau (ZCE).

La figure 2.8 montre les discontinuités de bande de conduction ΔE_c et de valence ΔE_v à l'interface. La différence des niveaux de conduction est alors égale à la différence des affinités électroniques des matériaux.

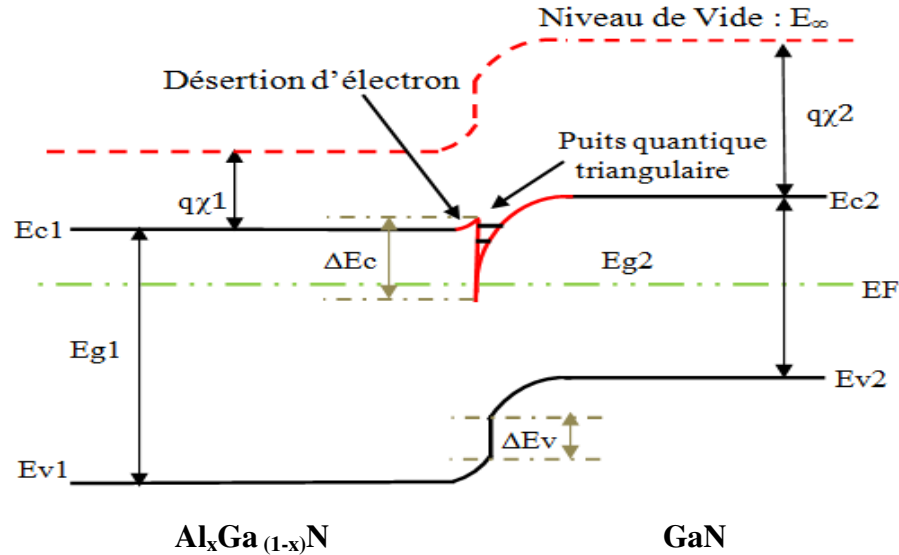


Figure 2.8. Diagramme énergétique de l'hétérojonction AlGa_xN/GaN à l'équilibre thermodynamique.

Avec :

$$\Delta E_c = q\chi_2 - q\chi_1 \quad (2.5)$$

$$\Delta E_v = (q\chi_2 + E_{g2}) - (q\chi_1 + E_{g1}) \quad (2.6)$$

Maintenant nous pouvons décrire brièvement le comportement de la jonction sous polarisation :

Lorsqu'on applique une tension positive du coté du matériau à grand gap, le niveau de Fermi augmente et fait monter les niveaux d'énergie. Il en résulte un confinement plus important des porteurs dans le puits de potentiel.

En revanche, si une tension négative est appliquée au même matériau, le phénomène inverse se produit et une partie des porteurs est libérée dans le matériau à petit gap.

*** Notion de gaz bidimensionnel**

Nous avons parlé précédemment de gaz bidimensionnel. Le terme de «Gaz » est utilisés car les électrons du puits quantique sont séparés des atomes donneurs et subissent peu d'interaction coulombiennes. Ce gaz est dit « bidimensionnel » car les porteurs se meuvent librement dans le plan parallèle à l'interface mais sont confinés dans un plan perpendiculaire à l'interface du fait de la faible largeur du puits : quelques angströms. Du fait de leur petite interaction avec les atomes donneurs ionisés, les électrons qui occupent les niveaux d'énergie du puits de très faible épaisseur présentent une mobilité plus grande dans ce type de structure que dans les autres.

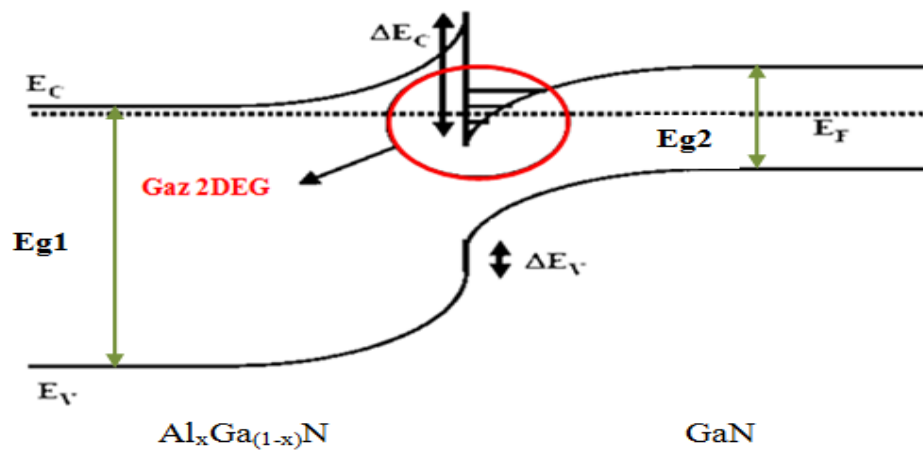


Figure 2.9 Formation d'un gaz bidimensionnel dans une structure AlGa(1-x)N /GaN.

Lorsque l'épaisseur de la couche active devient comparable à la longueur d'onde de De Broglie λ donnée par : [46][47].

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2KTm^*}} \quad (2.7)$$

L'effet quantique apparait et le spectre d'énergie devient discret.

Avec h la constante de Planck, K la constante de Boltzmann, T la température et m^* la masse effective de l'électron.

La présence d'une discontinuité de la bande de conduction ΔE_c entre les deux matériaux AlGa_xN et GaN forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse.

2.3.2 Description des couches

La figure 2.10 représente la structure d'un HEMT AlGa_xN/GaN, elle est constituée de sept couches de différents semi-conducteurs (Al_xGa_(1-x)N/ GaN), placées sous les électrodes, chaque couche a son propre rôle :

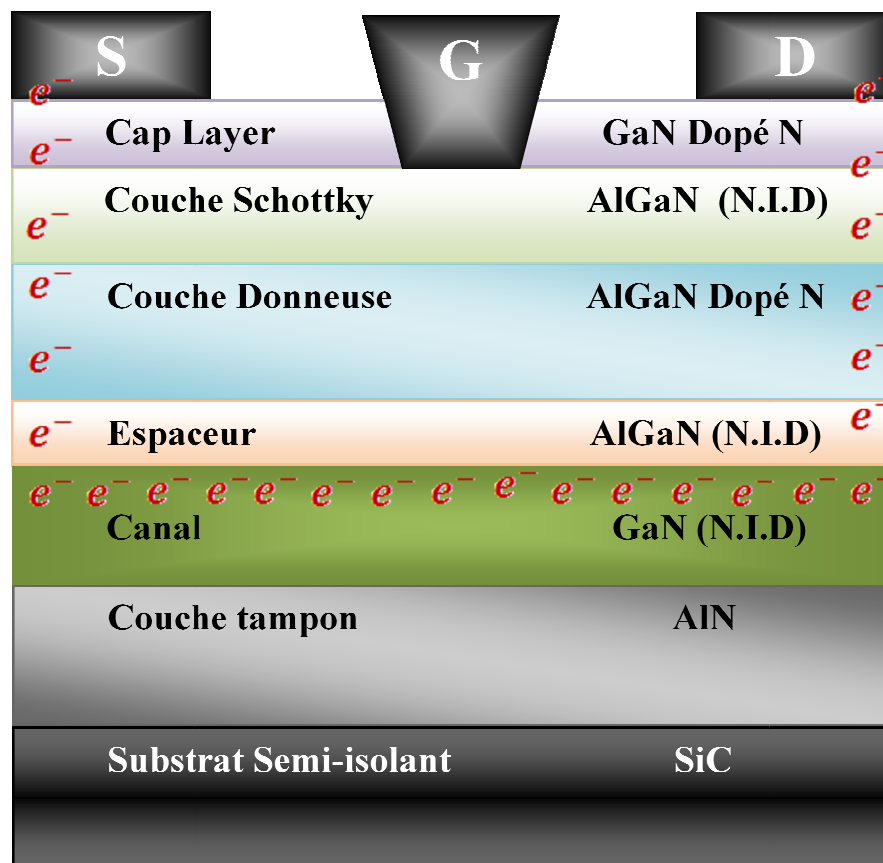


Figure 2.10. Différentes couches d'un transistor HEMT AlGa_xN/GaN

a- Couche cap layer

Dans le but de réaliser des contacts ohmiques de source et de drain avec des valeurs de résistances d'accès plus faibles R_s et R_d , on met une légère couche, formée par un matériau de faible bande interdite GaN dopée n. Cette couche est encore utilisée pour augmenter la hauteur de barrière du contact Schottky. [48]

b- Couche Schottky

Nous avons déjà parlé précédemment du principe d'un contact Schottky qui nécessite un contact métal-semi-conducteur, donc cette couche AlGaN à grand gap non intentionnellement dopée réalise avec le métal un contact Schottky de la grille. C'est à dire une barrière Schottky qui va limiter le courant sous la grille et éliminer le courant de fuite.

L'épaisseur de cette couche AlGaN est très fine puisqu'elle doit être complètement déplétée sous la Grille lorsqu'aucun potentiel n'y est appliqué. De plus si l'épaisseur de cette couche dépasse une épaisseur critique, la couche d'AlGaN se relaxe et apparaît alors une forte densité de défauts cristallins à l'hétéro-interface. Ces défauts captureraient les électrons provenant des états surfaciques donneurs, faisant chuter la densité d'électrons dans le puits de potentiel.

c- Couche donneuse

Cette couche est formée d'un matériau à grand gap AlGaN dopé de type n. elle fournit des électrons de conduction au canal. Ces électrons libres tombent dans le plus bas état

D'énergie disponible du côté GaN de l'hétérojonction. L'épaisseur de cette couche est de l'ordre de 100 Å.

Le dopage peut être réalisé en insérant, durant la croissance, des atomes de silicium dont la densité est comprise Entre 1×10^{18} et 5×10^{18} cm^{-3} . Le dopage est utilisé pour augmenter la densité de porteurs dans le canal.

La concentration d'aluminium peut varier de 20% à 35% environ. Une zone déplétée se forme dans cette couche au niveau de la jonction Schottky de grille ainsi qu'aux abords de l'hétérojonction.[48]

d- Couche Espaceur

Cette couche de bande interdite relativement plus élevée dont le rôle est de permettre de construire l'hétérojonction avec le canal. Pour les HEMTs AlGa_xN/GaN, cette couche réalisée en AlGa_xN, est généralement non dopée. Elle permet encore de séparer spatialement les électrons du canal des atomes donneurs ionisés de la couche donneuse.

En effet, la forte contrainte induit un effet piézoélectrique qui entraîne l'apparition d'électron dans le puits même si la couche d'AlGa_xN n'est pas dopée.

Sans cette couche les électrons du canal seraient fortement attirés par les atomes donneurs de la couche donneuse et seraient confinés par conséquent à l'interface Al_xGa_(1-x)N/GaN, cette zone d'interface présente des défauts cristallins qui limitent la mobilité des électrons. Grâce à l'espaceur l'attraction des donneurs ionisés est atténuée, les électrons sont moins confinés à l'interface ce qui leur donne une meilleure mobilité. Le temps de transit des électrons sous la grille est fortement diminué ce qui permet de réaliser des transistors à effet champ à fréquence de coupure élevée. Cette zone plus elle est épaisse plus la mobilité des électrons dans le canal augmente associée à une plus faible densité de charges, d'après notre simulation, l'épaisseur de cette couche peut varier de 14.44 nm à 35.28 nm pour un x variant de 20% à 40%.(figure 3.14)

e- Couche canal

C'est la couche la plus importante de cette structure, car c'est dans cet endroit que va se former le gaz bidimensionnel d'électrons. et c'est cette couche qui déterminera les performances du composant à travers les propriétés de transport des électrons dans le matériau. Elle est réalisée en GaN (N.I.D) car la mobilité des électrons étant plus élevée dans un matériau non dopé que dans un matériau dopé.

L'accumulation des électrons dans le canal GaN et la présence des atomes donneurs ionisés dans la couche AlGa_xN séparée du canal par l'espaceur crée un champ électrique transversal « E_T ». La dispersion des électrons dans la couche GaN est empêchée par l'action du champ « 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. Les électrons se déplacent librement à l'interface de l'hétérojonction avec une énergie quantifiée selon la direction de croissance.

La présence d'une discontinuité de la bande de conduction ΔE_c entre les deux matériaux AlGaN et GaN forme une barrière de potentiel à l'interface de l'hétérojonction qui empêche le retour des électrons vers la couche donneuse.

f- Couche tampon :

Afin de diminuer la contrainte liée au désaccord de maille entre la couche du canal GaN et le substrat semi-isolant SiC, on introduit une couche tampon (buffer) AlN qui a des propriétés structurales moyennes entre les deux matériaux. Cette couche buffer correspond à la superposition de plusieurs couches d'épaisseurs et de dosage différentes, réalisant ainsi une couche graduelle. Cette couche permet d'accommoder le large désaccord de maille entre le substrat et le canal donc une croissance meilleur du GaN et d'éviter la propagation de dislocations du matériau dans la zone active du transistor.

g- Couche substrat

La couche substrat représente le support de croissance, En effet un mauvais choix du substrat peut causer lors de la croissance des dislocations, qui peuvent rendre le composant non fonctionnel.

