

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et De la Recherche Scientifique
Université Djillali LIABES De Sidi Bel Abbas
Faculté de Génie Electrique
Département d'Électronique



THESE

Présentée à l'Université Djillali LIABES de Sidi Bel Abbas
pour l'obtention du diplôme de

DOCTORAT EN SCIENCES

Option: Micro-Electronique

Par :

Mr. Khelifi Reski

***Etude du comportement électrique des
structures à base de composé de l'élément
III-nitruré: Au/GaN***

Soutenue le:

devant le jury:

M ^{me}	S. Tizi-Boudissa	Professeur	Université de Sidi Bel Abbas	Président
M ^{me}	H. Mansour-Mazari	Professeur	Université de Sidi Bel Abbas	Promoteur
M ^r	S. Mansouri	Professeur	Université de Sidi Bel Abbas	Co-encadreur
M ^r	A. Hamdoun	Professeur	Université de Tlemcen	Examineur
M ^{me}	A. OuldAbbas-Bensaoula	Professeur	Université de Tlemcen	Examinatrice
M ^r	M. Sahnoun	Professeur	Université de Mascara	Examineur

Année universitaire 2015-2016

*A mon cher père,
A ma très chère mère,
A ma chère femme et mon fils,
A mes frères, mes sœurs,
A tous ceux qui me sont très chers.*

Remerciements

Le travail, présenté dans cette thèse de doctorat, a été réalisé au laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL de l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes.

Je voudrais tout particulièrement exprimer mes sincères reconnaissances et ma profonde gratitude à Madame Z. BENAMARA, Professeur à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes et directrice du laboratoire AMEL, de m'avoir accueilli dans ce laboratoire de recherche.

Je tiens aussi à remercier Madame S. Tizi-Boudissa pour m'avoir fait l'honneur d'accepter la présidence du jury de cette thèse.

Je tiens à exprimer ma profonde gratitude et mes sincères remerciements à Monsieur A. HAMDOUNE et à Madame A. OULDABBAS-BENSAOULA, Professeurs à l'université de Tlemcen, qui m'ont fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Je remercie vivement Monsieur M. SAHNOUN, Professeur à l'université de Mascara, qui m'a fait un grand honneur en acceptant de juger le travail de cette thèse.

Je remercie, Madame H. MANSOUR-MAZARI, Professeurs à l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, d'avoir accepté de diriger cette thèse. Elle m'a fait bénéficier de son expérience et de sa rigueur scientifique. Elle m'a apporté une aide considérable tout au long de ce travail, ses conseils judicieux et ses encouragements ont été bénéfiques dans la réalisation de cette thèse.

Je voudrais remercier aussi Monsieur S. MANSOURI, Co-encadreur, Professeur à l'université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes, pour nous avoir ramené les substrats GaN du Centre de recherche CIMAP, pour son aide et ses conseils.

Ce travail n'aurait pu aboutir sans l'aide précieuse de trois équipes que tenons à remercier, l'équipe du Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et Photonique (CIMAP) de l'Université de Caen (France) pour les échantillons de GaN massif (freestanding) qu'ils nous ont fournis, l'équipe du laboratoire de Microscopie Microanalyse de la matière et Spectroscopie Moléculaire (L2MSM) de la Faculté des Sciences Exactes de l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbes pour le dépôt de grilles d'or et l'équipe de l'INL, INSA de Lyon (France) de nous avoir permis de faire des caractérisations électriques au sein de leur laboratoire.

Je n'oublie pas d'exprimer ma reconnaissance et mon affection à Melle K. AMEUR pour son aide, son soutien et ses encouragements. J'adresse aussi mes remerciements à Melle N. BENSEDDIK, à Monsieur M. MOSTEFAOUI et Melle N. BENYAHYA pour leurs soutiens moraux.

Enfin, je tiens à remercier tous les membres du laboratoire de Micro-Electronique Appliquée AMEL, tous mes amis (es) et tous mes collègues de travail.