Les substrats de nitrure de gallium sont encore très peu utilisés. On a donc recours à des substrats de matériaux différents, sur lesquels on fait une croissance d'une couche de cristaux de nitrure de gallium. Les matériaux les plus utilisés sont actuellement le carbure de silicium, le saphir et le silicium. Dans le paragraphe qui suit Nous allons bien détailler le choix du substrat et sur quelles paramètres se base.

2.3.3 Choix du substrat

La croissance des couches hexagonales de bonne qualité est conditionnée par le choix du substrat. En effet, le principal problème rencontré pour l'épitaxie du Nitrure de Gallium est qu'il n'existe pas de substrat accordé en maille pour ces matériaux. Les candidats susceptibles d'être utilisés pour l'hétéro-structure AlGaN/GaN sont le saphir (Al_2O_3), le silicium (Si) et le carbure de silicium (SiC de type 4H). Les caractéristiques de ces substrats sont répertoriées dans le tableau 2.3.

Substrats	Structure cristalline	Paramètre de maille (Å°)	Conductivité thermique (W.cm ⁻¹ .k ⁻¹)	Coefficients de dilatation thermique α	
				$\Delta a / a$ (×10 ⁻¹ k ⁻¹)	$\Delta c / c$ (×10 ⁻¹ k ⁻¹)
Al ₂ O ₃	Hexagonale	a= 4.758 c= 12.99	0.5	7.5	8.5
4H-SiC	Hexagonale	a= 3.08 c= 15.12	3.3	4.2	4.68
Si (111)	Cubique	a= 5.4301	1.5	3.59	

Tableau 2.3.caractéristiques cristallographiques des substrats utilisés

a) Le silicium (Si)

Le substrat silicium est très attractif non seulement parce qu'il présente une bonne morphologie de surface et est disponible à coût bas, mais également parce qu'il permet une intégration des dispositifs à base de GaN dans la microélectronique Silicium. Néanmoins, le GaN montre un désaccord de maille avec le Si (111) d'environ 17% associé à un désaccord de coefficients de dilatation thermique supérieur à 35%.

Contrairement aux substrats Al₂ O₃ et SiC, le silicium Si possède une maille plus importante que celle du GaN. Par conséquent, le GaN se trouve par définition en extension lorsqu'il est épitaxié sur le Si (111) engendrant la formation de dislocations et de craquelures.

Une couche de nucléation plus complexe composée de plusieurs sous couches d'AlN et de GaN (super réseau) est alors réalisée dont les conditions de croissance sont différentes de celles utilisées pour les substrats précédents. La croissance de la couche de GaN (buffer) est alors réalisée sur ce super réseau.

b) Le saphir (Al₂ O₃)

A l'origine des premières élaborations du matériau GaN, la majorité des couches élaborées étaient déposées sur substrat saphir. Ce substrat présente l'avantage d'un coût relativement faible, d'être facilement disponible, d'être semi isolant et d'avoir une grande stabilité en température.

Les inconvénients sont : sa faible conductivité thermique ($\kappa = 0.5 \text{ W/cm.k}$) et un fort désaccord en maille. Ce désaccord en maille entre les plans de base du GaN hexagonale et du saphir est de 30%, cependant lors de l'épitaxie, la maille est tournée de 30° par rapport à la maille des atomes d'Aluminium du saphir et le désaccord réel est dans ces conditions inférieur à 15%, malgré ce désaccord de maille important et une différence de coefficients de dilatation thermique de l'ordre de 35%, le saphir est néanmoins traditionnellement utilisé pour des raisons de coûts.

Pour remédier au maximum à la formation de dislocations dans le GaN, on dépose tout d'abord une couche tampon d'AlN d'une dizaine à une centaine de nanomètre.

Le désaccord de maille résiduel entraîne cependant la présence d'une grande densité de dislocation de l'ordre de 10^{10} cm^{-2} . [50] Malgré cela, ce substrat a tout de même permis l'élaboration de dispositifs à base de GaN dans les domaines de l'optoélectronique et des hyperfréquences présentant de très bonnes performances. Cependant, ce matériau atteint aujourd'hui ses limites du fait de sa mauvaise conductivité thermique.

c) Le carbure de silicium (SiC)

En ce qui concerne le substrat *SiC (4H)* de structure Wurtzite d'orientation [0001], les conditions d'épitaxie sont bien plus favorable, Le désaccord de maille et les coefficients de dilatation thermique sont respectivement de 3.5% et 25% avec le GaN. Par conséquent, les couches épitaxiées sur ce substrat présentent une meilleure qualité cristalline que celle élaborée sur Saphir.

Afin d'améliorer encore la qualité cristalline du GaN sur SiC, une couche de nucléation en AlN de 100nm environ est déposée dans un premier temps sur le substrat ; Le AlN présente un désaccord de maille plus faible que le SiC (environ 1%) et un coefficient de dilatation thermique identique au substrat. La croissance du GaN est alors réalisée sur cette couche tampon.

Le SiC possède également une conductivité thermique environ sept fois plus élevée que celle du Saphir, mais il est très coûteux. environ de 200\$ par wafer. [50]

d) Le diamant

L'utilisation d'un substrat diamant polycristallin a été exploitée pour la fabrication de HEMTs GaN à cause de l'excellente conductivité thermique de l'ordre de 2000W/m.K à température ambiante (six fois meilleure que le SiC).

La figure 2.11 montre la dissipation de la chaleur dans les composants de puissance qui est essentiellement liée à la conductivité thermique du substrat. Donc le diamant devrait permettre d'améliorer les performances des transistors. Cette technique s'apparente à une technologie à couche reportée précédente à la différence que le SiC polycristallin est remplacé par un dépôt de diamant polycristallin épais. Cette nouvelle filière innovante présente de nombreux inconvénients notamment liés au coût et à la qualité du GaN épitaxié sur Si. [50]

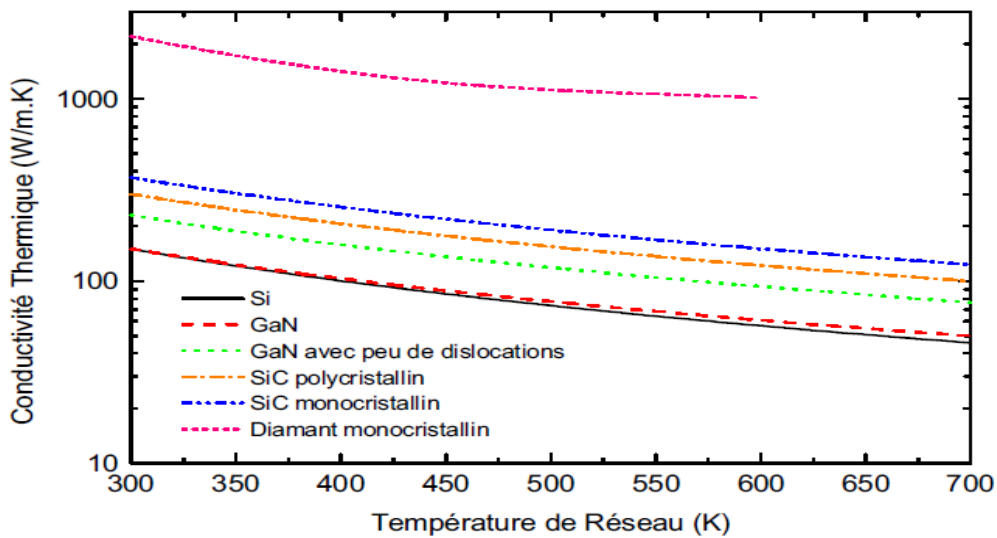


Figure 2.11. Conductivités thermiques en fonction de la température de réseau pour chaque substrat [51]

e) Les substrats composites

Les substrats dénommés « composites » constituent une nouvelle approche récente et innovante pour pallier au coût élevé du SiC et conserver en partie des bonnes propriétés thermiques et un faible désaccord en paramètre de maille avec le GaN. Ces substrats sont fabriqués à partir de la technologie SmartCutTM développée par la société SOITEC : Le SopSiC (mono-SiC/poly-SiC) est constitué d'une fine couche de silicium (111) sur un substrat de SiC polycristallin. Le SiCopSiC (mono-SiC/poly-SiC) est de même nature sauf que la première couche correspond au SiC monocristallin. Dans les deux cas le procédé de fabrication nécessite l'introduction d'une fine couche de SiO₂ entre les deux matériaux.

Ce procédé permet de réaliser des couches tampon de GaN d'excellente qualité cristallographique.

2.4 Effet de contrainte sur le gap et la couche épitaxiée

2.4.1 Notion de la contrainte

La condition nécessaire à une bonne hétéro-épitaxie est évidemment que les deux matériaux aient d'une part la même structure cristalline. Lorsque les paramètres de mailles de la couche épitaxie et le substrat sont différents, le matériau constituant la couche de plus grande épaisseur impose sa maille à l'autre, un désaccord paramétrique est généré (figure 2.12). donc pour les couches suffisamment fines, la maille du matériau épitaxié se déforme de manière élastique dans les deux directions parallèle (//) et perpendiculaire (\perp) à la surface de croissance, et selon que le paramètre de la couche épitaxiée est plus petit ou plus grand que celui du substrat, la déformation est soit un allongement "couches en tension", soit une contraction "couche en compression". Les deux déformations représentent "la contrainte hydrostatique".

Ce désaccord peut être exprimé comme suit :

- Contrainte compressive dans le cas où $a_{epitax} > a_{sub}$
- Contrainte extensive (tractive) dans le cas où $a_{epitax} < a_{sub}$

Avec a_{epitax} : paramètre de maille de la couche épitaxie et a_{sub} : paramètre de maille du substrat.

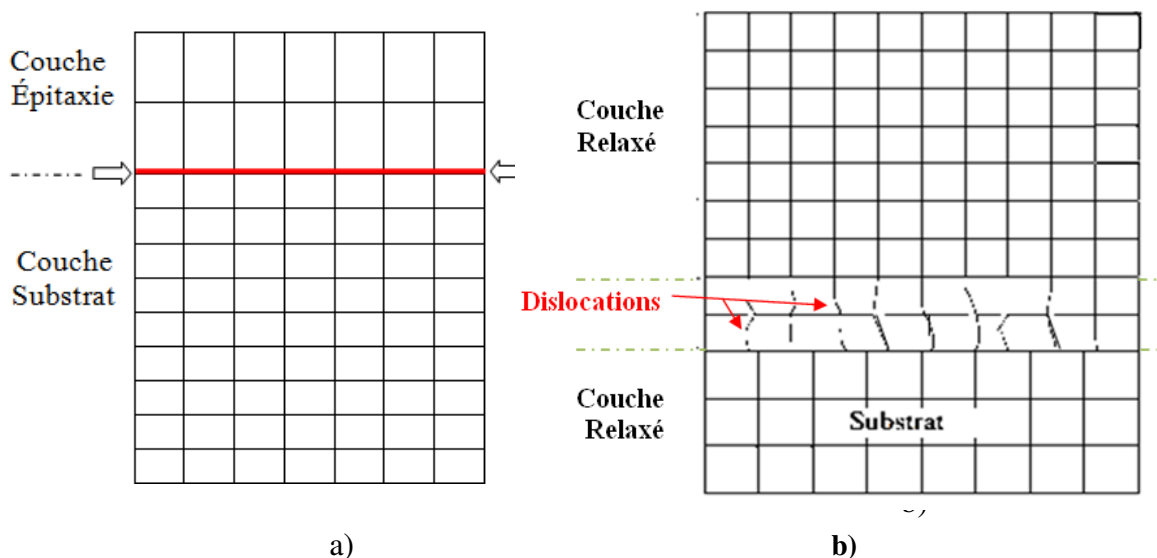


Figure 2.12. Couche totalement contrainte a) cas ($a_{epitax} > a_{sub}$) compression, b) cas ($a_{epitax} < a_{sub}$) Extension.

Dans notre structure $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$, le paramètre de maille de GaN ($a_{\text{sub}} = 3.19 \times 10^{-10}$) est toujours supérieure au celui du $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ (a_{epitax} varie de 3.19 à 0×10^{-10}) lorsque la concentration d'Aluminium varie entre 0% et 100%. Cette partie nous l'avons détaillée dans le premier chapitre. Donc on a toujours une contrainte en tension.

D'autre part pour les couches épitaxiées plus épaisses, la déformation de la maille du matériau ne suffit plus à équilibrer l'énergie mécanique engendrée par la croissance. Le désaccord est alors rattrapé par la génération de dislocations à l'interface de croissance. Ces dislocations se propagent du substrat vers l'interface de croissance et la couche commence à relaxer.

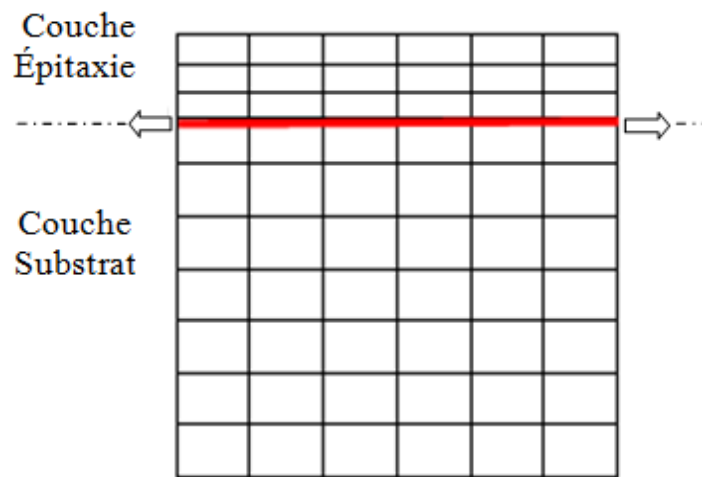


Figure 2.13. Propagation de dislocation dans la couche épitaxiée épaisse.

2.4.2 Effet de la contrainte sur la couche épitaxiée (Épaisseur critique)

L'épaisseur critique est l'épaisseur au delà de laquelle la couche épitaxiée commence à relaxer. Elle dépend des propriétés mécaniques des matériaux tels que les coefficients élastiques C_{ij} ainsi que du degré du désaccord paramétrique $\Delta a/a$ (équation 2.8) entre le substrat et la couche épitaxiée. Si l'épaisseur de la couche épitaxiée dépasse la valeur de l'épaisseur critique, les mailles ne subissent plus les contraintes mécaniques imposées par le substrat et le paramètre de maille atteint celui du matériau massif. Le réseau est totalement relaxé [52].

$$\Delta a/a = \frac{a_{\text{epit}} - a_{\text{sub}}}{a_{\text{epit}}} \quad (2.8)$$

On définit h_c l'épaisseur critique de la couche donneuse, on a choisi le modèle proposé par Matthews et Blakeslee [53]

$$h_c = \frac{a_{epit}}{k \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \Delta_a} \times \frac{1 - (0.25 \cdot \gamma)}{(1 + \gamma)} \times \ln \left(\frac{h_c \cdot \sqrt{2}}{a_{epit}} + 1 \right) \quad (2.9)$$

a_{epit} : Paramètre de maille de la couche épitaxiée.

Δ_a : Désaccord paramétrique.

γ : Coefficient de Poisson donné par :

$$\gamma = \frac{C_{12}}{C_{11} + C_{12}} \quad (2.10)$$

C_{ij} : Les coefficients élastiques (cm^{-2}).

k : est un coefficient égal à 1 dans le cas d'un super-réseau ; à 2 pour un puits quantique ; 4 dans le cas d'une couche unique.

2.4.2 Effet de la contrainte sur le gap [54]

Pour la description de l'effet de la contrainte sur la structure de bande nous avons utilisé le modèle de Van et Walle et utilisé le formalisme de Krijin. Les deux composantes parallèle et perpendiculaire du tenseur de la déformation peuvent être définies de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_{\parallel} - a}{a} \quad (2.11)$$

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp} - a}{a} \quad (2.12)$$

Pour une structure totalement contrainte:

$$a_{\parallel} = a_{\text{sub}} \quad (2.13)$$

$$a = a_{\text{epitax}} \quad (2.14)$$

$$\varepsilon_{\perp} = -2 \times \frac{C_{12}}{C_{11}} \times \varepsilon_{\parallel} \quad (2.15)$$

La figure 2.14 représente la structure de bandes d'un semi-conducteur à Gap direct dans les trois cas possibles, non contraint, contraint en compression ou contraint en tension, ainsi que l'effet de la contrainte bi-axiale sur la structure de bandes de la couche épitaxiée.

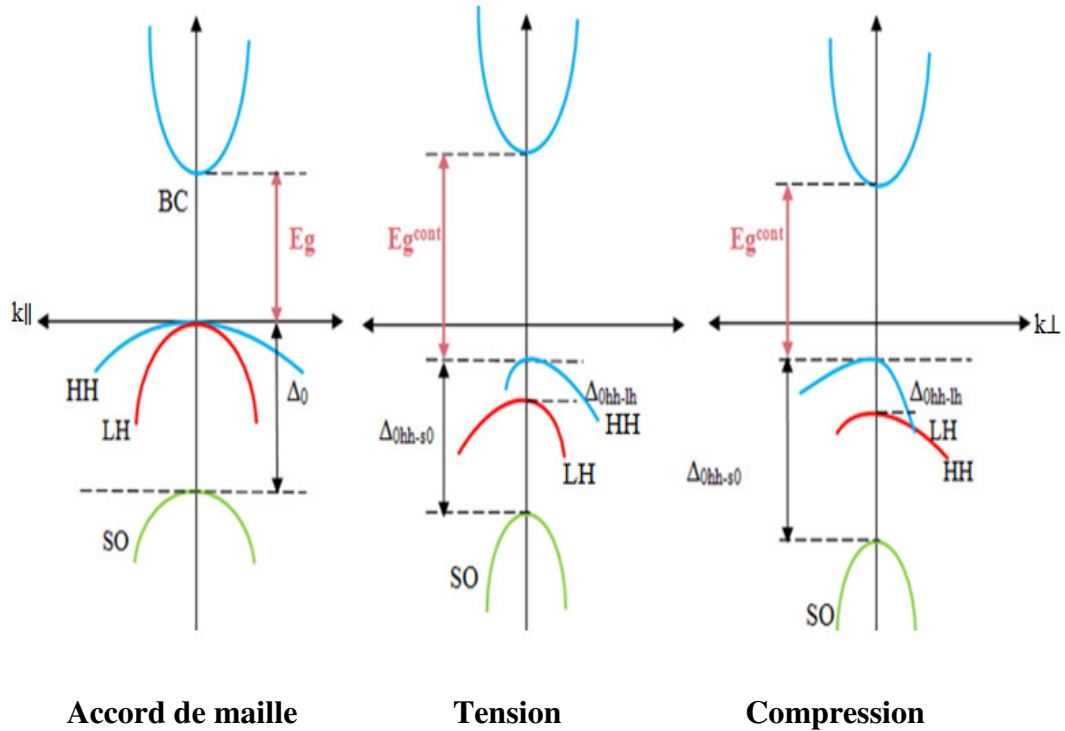


Figure 2.14 Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct.

Dans le cas non contraint, les bandes de trous lourds et de trous légers sont isotropes et dégénérées au centre de la zone de Brillouin, et la bande de trous spin-orbite est située à une énergie Δ_0 en dessous de ces deux bandes. Le centre de gravité de la bande de valence d'énergie moyenne $E_{V,moy}$ se trouve par conséquent à $\frac{\Delta_0}{3}$ au dessous du haut de la bande de valence en $k=0$.

$$E_{V,moy} = \frac{E_{HH} + E_{LH} + \Delta_0}{3} \quad (2.16)$$

E_{HH} : Energie de la bande de trous lourds.

E_{LH} : Energie de la bande de trous légers.

Δ_0 : Energie de décalage des bandes des trous spin-orbite.

L'effet de la contrainte sur les bandes de valence et de conduction peut être décomposé en deux contraintes :

1) La contrainte hydrostatique

2) La contrainte de cisaillement

La composante hydrostatique, peut être exprimée comme étant un changement de volume du réseau cristallin qui modifie l'énergie de la bande interdite. Ce changement provoque un décalage du centre de gravité de la bande de valence ainsi que le centre de gravité de la bande de conduction.

La contrainte de cisaillement, correspond à un cisaillement pur qui diminue la symétrie du système et lève la dégénérescence de la bande de valence en séparant les bandes de trous légers et de trous lourds (figure 2.14).

Si la couche épitaxiée est soumise à une contrainte compressive, la composante hydrostatique augmente l'écart entre la bande de valence et la bande de conduction, et la contrainte de cisaillement rend les bandes de valence fortement anisotropes [53] ; la bande de plus haute énergie devient lourde selon k_{\perp} et légère selon k_{\parallel} (bande HH). La bande d'énergie inférieure devient elle légère selon k_{\perp} et lourde selon k_{\parallel} (bande LH).

Si la couche est soumise à une contrainte extensive, le gap moyen diminue et les bandes de valences sont inversées par rapport à celles d'une couche en compression ; la bande de plus haute énergie (bande LH) restant légère selon k_{\perp} et lourde selon k_{\parallel} .

Les décalages énergétiques des centres de gravité de la bande de valence et de la bande de conduction en $K = 0$ induits par la contrainte hydrostatique, varient proportionnellement à la contrainte [53]:

$$\Delta E_{V,moy}^{hyd} = a_v(2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.17)$$

$$\Delta E_c^{hyd} = a_c(2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.18)$$

Avec a_c et a_v les potentiels hydrostatiques de déformation pour la bande de conduction et la bande de valence respectivement.

Les décalages énergétiques induits par la contrainte de cisaillement dans chacune des bandes constituant la bande de valence sont les suivants, dans le cas d'une croissance sur substrat(100) [53].

$$\Delta E_{hh}^{cisa} = -\frac{1}{2} \times \delta E^{cisa} \quad (2.19)$$

$$\Delta E_{lh}^{cisa} = -\frac{1}{2} \Delta_0 + \frac{1}{4} \delta E^{cisa} + \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E^{cisa} + \frac{9}{4} (\delta E^{cisa})^2} \quad (2.20)$$

$$\Delta E_{so}^{cisa} = -\frac{1}{2} \Delta_0 + \frac{1}{4} \delta E^{cisa} - \frac{1}{2} \cdot \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E^{cisa} + \frac{9}{4} (\delta E^{cisa})^2} \quad (2.21)$$

avec :

$$\delta E^{cisa,100} = 2 \cdot b \cdot (\mathcal{E}_{\parallel} + \mathcal{E}_{\perp}) \quad (2.22)$$

Où b est le potentiel de déformation tétragonale.

En tenant compte de l'équation de $E_{v,moy}$ (équation 2.16), et les équations (II.17), (II.18), (II.19), (II.20), on peut définir l'énergie du haut de la bande de valence et l'énergie du bas de la bande de conduction.

E_v : l'énergie du haut de la bande de valence est :

$$E_v = E_{v,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + \Delta E_{v,moy}^{hyd} + \max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) \quad (2.23)$$

E_c : l'énergie du bas de la bande de conduction est :

$$E_c = E_{v,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + E_g + \Delta E_c^{hyd} \quad (2.24)$$

Dans ces expressions $E_{v,moy}$, l'éclatement Spin-orbite Δ_0 et l'énergie de gap sont relatifs au matériau non contraint. via les équations (II.23) et on peut déterminer l'équation du Gap contraint E_g^{cont} :

$$E_g^{cont} = E_c - E_v = E_g + \Delta E_c^{hyd} - \Delta E_{v,moy}^{hyd} - \max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) \quad (2.25)$$

Pour une couche soumise à une contrainte en compression la bande des trous lourds est au dessus de la bande des trous légers et l'on a :

$$\max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) = \Delta E_{hh}^{cisa} .$$

Dans le cas d'une couche soumise à une contrainte en tension la bande des trous lourds est au dessous de la bande des trous légers et l'on a :

$$\max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{lh}^{cisa}) = \Delta E_{lh}^{cisa}.$$

Donc l'équation (II.24) devient pour une couche en compression :

$$E_g^{cont,com} = E_g + \Delta E_c^{hyd} - \Delta E_{v,moy}^{hyd} - \Delta E_{hh}^{cisa} \quad (2.26)$$

Et pour une couche en tension :

$$E_g^{cont,ten} = E_g + \Delta E_c^{hyd} - \Delta E_{v,moy}^{hyd} - \Delta E_{lh}^{cisa} \quad (2.27)$$

La détermination du Gap contraint nécessite la connaissance du Gap non contraint E_g et l'éclatement spin-orbite Δ_0 de la couche relaxée, les constantes élastiques C_{ij} de la couche, les potentiels de déformation hydrostatique a_c et a_v , ainsi que le potentiel de déformation tétragonale b .

2.5 Conclusion

Dans ce deuxième chapitre nous avons introduit le transistor HEMT à base d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$, le principe du contact Schottky, la formation du gaz 2DEG, sa structure et les différentes couches qui le composent.

Ensuite, nous avons présenté les différents substrats ainsi que les substrats composites.

Nous avons déduit que les phénomènes quantiques sont à l'origine du confinement des porteurs et de la formation d'un puits de potentiel.

La dernière partie de ce chapitre est consacrée à l'étude de l'effet de la contrainte sur l'épaisseur de la couche épitaxiée où le modèle utilisé est celui proposé par Matthews et Blakeslee ; et de l'effet de la contrainte sur la bande interdite ; on a utilisé pour cela le modèle de Van et Walle.

Chapitre 3 Etude des caractéristiques I(V)

3.1 Introduction

Comme nous avons déjà évoqué dans le premier chapitre, les propriétés physiques du nitru de gallium permettent de réaliser des transistors HEMT présentant des densités de courant de drain supérieures à 1.4 A/mm [54] et des tensions de claquage de l'ordre de 100V[55]. Malgré que la densité de courant et la tension de claquage sont très élevées, les performances des transistors HEMT à base du GaN sont, la plupart du temps limitées par des effets de pièges, effets thermique et d'autres phénomènes limitatifs dont nous allons parler dans ce chapitre. On terminera ce chapitre par les résultats des simulations.