SOMMAIRE

Sommaire

Introduction générale.....	2
----------------------------	---

Chapitre I: Théorie de la structure Schottky

I.1. Introduction.....	5
I. 2. Structure Schottky Idéale	5
I.2.1. Contact Métal/Semiconducteur	5
I.2.1.1. Premier cas: $q\phi_m = q\phi_s$	5
I.2.1.2. Deuxième cas: $q\phi_m > q\phi_s$	6
I.2.1.3. Troisième cas: $q\phi_m < q\phi_s$	7
I.2.2. Abaissement de la barrière Schottky	8
I.2.3. Répartition de la densité de charge $\rho(X)$, du champ électrique $E(x)$ et du potentiel $V(x)$	9
I.2.3.1. La densité de charge d'espace	9
I.2.3.2. Le champ électrique	10
I.2.3.3. Le potentiel électrique $V(x)$	11
I.2.4. Capacité de la structure Métal/Semiconducteur.....	11
I.2.5. Les différents mécanismes de transport	12
I.2.5.1. Emission thermoïonique	13
I.2.5.2. Calcul du courant thermoïonique.....	15
I.3. Structure Schottky réelle	17
I.3.1. Capacité de la structure en présence des états d'interface.....	18
I.3.2. Courant en présence des états d'interface	18
I.3.2.1. Courant thermoïonique en présence des états d'interface	18
I.3.2.2. Courant de génération-recombinaison.....	20
I.3.2.3. Courant tunnel.....	20
I.3.2.4. Courant de fuite.....	21
I.3.2.5. Courant total.....	21
I.4. Conclusion	22
Références	23

Chapitre II: Le nitrure de gallium

II.1. Introduction	26
II.2. Propriétés du nitrure de gallium	26
II.2.1. Structure cristalline.....	26
II.2.2. Structure de bande	27
II.2.3. Dopage	28
II.3. Propriétés électriques.....	28
II.3.1. Densité de porteurs intrinsèques.....	28
II.3.2. Mobilité des électrons et des trous	28
II.3.3. Champ de claquage	29
II.4. Techniques de croissance du nitrure de gallium	31
II.4.1. Technique de croissance HVPE	32
II.4.2. Technique de croissance MOCVD	34
II.4.3. Technique de croissance MBE	35
II.5. Avantages et inconvénients des différentes techniques de croissance	36
II.6. Conclusion.....	38
Références	39

Chapitre III: Résultats expérimentaux

III.1. Introduction	42
III.2. Présentation des structures Schottky.....	42
III.2.1. Décapage	43
III.2.2. Contact Schottky	43
III.2.2.1. Contact temporaire au Mercure (Hg)	43
III.2.2.2. Contact à base d'or (Au).....	43
III.2.3. Contact ohmique	44
III.3. Description du matériel de mesure	45
III.3.1. Banc de mesure I(V)	45
III.3.2. Banc de mesure C(V)	45
III.4. Caractérisation électrique des structures Hg/n-GaN autosupporté	46
III.4.1. Caractéristique courant-tension	47
III.4.1.1. Caractéristique I(V) en direct	47

III.4.1.2. Caractéristiques I(V) en inverse	49
III.4.2. Caractéristique capacité-tension	52
III.4.2.1. Caractéristique C(V) et C ⁻² (V)	52
III.4.2.2. Profil apparent de dopage	54
III.4.3. Détermination de la densité des états d'interface N _{ss}	56
III.5. Caractérisation électrique des structures Au/n-GaN autosupporté	57
III.5.1. Caractéristique courant-tension	58
III.5.1.1. Caractéristique I(V) en direct	58
III.5.1.2. Caractéristique I(V) en inverse.....	59
III.5.2. Caractéristique capacité-tension	60
III.5.2.1. Caractéristique C(V) et C ⁻² (V).....	61
III.5.2.2. Profil apparent de dopage	62
III.5.3. Détermination de la densité des états d'interface N _{ss}	63
III.6. Comparaison des structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN.....	64
III.6.1. Caractéristiques courant-tension	64
III.6.2. Caractéristiques capacité-tension.....	65
III.6.3. La densité d'états d'interface N _{ss}	66
III.7. Caractéristique capacité-tension et conductance-tension à fréquence variable	68
III.7.1. Caractéristiques C(V) et G(V) à différentes fréquences	68
III.7.2. Caractéristiques C-f-V et G-f-V	71
III.8. Conclusion	73
Références	76

Chapitre IV: Simulation, résultats et discussions

IV.1. Introduction.....	80
IV.2. Simulation analytique de la structure métal /GaN	80
IV.2.1. Simulation analytique de la caractéristique courant-tension	81
IV.2.1.1. Caractéristique I(V) de la structure Hg/n-GaN.....	84
IV.2.1.2. Caractéristique I(V) de la structure Au/n-GaN.....	89
IV.2.1.3. Conclusion	94
IV.2.2. Simulation analytique de la caractéristique capacité-tension.....	95
IV.2.2.1. Caractéristique C(V) de la structure Hg/n-GaN.....	97
IV.2.2.2. Caractéristique C(V) de la structure Au/n-GaN.....	98