3.2 Transistor HEMT sous polarisation

Le principe de fonctionnement du transistor HEMT provient de celui du transistor à effet de champ à jonction « JFET », où l'électrode de commande est constituée d'une jonction « P.N » 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_i » s'établit.

Dans le transistor HEMT, le processus mis en jeu est le même que précédemment, mais au lieu de la jonction « P.N », il y a une jonction métal semiconducteur qui forme une diode de type Schottky.

Sans polarisation, il peut y avoir donc la zone de charge d'espace (c'est une zone de désertion traversant les cinq premières couches) sur une certaine profondeur approximativement constante, dans un canal formé d'une couche GaN non dopée dite canal conducteur.

- Si on applique une tension extérieure négative « V_{gs} » sur l'électrode de grille, celle-ci engendre une augmentation du champ « E_i ». 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 ($V_{gs} = V_p$), dite 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. C'est le cas un régime linéaire.

- 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 figure 3.1).

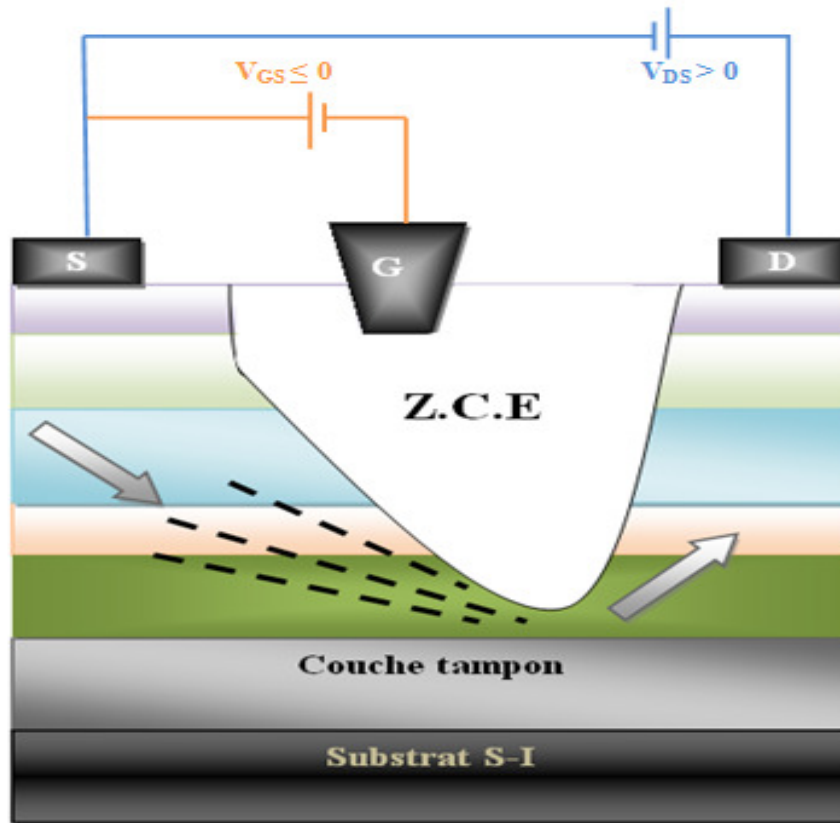


Figure 3.1. Structure d'un HEMT sous la polarisation de la grille.

-Si la tension V_{ds} atteint la valeur « $V_{ds_{sat}}$ » (tension de saturation), le régime de saturation apparaît. L'augmentation de la tension « V_{ds} » au-delà de « $V_{ds_{sat}}$ » n'affecte pas l'évolution du courant de drain qui garde une valeur « $I_{ds_{sat}}$ » relativement constante. Le modèle généralement utilisé pour décrire la saturation du courant « I_{ds} » dans les HEMTs 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 (figure 3.2). 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.

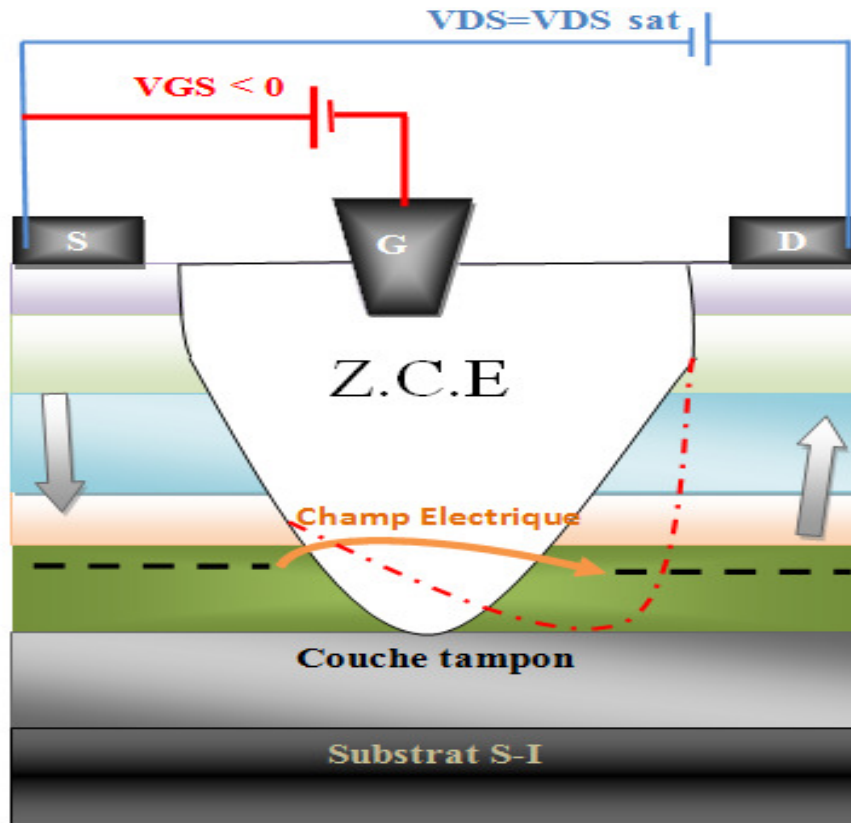


Figure 3.2. Déplacement du point de pincement et l'effet du champ électrique dans un HEMT avec polarisation

3.3 Phénomènes limitatifs du HEMT

Comme tous les transistors, les HEMTs souffrent de phénomènes limitatifs dont les principaux sont détaillés dans ce qui suit.

3.3.1 L'ionisation par impact

En fonctionnement, lorsque la polarisation drain source augmente, le champ électrique devient intense dans le canal côté drain. Sous l'effet de ce fort champ, les électrons sont accélérés et entrent en collision avec les atomes du réseau. Ces atomes alors ionisés créent des paires électrons – trous. Les électrons s'ajoutent au courant drain tandis que les trous sont en partie collectés par la grille. A très fortes tensions de drain, ces électrons issus de l'ionisation sont accélérés à leur tour et ionisent d'autres atomes ce qui entraîne un phénomène d'avalanche.

Ce processus s'accompagne donc d'une faible augmentation du courant drain ainsi que de la création d'un courant de trous collectés par la grille, qui va se superposer au courant de fuite de grille et donc dégrader celui-ci.

On observe habituellement ce phénomène sur les courbes du courant de grille en fonction de V_{GS} , à fort V_{DS} , comme l'illustre la figure 3.3 pour un transistor HEMT AlGaIn/GaN.

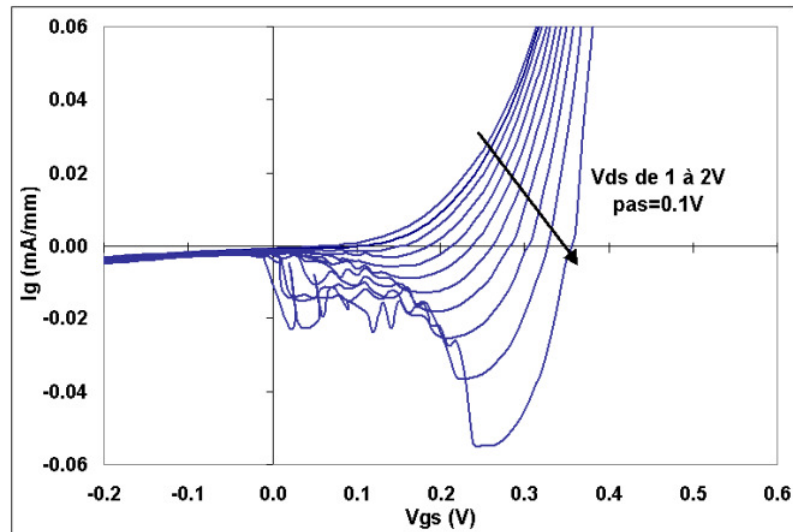


Figure 3.3. Caractéristique en cloche due à l'ionisation par impact (courant de grille I_{GS} d'un transistor HEMT)

On observe une augmentation du courant de grille à fort V_{DS} , qui constitue une courbe « en cloche » spécifique du phénomène d'ionisation par impact.

Enfin l'ionisation par impact est en partie responsable de l'effet de coude ou effet « kink » dans les HEMTs.

3.3.2 L'effet coude ou effet « kink »

L'effet de coude est une déformation spécifique de la caractéristique $I_D(V_{DS})$. Il se traduit de deux manières : une saturation anormale de I_{DS} à faible V_{DS} , et une augmentation rapide de la conductance de sortie g_d à fort V_{DS} .

Somerville fait état des différentes théories mentionnées : toutes sont liées en partie au phénomène d'ionisation par impact [56] [57], Comme le montre la figure 3.4. Il suppose de plus que l'effet de coude est lié aux trous créés lors de l'ionisation des atomes, qui s'accumulent dans le canal ; cela implique une génération d'électrons

pour assurer la neutralité dans le canal, qui viennent s'ajouter au courant drain. L'accumulation de trous côté source vient « ouvrir » le canal. C'est ce qui explique l'augmentation du courant à fort V_{DS} .

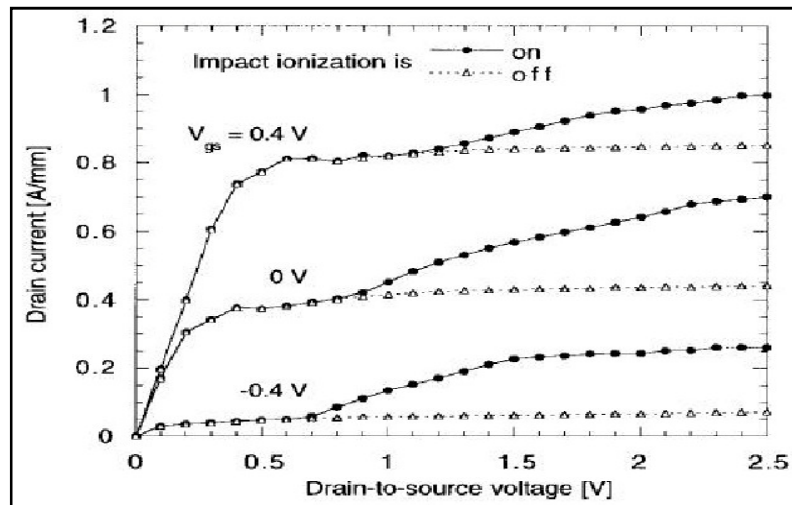


Figure 3.4. Réseau de courbes $I_D(V_{DS})$ avec (ON) et sans effet « Kink » (OFF) [58]

Nous retiendrons principalement pour notre étude que l'effet « Kink » est un facteur limitatif, qu'il est difficile à contrôler, et qu'il dépend de la largeur de fossé de grille côté source et drain. Enfin, il induit une diminution du gain et un fort bruit en basses et hautes fréquences.

3.3.3 Les effets de canal court

Des phénomènes limitatifs en termes de performances fréquentielles apparaissent pour des longueurs de grille courtes (sub-microniques), et sont regroupés sous le terme d'effet de canal court ou Short Channel Effect (SCE).

La raison pour laquelle la réduction de la longueur de grille agit sur le fonctionnement du transistor repose sur la théorie du transport des électrons dans le canal.

En régime de fonctionnement normal (à $V_{DS} > 0$), le champ électrique accélère les électrons le long du canal. Lorsque l'équilibre est atteint entre cette accélération et le freinage dû aux collisions des électrons avec les atomes du réseau, le régime est dit stationnaire.

Or, dans le cas de faibles longueurs de grille, les électrons sont brusquement soumis à un échelon de champ électrique très important et aucune collision n'a encore eu lieu : le transport des électrons est donc balistique. C'est le phénomène de survitesse.

L'évolution de la vitesse électrique le long du canal est caractéristique de ce phénomène. Lors du passage sous la grille, les électrons sont soumis à un fort champ électrique, leur vitesse augmente donc très vite. On observe ensuite le pic représentatif de la survitesse, puis la diminution de la vitesse en bout de grille. La valeur de ce pic de survitesse est supérieure au maximum de vitesse obtenu en régime stationnaire. C'est donc un phénomène a priori bénéfique pour le fonctionnement du transistor puisqu'il permet de réduire le temps de transit des électrons sous la grille et donc d'augmenter la fréquence de coupure, Cette fréquence est donnée par l'équation (3.1).

$$F_t = \frac{1}{2\pi\tau_{ec}} \quad (3.1)$$

Où F_t est la fréquence de coupure et τ_{ec} est le temps de transit des électrons à travers l'ensemble de la structure [59].

En revanche, le très fort champ électrique induit par ces grilles ultra-courtes en bout de grille (côté drain) implique également une fuite des charges par la couche tampon et/ou le plan de dopage. On désigne par « Real Space Transfert » ces transferts d'électrons chauds en dehors du canal.

On retiendra des effets de canal court que dans le cas de faibles longueurs de grille les principaux phénomènes observés sont une augmentation de la vitesse des électrons (survitesse), une détérioration du contrôle de la grille sur le canal, la diminution de la tension de seuil et la fuite des électrons chauds par la couche tampon. Tous ces éléments sont bien sûr à prendre en compte dans le cadre d'une réduction de la longueur de grille des transistors.

Il apparaît toutefois que ces effets de canal court peuvent être réduits par exemple en maintenant constant ou en augmentant la valeur du facteur de forme L_G/d , où L_G est la longueur de grille et d la distance grille canal. L'augmentation de ce rapport améliore le contrôle des électrons du canal par la grille [60] et réduit la variation de tension de seuil pour une longueur de grille qui diminue [61].

Mais une trop forte diminution de la distance grille canal dégrade la courant de grille en facilitant l'effet tunnel. Il s'agit donc de faire un compromis pour avoir un fonctionnement optimal suivant les deux directions (dans la technologie HEMT, on conservera un rapport de forme supérieur à cinq).

3.3.4 Effets thermiques

Tout composant semi-conducteur est sujet à des problèmes d'auto-échauffement lorsqu'il est soumis à des contraintes électriques. Trois principaux phénomènes sont à l'origine de la création de chaleur.

Il y a tout d'abord l'effet Joule des électrons et des trous. Il existe ensuite les phénomènes de radiation. Enfin, le processus de génération recombinaison des paires électrons/trous libère une quantité de chaleur proportionnelle au gap d'énergie entre les niveaux donneurs et accepteurs.

L'augmentation de la température interne du composant entraîne une diminution de la valeur de la mobilité des porteurs. Il en résulte une chute du courant de drain entraînant une diminution de la transconductance et de la conductance de sortie [62], [63], [64].

Les effets de l'échauffement du composant sur la transconductance et la conductance de sortie sont non négligeables et doivent être pris en compte dans une procédure de mesure et de modélisation précise.

3.4 Résultats et discussion

3.4.1. Paramètre de maille (a) en fonction de la fraction molaire

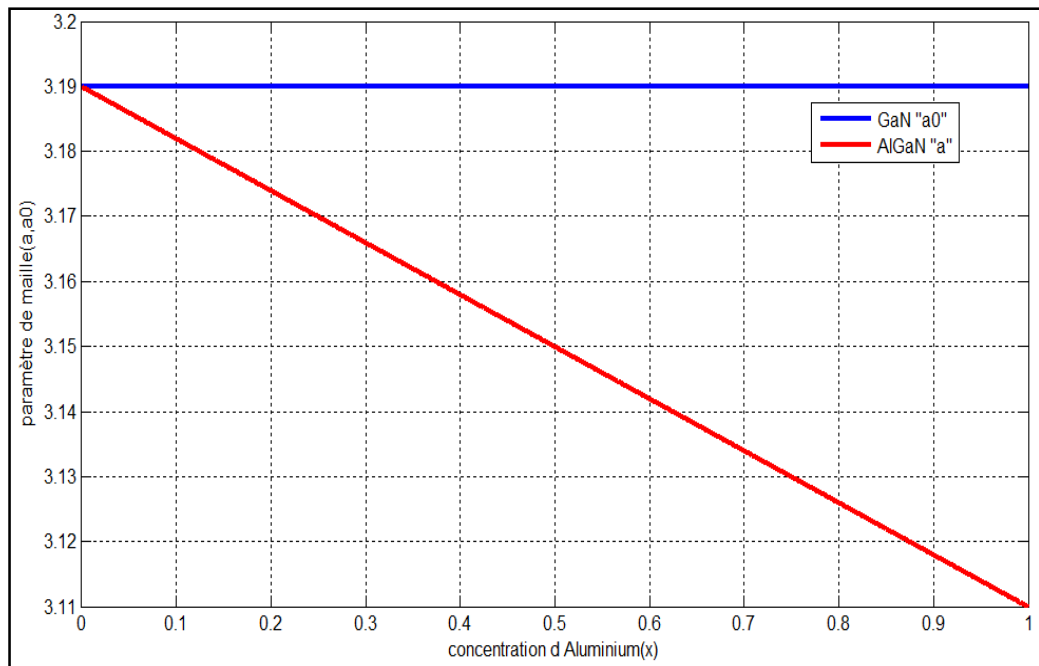


Figure 3.5. La variation du paramètre de maille en fonction de la concentration d'Aluminium (x)

La figure 3.1 représente la variation de la constante de maille « a » de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la concentration d'Aluminium « x ». Si on augmente le taux d'Aluminium, une perturbation dans la maille se produit en raison de l'emplacement de l'atome d'Aluminium dans le matériau GaN induisant ainsi une décroissance de la constante de maille « a ».

Au bout de cette augmentation, on remarque que le paramètre de maille de la couche Substrat « a_0 » est supérieur à celui de la couche épitaxiée « a », ceci implique qu'on a une contrainte extensive qui s'impose à la couche supérieure.

3.4.2 L'effet de la température sur l'énergie de gap (E_g)

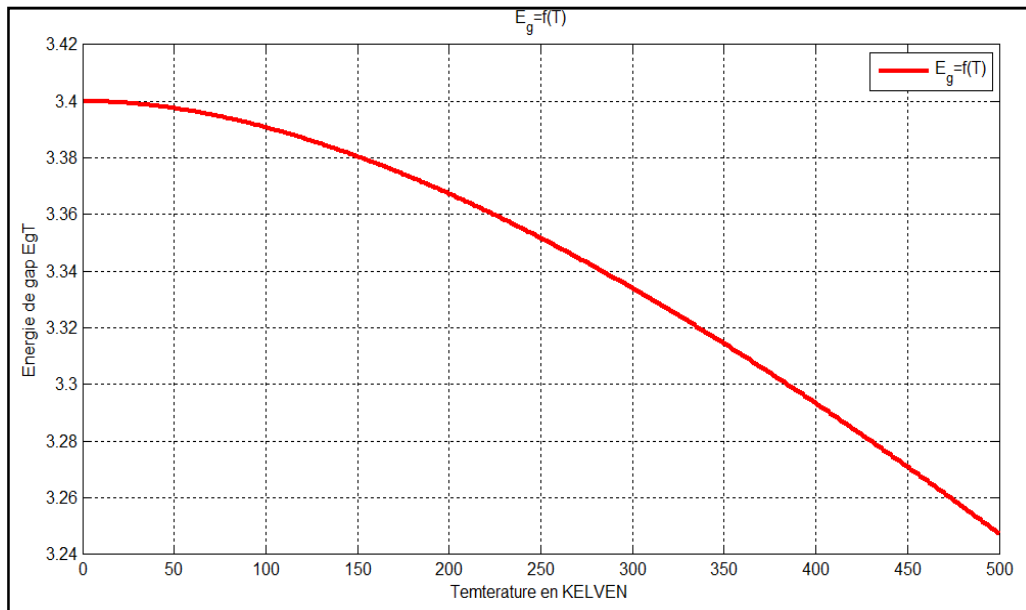


Figure 3.6. La variation de l'énergie de gap en fonction de la température de GaN.

L'allure de l'énergie de gap en fonction de la température montre qu'il y a une relation inverse entre eux, c'est-à-dire quand la température de réseau augmente l'énergie de gap va diminuer,

En prenant des points quelconques de cette allure, pour $T = 0$ K on remarque que E_g est égale à 3.4 eV, c'est la valeur maximale de ce matériau (GaN), pour $T = 100$ K, E_g vaut 3,391 eV, et pour $T = 300$ K, E_g vaut 3,334 eV. Ça implique que les hautes températures influent sur les matériaux à grand gap, c'est pour ce la qu'on a pris en compte l'effet thermique dans l'étude des HEMTs.

3.4.3 La polarisation Spontané (P_{sp}) et piézoélectrique (P_{pz}) en fonction de la fraction molaire

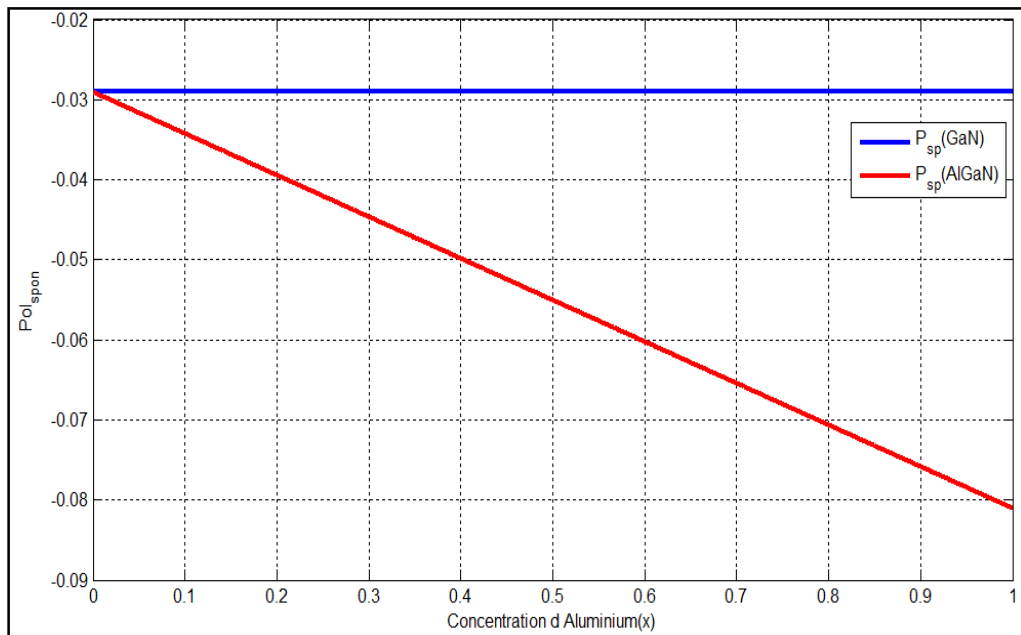


Figure 3.7. La variation de la polarisation Spontanée en fonction de la concentration de l'Aluminium.

Dans notre cas la polarisation Spontanée est orientée dans le sens opposé à la direction [0001], car les valeurs des éléments GaN et AlN sont négatives à cause d'une hétéro-structure AlGaN/GaN à face Ga. (Voir le tableau 1.5), la variation de la polarisation Spontanée de la couche AlGaN en fonction de la concentration d'Aluminium qui est représenté dans la figure 3.7 montre qu'il y a une relation directe entre les deux. Le signe moins ne signifie pas que la polarisation Spontanée est dégressive.

Plus la fraction molaire est grande plus la polarisation spontanée de l' $Al_xGa_{(1-x)}N$ est importante et plus la couche l' $Al_xGa_{(1-x)}N$ est contraint en tension par rapport au GaN, ce qui entraîne une large augmentation de la polarisation piézoélectrique, mais aussi avec des signes négatifs comme il est illustré dans la figure 3.8.

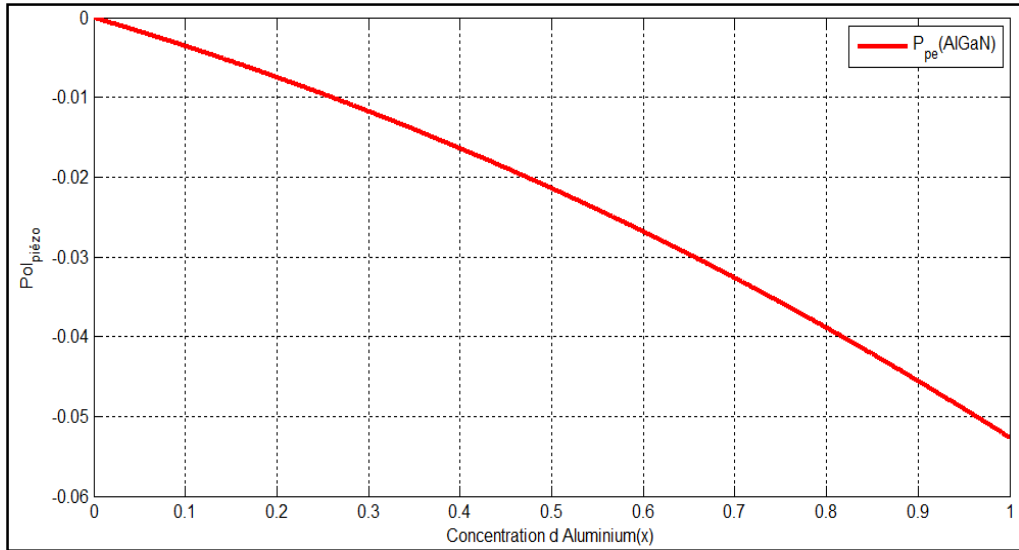


Figure 3.8. La variation de la polarisation piézoélectrique en fonction de la concentration d'aluminium.

Les deux polarisations Spontanée et piézoélectrique que nous avons figurées auparavant concernent la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$, ainsi que la polarisation Spontanée du GaN ; chacun de ces paramètres impose sur les couches étudiées dans les deux chapitres précédents des densités surfaciques opposées, comme il est illustré dans la figure 3.9 qui englobe tous les paramètres des couches qui forment l'interface.

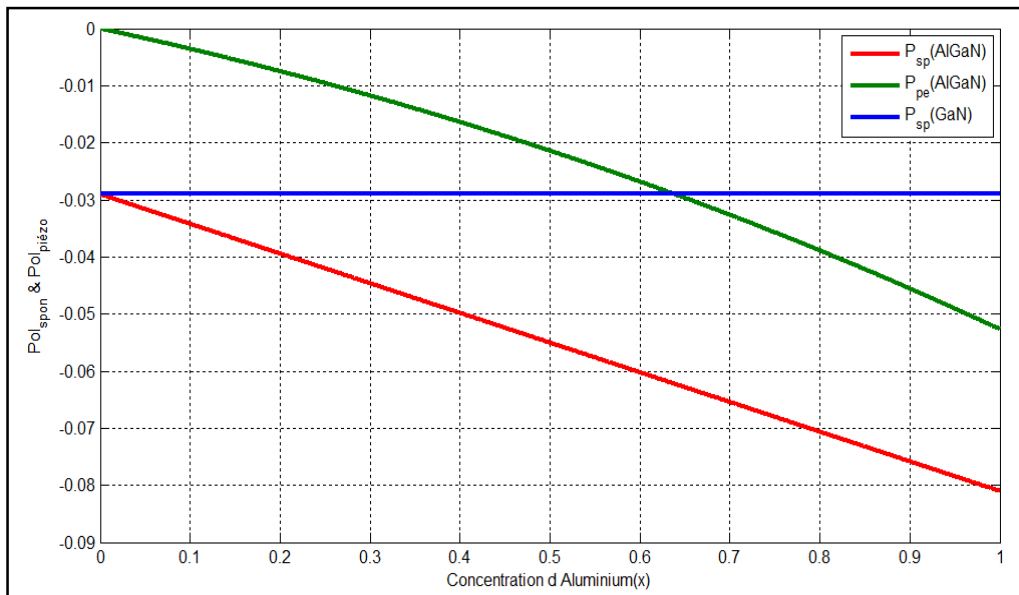


Figure 3.9. Les variations des polarisations Spontanée et Piézoélectrique en fonction de la concentration d'aluminium.

On remarque que les variations des deux polarisations spontanée et piézoélectrique de la couche $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ avec la concentration d'Aluminium sont quasi linéaires, et la polarisation spontanée de cette dernière est toujours supérieure à la polarisation piézoélectrique. On déduit que l'impact de la polarisation spontanée (P_{sp}) sur les charges est plus important que celle de la polarisation piézoélectrique (P_{pz}).

Par exemple, si on fixe la concentration d'Aluminium à $x = 20\%$, la P_{SP} est égale à $-0,0394 \text{ (C/m}^2\text{)}$ par contre la P_{PZ} (AlGa_xN) est égale à $-0,007466 \text{ (C/m}^2\text{)}$, même si la concentration d'Aluminium on l'augmente à $x = 40\%$, les valeurs des deux polarisations sont respectivement : $-0,0498 \text{ (C/m}^2\text{)}$ et $-0,01637 \text{ (C/m}^2\text{)}$.

La polarisation spontanée de la couche GaN est toujours constante et est égale à $P_{SP}(\text{GaN}) = -0,029 \text{ (C/m}^2\text{)}$, car cette couche est totalement relaxiée et ne dépend pas de la concentration d'Aluminium « x ».

3.4.4 la densité de charge totale à l'interface $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$

Toutes ces polarisations qui sont illustrées dans la figure 3.5 créent une densité totale qui se trouve dans l'interface $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$, comme il est détaillée dans l'équation (1.18bis), par conséquent ; cette densité est totalement négative, mais nous la prenons avec la valeur absolu pour simplifier la lecture d'une part, et d' autre part pour montrer que la densité est toujours croissante par rapport à la concentration d'Aluminium.

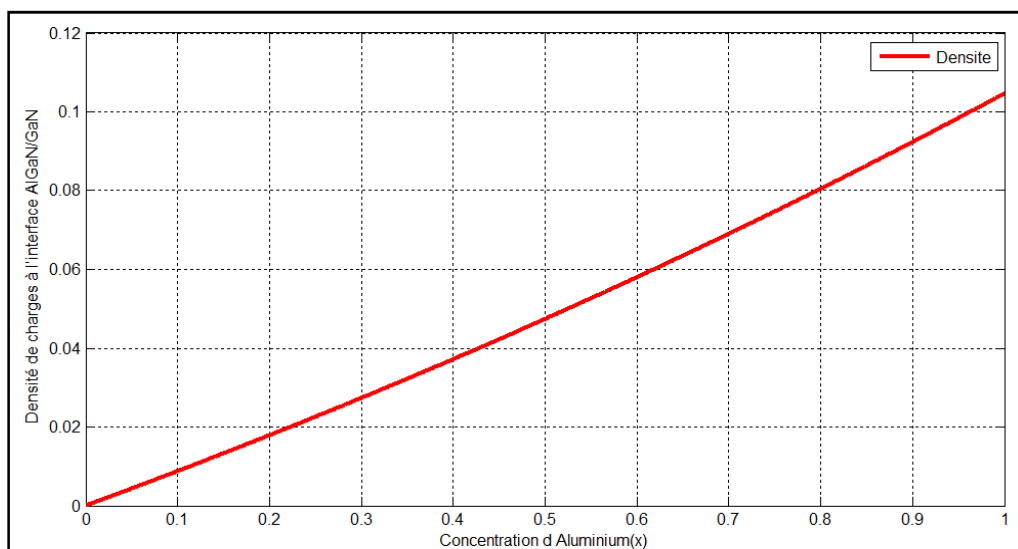


Figure 3.10. La variation de la densité de charge totale $\sigma(x)$ provenant des polarisations spontanée et piézoélectrique à l'interface de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}/\text{GaN}$ de face Ga en fonction de la concentration d'Aluminium « x ».

La densité de charge σ est importante, elle est égale à $1,787 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ pour une concentration en d'Aluminium $x = 20\%$. Sa valeur augmente jusqu'à $3,717 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ quand (x) est égal à 40% . On remarque que les deux polarisations contribuent significativement à la production de cette densité.

3.4.5 Les discontinuités des bandes de conduction et de valence en fonction de la fraction molaire « x »

Les figures 3.11 et 3.12 montrent les discontinuités des bandes de conduction et de valence simulées en fonction de la concentration d'Aluminium.

Sur les deux figures on constate que lorsque la fraction molaire « x » varie de 0% à 100%, les discontinuités des bandes augmentent, sauf que la variation est linéaire pour ΔE_c et quasi-linéaire pour ΔE_v .

Il est remarquable que la discontinuité de bande de valence, n'est pas importante, (0.1 eV pour un pas de $x = 10\%$) par contre le ΔE_c , (0.5 eV pour un pas de $x = 10\%$) Nous nous intéressons plus dans notre étude à la discontinuité de bande de conduction, puisque dans cette bande, les électrons sont confinés. Il en résulte un confinement plus grand des porteurs dans le puits grâce à cette augmentation de ΔE_c .

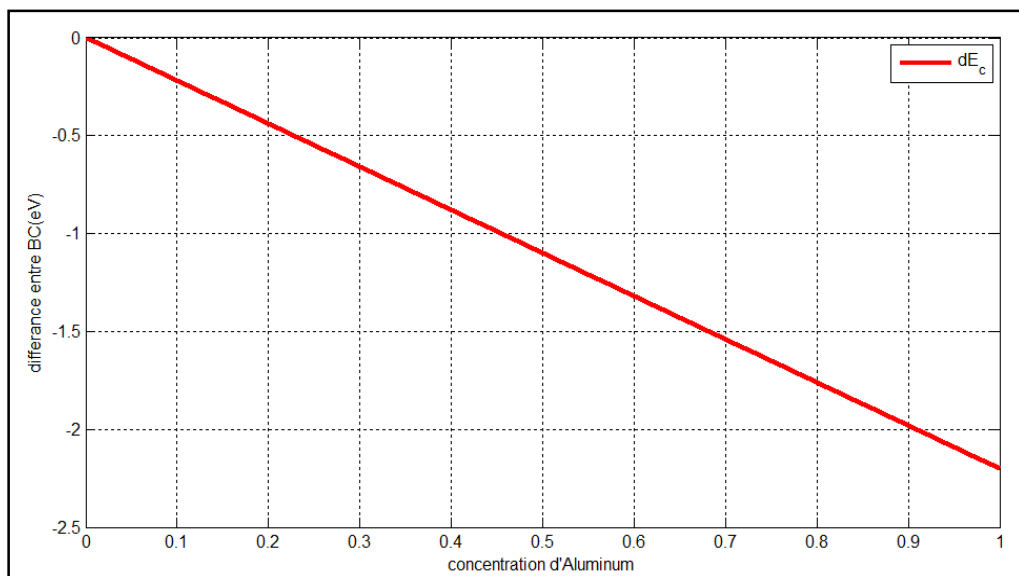


Figure 3.11. La variation de discontinuité de bande de conduction ΔE_c en fonction de la concentration d'Aluminium

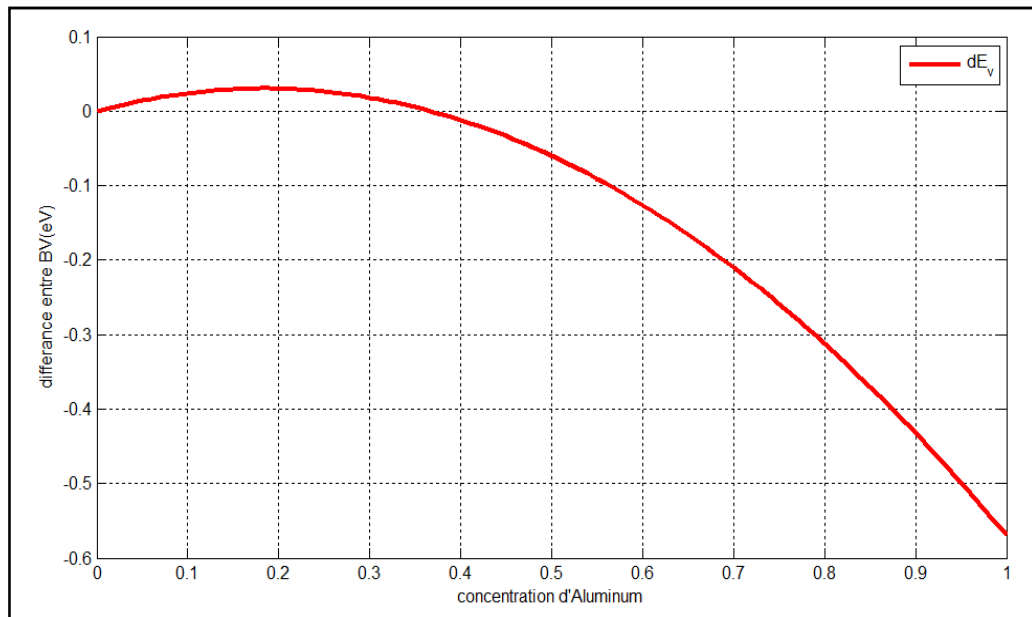


Figure 3.12. La variation de discontinuité de bande de valence ΔE_v en fonction de la concentration d'Aluminium

3.4.6 Désaccord paramétrique $\Delta a/a$

D'après la figure 3.13 le désaccord paramétrique de la couche épitaxiée prend une forme linéaire croissante, c- à- d toute augmentation de la concentration d'Aluminium Cause plus de contrainte.

Si on fixe un intervalle du désaccord de maille entre 0.5% et 1%, on est obligé de travailler dans une concentration d'Aluminium entre 20% et 40%.

Ce choix d'intervalle nous détermine d'un coté plusieurs paramètres, tels que la densité de charges dans le canal, la hauteur de la barrière, les valeurs des discontinuités des bandes et le gap contraint. Et d'un autre coté limiter le choix de l'épaisseur de la couche AlGaIn, qui dépend directement du « x ». Nous allons détailler ce deuxième coté dans la discussion de l'épaisseur critique.

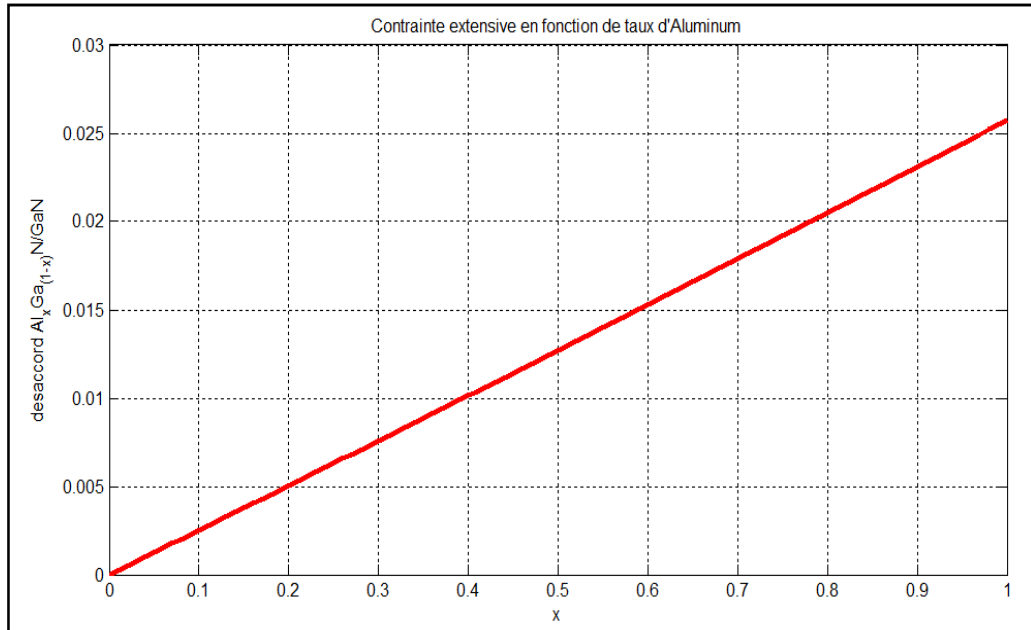


Figure 3.13. Variation du désaccord paramétrique en fonction de la concentration d'Aluminium de la structure $Al_xGa_{(1-x)}N/GaN$.

3.6.7 Choix de l'épaisseur de la couche épitaxiée (Epaisseur critique)

Le tracé de l'épaisseur critique « h_c » sur la figure 3.14 présente une courbe parabolique décroissante ; la représentation de cette figure est faite selon le modèle proposé par Matthews et Blakeslee. Pratiquement, plus l'épaisseur est petite, plus elle devient difficile à réaliser. Pour une concentration d'Aluminium varie entre 20% à 40%, l'épaisseur de la couche épitaxiée AlGaN est limitée 14.44 nm et 35.28 nm.

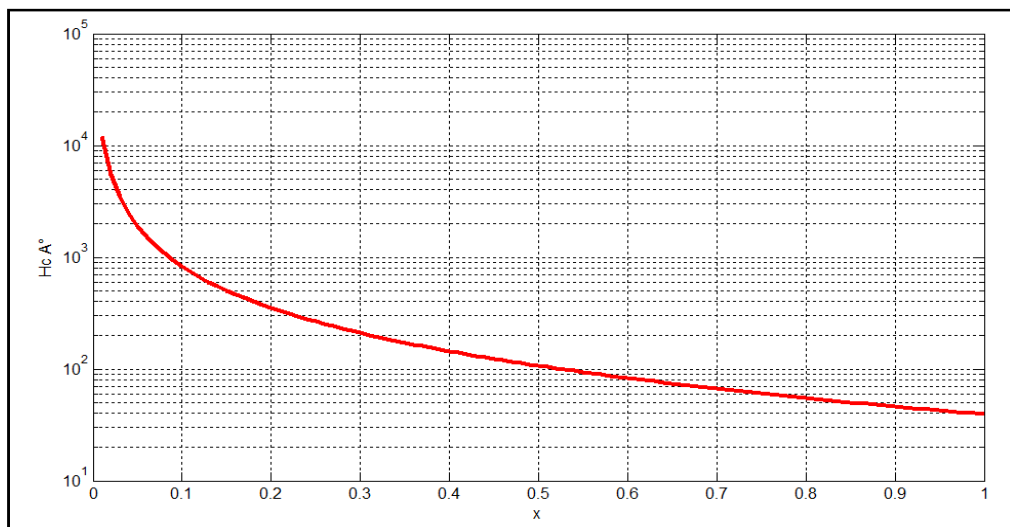


Figure 3.14. Variation de l'épaisseur critique en fonction de « x ».

3.4.8 Comparaison entre le gap et le gap contraint

Nous l'avons déjà vu dans le deuxième chapitre que les contraintes hydrostatique et de cisaillement influent sur la bande interdite et lui apportant un changement, ce dernier dépend du type de contrainte (tension /compression), ainsi que de la fraction molaire.

D'après l'équation (2.23) du chapitre précédent, l'énergie contrainte est l'énergie entre la bande de valence et le maximum entre les trous légers ($E_{g_{lh}}$) et les trous lourds ($E_{g_{hh}}$), dans notre cas (contrainte en tension), le maximum est $E_{g_{hh}}$.

On remarque sur la figure 3.15 que les énergies E_g et $E_{g_{hh}}$ sont presque identiques à des valeurs de « x » entre 0% et 20%, mais un petit changement constant positif ($E_{g_{hh}} > E_g$) sera apparait pour des concentrations d'Aluminium entre 20% et 100%.

Pour les trous légers $E_{g_{lh}}$, ce n'est pas le cas, un grand changement sera fait et augmente proportionnellement avec la fraction molaire, ce qui déminu la bande interdite et par conséquent la discontinuité des bandes.

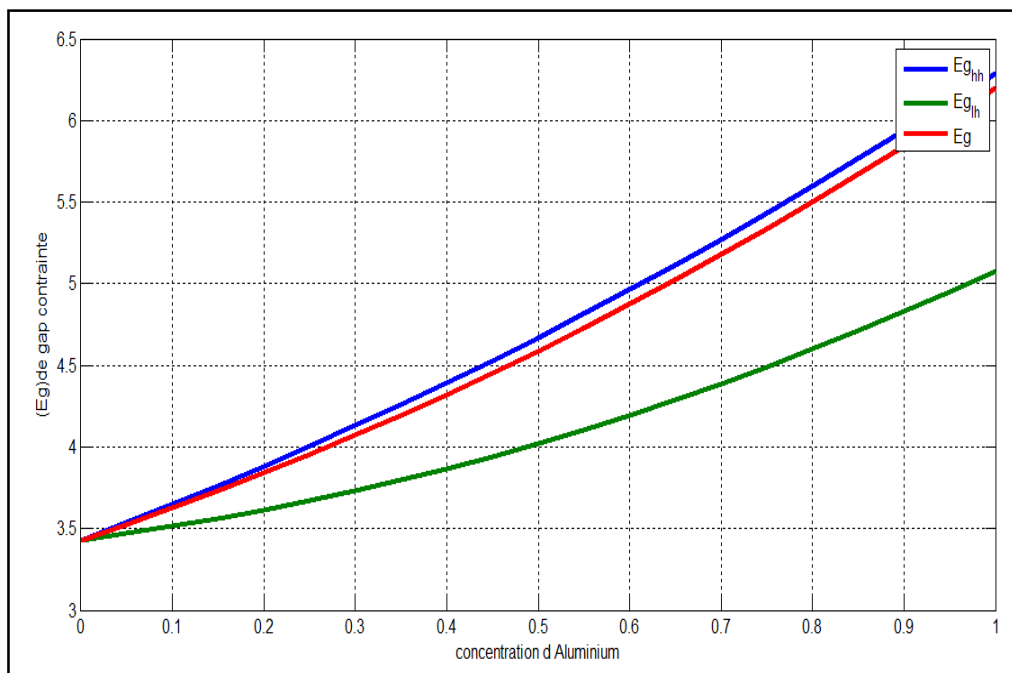
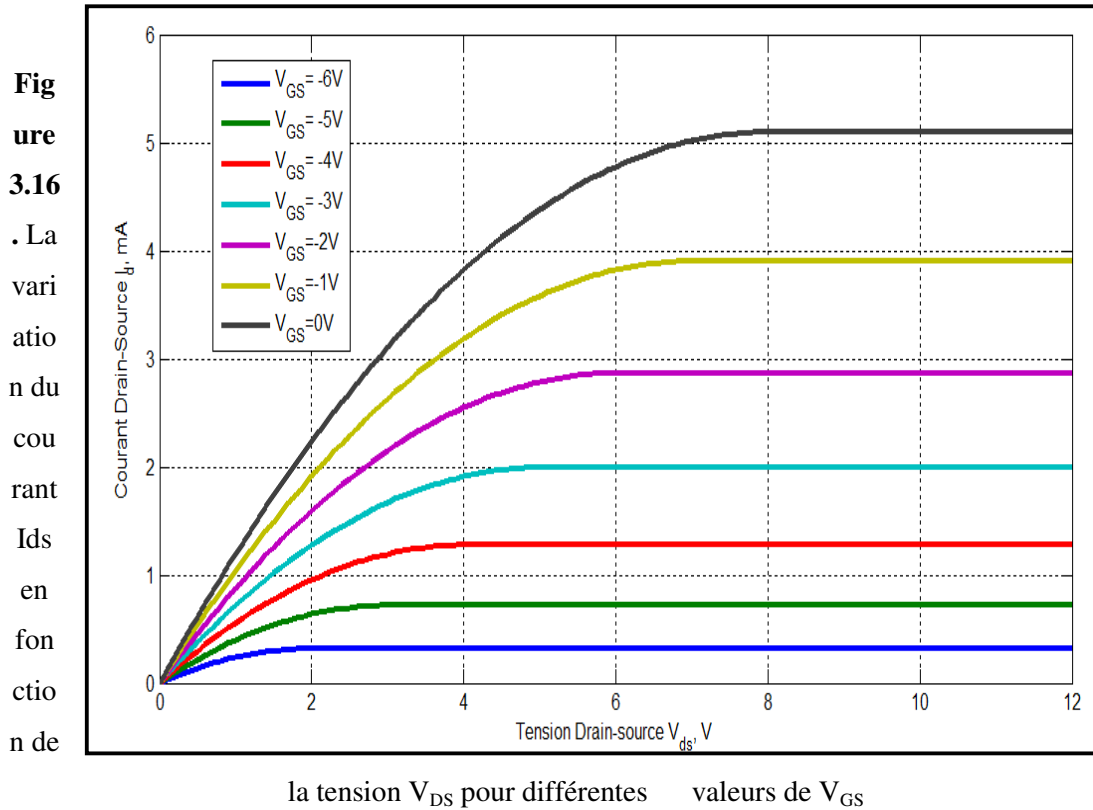


Figure 3.15 Variation de l'énergie de bande interdite de la structure contraint sur $Al_xGa_{1-x}N/GaN$ en fonction de la concentration d'Aluminium.

3.4.9 Caractéristiques courant-tension



La figure 3.16 représente un réseau de caractéristiques, donnant l'évolution du courant I_D circulant entre drain et source, lorsque l'on fait croître la tension V_{DS} en maintenant la tension de grille V_{GS} à une valeur constante. Ce réseau est celui d'un HEMT sur substrat GaN de longueur de grille $L_g = 2 \mu\text{m}$ et de largeur de grille $W_g = 100 \mu\text{m}$. Les polarisations de grille vont de 0 V à -06 V avec un pas de 1 V.

On peut séparer ces caractéristiques en deux régimes : le régime linéaire dans le quel le courant I_D croît avec la tension V_{DS} et le régime dit de "saturation" où le courant de drain est sensiblement indépendant de V_{DS} .

3.5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté, dans la première partie, le principe de fonctionnement du HEMT AlGa_N/Ga_N sous polarisation et les différents effets limitatifs et l'effet thermique. Ces effets ont pour conséquence une dégradation des propriétés électriques qui se traduit par une chute de courant I_{ds} .

La deuxième partie, contient tous les résultats des simulations avec leur discussion. On constate que le choix de la concentration d'Aluminium n'est pas aléatoire et nécessite l'analyse de tous les paramètres étudiés à fin d'éviter les contraintes et d'obtenir une meilleure mobilité.

Conclusion générale

L'objectif de ce travail était d'étudier la structure des HEMTs à base de nitrure de gallium, son principe de fonctionnement et les différents effets qui interviennent.

La démarche adoptée pour cette étude est principalement divisée en trois parties :

Dans la première partie, nous avons présenté le matériau GaN avec ses propriétés physiques et électriques remarquables ; son large gap direct qui est de 3.4 eV, sa grande conductivité thermique (1.3 W/cmK), son champ de claquage élevé (3.3 M V/cm) et sa vitesse de saturation qui est de 2.5×10^7 cm /s. Ces propriétés permettent aux transistors HEMTs de présenter de meilleures performances en fréquences.

De plus l'effet de la polarisation spontanée et piézoélectrique existant toutes les deux au sein du GaN s'ajoute à ces qualités. La polarisation spontanée est une polarisation permanente dont la valeur est -0.029 (C/m²), tandis que la polarisation piézoélectrique est variable selon la concentration d'Aluminium et le type de contrainte appliquée sur sa maille. L'effet de la combinaison des deux est très notoire d'autant plus qu'elles contribuent à l'amélioration et à la diversité des domaines d'applications des HEMTs AlGaN/GaN.

On note aussi l'effet de l'aluminium sur le 2-DEG puisqu'on a remarqué qu'en augmentant le taux d'aluminium (x), la concentration du 2-DEG augmente.

Dans la deuxième partie, l'étude avait pour but l'analyse de la mise en contact de deux matériaux à gap différents où les électrons sont transférés du matériau à grand gap vers le matériau à petit gap et forment le puits de potentiel.

Cette partie a été encore consacrée à la présentation des effets des couches sur le comportement du transistor ; l'importance de la barrière Schottky dont la conductance sous la grille est presque nulle, est mentionnée. Il faut noter l'avantage des HEMTs par rapport aux MESFETs, où les électrons se déplacent dans une couche non dopée (couche canal) et séparée par un espaceur ; ce qui nous donne une meilleure mobilité.

Enfin dans la dernière partie, nous avons présenté les phénomènes parasites qui limitent les performances des HEMTs, ainsi que les résultats de simulation obtenus.

Références

- [1] **L.LACHEZE**, « Etude et Simulation physique des effets parasites dans les HEMTs AlGaIn/GaN ». Thèse de doctorat soutenue le 14 décembre 2009, Université de Bordeaux.
- [2] **S. de Mayer**, « Etudes d'une nouvelle filière de composants HEMTs sur technologie nitrure de gallium. Conception d'une architecture flip-chip d'amplificateur distribué de puissance à très large bande. ». Thèse de doctorat soutenue le 12 Septembre 2005, Université de Limoges
- [3] **CASTAGNE, R., DUCHEMIN, J.P., GLOANNEC, M., RUMELHARD, Ch.**, « Circuits Intégrés en Arséniure de Gallium », Collection technique et scientifique des télécommunications, Masson (1989).
- [4] **PANKOVE, J.L.**, Optical processes in semiconductors, Dover publications Inc. (1971).
- [5] **S.LAVAL**, « Physique des semiconducteurs III-V ». Institut d'Electronique Fondamentale, CNRS, Université de Paris Sud
- [6] **F.Guillot**, «Développement de nanostructures à base de semiconducteurs III-Nitrides pour l'optoélectronique infrarouge.» Thèse de doctorat soutenue le 13 novembre 2007, Université Joseph Fourier - Grenoble I.
- [7] **M.Werquin**, « Etudes théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences. ». Thèse de doctorat soutenue le 14 Décembre 2005, Université de Lille.
- [8] **C.Charbonniaud** « Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde. ». Thèse de doctorat soutenue le 20 octobre 2005, Université de Limoges.
- [9] **M.Laredj**, «Modélisation électrothermique de transistors en Technologie GaN » Thèse soutenue le 25 Mars 2011, Ecole de technologie supérieure, Université de Québec.
- [10] **J. Fourier**, « *Théorie analytique de la chaleur* »: Firmin Didot, père et fils, 1822.

- [11] **N. Ranc**, "Couplage thermomécanique," *Techniques de l'Ingénieur*, Vol. AF 5 042, 2003.
- [12] **H.Machhadani**, «Transition intersousbandes dans les puits quantiques GaN/AlN du proche infrarouge au THz »
Thèse de doctorat soutenue le 28 Mars 2011, Université de Paris-sud.
- [13] **L.Ophélie**, « Etude par microscopie Raman de matériaux et de composants microélectriques à base de semiconducteurs III-V grand gap ».
Thèse de doctorat soutenue le 4 décembre 2009, Université de Lille.
- [14] **A. M. MALIK** "Technology and physics of Gate Recessed GaN/AlGaN FETs".
Thèse de doctorat, université de stuttgart 2003.
- [15] **Y.Taniyasu et M.Kasu**, « Improved Emission Efficiency of 210-nm Deep-ultraviolet Aluminium Nitride Light-emitting Diode».
Crhea, NTT Basic Research Laboratories Atsugi-shi, 243-0198 Japan, 2011.
- [16] **I. Vurgaftman et J. Meyer**. "Band parameters for nitrogen-containing semiconductors". *Journal of Applied Physics*, Vol. 94, p.3675, 2003.
- [17] **B.Foutz, S. O'Leary, M.Shur, et L. Eastman**. "transient electron transport in wurtzite GaN, InN, and AlN". *Journal of Applied Physics*, Vol. 85, p. 7727, 1999.
- [18] **W. Fan, M. Li, T. Chong, and J. Xia**. "Electronic properties of zinc-blend GaN, AlN, and their alloys GaAlN". *Journal of Applied Physics*, Vol. 79, p. 188, 1996.
- [19] **C. Buchheim, R. Goldhahn, M. Rakel, C. Cobet, N. Esser, U. Rossow, D. Fuhrmann, and A. Hangleiter**. "Dielectric function and critical points of the band structure for AlGaIn alloys". *Physica status solidi (b)*, Vol. 242, No. 13, pp. 2610-2616, 2005.
- [20] **D.Fatifa**, «Modélisation de l'hétérostructure HEMT AlGaIn/GaN incluant les effets électriques ».
Thèse de Magister, Université de Constantine 2007.
- [21] **N.Ghalichechian**, «Silicon Carbide Overview of Physical Properties and Thin Film Deposition»
ENEE793, Solid State Electronics Fall 2002

- [22] **R.Houdré**, « Notions de base sur la physique des semiconducteurs ».
Dispositifs Electroniques et optiques à semiconducteurs 2006/2007, Chapitre 4, Science et génie des matériaux
- [23] **E.Rosencher**, « Transport dans les semiconducteurs »
PDF, Power point.
- [24] **J-L. Farvacque, Z. Bougrioua, Physical-Review B**. “Carrier mobility versus carrier density in $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ quantum wells” : Jul 15 2003; 6803 (3) 1098-0121
- [25] **W.Chikhawi**, « Etude des mécanismes physiques responsables des dysfonctionnements des transistors HEMTs à base d’hétérostructures AlGaIn/GaN et AlInN/GaN »
Thèse de doctorat soutenue le juin 2011, Institut National des sciences Appliquées de Lyon.
- [26] **P.Chevalier**, « Transistors à effet de champ à hétérojonction sur matériaux III-V pour applications hyperfréquences »
Cours Tec 35, Eudil, Ecole polytechnique universitaire de Lille, (1999).
- [27] **E. T. Yu, O.Mansresh**, “book chapter for inclusion in III-V Nitride Semiconductors: Application and Devuces” université of California at Sandiego la Jolla, CA 92093-0407.
- [28] **A.Fares**, « Caractérisation électrique des HEMTs a base de niture de galium AlGaIn/GaN »
Thèse de Magister soutenue le 18 juin 2005, Université de Constantine.
- [29] **M.Cahrazad**, « Etude par simulation des phénomènes de polarisation et les contacts ohmiques dans les transistors HEMTs base de GaN ».
Thèse de Magistère soutenue en 2005, Université de Constantine.
- [30] **B.Lakhdar**, « modelisation des effets de la contrainte en surface et étude des effets thermiques dans les composants à base GaN. »
Thèse de Magister soutenue le 01 juillet 2008, Université de Constantine.
- [31] **H. Mathieu**, « *Physique des semi-conducteurs et des composants électriques.* »
DUNOD, ISBN 2-10-048633-0 5^e édition.

- [32] **W. Schokley**, " A unipolar field effect transistor ", Proc IEEE, Vol 40, 1952.
- [33] **N. Dubuc** " modélisation électrothermique de transistors MESFET SiC et optimisation d'une architecture Doherty pour l'amplification de puissance à haute rendement",
Thèse de doctorat, Université de Limoges, France 2003.
- [34] <http://www.bedwani.ch/electro/ch17/index.htm#F03>.
- [35] **Bernard BOITTIAUX**, [http://www.polytech-lille.fr/cours-atome-circuit-intègre / unip660 . htm](http://www.polytech-lille.fr/cours-atome-circuit-intègre/unip660.htm), mise à jour: 02 /02/2004.
- [36] **Bceuf F., Skotniki T.** Introduction à la physique du transistor MOS. In: Physique des dispositifs pour circuit intégrés en silicium. 2003
- [37] **J.F Wager and S.J.T.Owen**, "*InP MISFET technology.*" J.Electrochem.Soc. Vol.134, PP.160-165,1987.
- [38] **ALIOUAT WASSILA née SAIDI**. "Etude des propriétés des transistors à effet de champ à grille schottky à l'Arséniure de gallium".
Thèse de Doctorat, Université de Mantouri-Constantine, 2006.
- [39] **L. D. Nguyen, A. S. Brown, M. A. Thompson, L. M. Jelloian**, « 50-nm self aligned gate pseudomorphic AlInAs/GaInAs High Electron Mobility Transistors » IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. 39, N°9, pp. 2007-2014, 1992.
- [40] **I. Watanabe, A. Endoh, T. Mimura, T. Matsui**, « 35-nm gate InGaAs/InAlAs HEMT with 520 GHz Ft ».
- [41] **H. Mathieu**, "physique des semi-conducteurs et des composants électroniques".
Edition Masson, France, 1998.
- [42] **Henisch, H. K**, Semiconductor Contacts: An Approach to Ideas and Models. The International Series of Monographs on Physics, ed. S. F. Edwards, R. K. Adair, Ehrenreich, C. H. Llewellyn Smith, M. Rees. 1984, Oxford: Clarendon Press.
- [43] **O. Vanbésien**, Cours DESS– Septembre 2003.
- [44] **O.Pajona**, " Transistors HEMT Métamorphiques sur substrat GaAs application de télécommunication à très haut débit",

- [45] **R.L.Anderson**, "Experiments on Ge-As heterojunctions." , Solide state Electron,Vol. 5, p.341, 1962.
- [46] **A.Daoudi**, Etude et simulation du gain optique d'un laser à puits quantique à base de AlGaIn/GaN.
Thèse de magister. Université BLIDA, 2004
- [47] **B. de Cremoux**. Les diodes laser: des principes aux développements récents, partie2. Laboratoire central de Recherche Thomson-CSF, France 1994.
- [48] **N. Vellas**, " Etudes expérimentales de transistors HFET de la filière nitrure de gallium pour des applications de puissance hyperfréquences "
Thèse de doctorat soutenue le 18 Décembre 2003, Université de Lille.
- [49] **CH .DJIMLI** « Etude par simulation des phénomènes de polarisations et les contacts ohmiques dans les transistors HEMTS base de GAN », mémoire de magistère. Université de Constantine, 2005
- [50] **C.Gaquiére et Al**, « A novel 26-40 GHz active load pull system », European Microwave Week-GAAS, 1995, pp339-342
- [51] **X.Tang**, "Optimisation Théorique et Exprémentale de composants Hyperfréquences de la filière Nitrure de Gallium à partir d'études Physico-Thermiques et Electriques",
Thèse de doctorat, Université de Lille 1,2010.
- [52] **Bethoux, J.-M.**, "Relaxation des Contraintes dans les Hétérostructures Epaissees (Al,Ga)n : une Piste Originale pour la Réalisation de Diodes Electroluminescentes à Cavité Résonante", Université de Nice Sophia-Antipolis, (24 septembre 2004).
- [53] **Ghione, G**, "Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics", Politecnico Ditorino,Italy,Cambridge University Press,(2009).
- [54] **S.M. SZE**, "Physics of semiconductor Devices" p.58
- [55] **D. Delargerveaufeuf, P. Delescluse, P Etienne, M. Laviron, J. Chaplart, T.Linh Nuyen**, « Two dimentional electron gaz MESFET structure ». Electronics Letters, vol. 16,n°17, pp 667-668, 1980.

- [56] **I.El Makoudi**, «Etude et fabrication de transistors à enrichissement de la filière InAlAs/InGaAs pour applications millimétriques faible bruit ».
Thèse de doctorat soutenue le 23 avril 2010, Université de Lille 1.
- [57] **M.H. Somerville, A. Ernst, J.A. del Alamo**, “A Physical model for the Kink effect in InAlAs/InGaAs HEMTs”,
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 47, n°5, mai 2000
- [58] **M. H. Somerville, J. del Alamo, W. Hoke**, “ Direct correlation Between impact ionisation and the Kink effect in InAlAs HEMT’s “
IEEE Electron Device Letters, Vol. 17, No. 10, Oct.1996
- [59] **C.Charbonniaud**, « Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effet de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde ». Thèse de doctorat soutenue le 20 octobre 2005, Université de Limoges.
- [60] **M.B.Das**, « A high aspect ratio design approach to millimeter-wave HEMT structures”.
IEEE Transactions On Electron Devices, Vol. Ed-32, No. 1, January 1985.
- [61] **Y. Awano, M.kosugi, K. Kosemura, T. Mimura, M. Abe**, “Short channel effect in subquarter-micrometer-gate HEMTs: Simulation and experiments”,
IEEE Transactions on Electron Devices, Vol. 36, n°10, octobre 1989.
- [62] **H.Wong and All** « On the température variation of threshold voltage of GaAs MESFET»,
IEEE Tran. El. Dev. Vol 35, N°7, 1992.
- [63] **J.R.Tellez, T.A.Mediavilla, A.Tazon** « Characterisation thermal and frequencies distorsion effects in GaAs MESFET devices », IEEE Tran. M.T.T, Vol 49, N°7, 2001.
- [64] **K. Friche, H. Hartnagel, R. Schutz et al**, « A New GaAs Technology for stable FETs at 300°C »,
IEEE Electron Device Letters, Vol. 10, No 12, pp. 577, 1989.