IV.2.2.3. Conclusion.....	99
IV.3. Conclusion	100
Références	101
Conclusion générale	104

INTRODUCTION GENERALE

Les nitrures d'éléments III, GaN, AlN, sont des matériaux semiconducteurs ayant un fort potentiel pour la microélectronique grâce à leurs propriétés réfractaires qui permettent d'envisager leur application dans des environnements hostiles (hautes températures, hautes puissances, etc...) et pour l'optoélectronique du fait de leurs gaps directs qui couvrent l'ensemble du spectre visible et même au-delà. Leur développement a longtemps été contrarié pour plusieurs raisons telle la difficulté d'élaborer des cristaux de tailles significatives et l'absence de substrats ayant des constantes de réseaux et des coefficients thermiques proches de ceux des nitrures.

Parmi ces matériaux on peut citer le nitrure de gallium (GaN) qui est utilisé depuis de nombreuses années dans l'industrie optoélectronique. Ce matériau possède également un grand nombre de qualités requises pour être utilisé en électronique de puissance. En effet, le nitrure de gallium (GaN) possède une large bande interdite (3.43 eV à 300 K), un fort champ critique (environ 3 MV/cm) ainsi qu'une vitesse de saturation des électrons élevée.

Les dispositifs à base de composés III-N (filiale GaN) se trouvent donc être d'excellents candidats par leur forte conductivité thermique associée à des puissances/fréquences de fonctionnement élevées et par leur bonne stabilité de performances en milieu hostile.

Le travail présenté dans cette thèse a eu pour objectif d'étudier le comportement électrique des structures à base de composé de l'élément III-nitruré, la structure Schottky Au/GaN-autosupporté (freestanding). Ce travail se répartit en quatre chapitres.

Dans le premier chapitre nous présenterons des rappels théoriques sur les structures Schottky (métal/n-semiconducteur).

Un rappel sur les propriétés physiques, électriques et technologie utilisées pour la croissance du nitruré de gallium (GaN) est développé dans le deuxième chapitre.

Le troisième chapitre regroupera les procédures expérimentales adoptées et les résultats expérimentaux obtenus par les caractérisations électriques sur les structures Au/n-GaN autosupporté telles que les caractéristiques courant-tension $I(V)$, capacité-tension $C(V)$, capacité-fréquence-tension $C-f-V$ et conductance-fréquence-tension $G-f-V$ associés à de modestes interprétations.

Le quatrième chapitre de ce mémoire portera sur la simulation analytique concernant la caractéristique courant-tension et capacité-tension. Nous nous intéresserons au modèle généralisé qui tient compte des quatre phénomènes de transport (thermoionique, génération-recombinaison, tunnel et fuite) gouvernant le passage de courant à travers une barrière Schottky. Le but visé, est la comparaison des caractéristiques simulées avec les

Introduction générale

caractéristiques expérimentales et de là aboutir à des interprétations sur les phénomènes observés.

Nous achèverons cette étude par une conclusion générale de laquelle découle des informations concernant le substrat GaN autosupporté (freestanding).

CHAPITRE I

Théorie de la structure Schottky

I.1. Introduction

Le contact métal/semiconducteur fut l'un des tous premiers composants électroniques utilisés dès 1904. Cependant ce n'est qu'en 1938 que Schottky donne une interprétation des effets de redressement d'un tel contact. La structure métal/semiconducteur est l'élément de base des dispositifs semiconducteurs de l'électronique moderne. On l'emploie aussi bien pour ses propriétés de redressement (diode Schottky) ainsi que pour réaliser des contacts ohmiques de bonne qualité.

Pour comprendre le fonctionnement d'une telle hétérostructure il nous faut rappeler dans un premier temps la théorie de la structure Schottky idéale établie avec un semiconducteur dopé n.

La structure Schottky réelle fera l'objet d'étude du second temps.

I.2. Structure Schottky idéale

I.2.1. Contact Métal/Semiconducteur

Lorsqu'un métal est mis en contact avec un semiconducteur [1-4], l'échange des électrons est conditionné par la différence éventuelle des travaux de sorties des deux matériaux ($q\phi_m$ pour un métal et $q\phi_s$ pour un semiconducteur). Trois cas peuvent se présenter:

- > $q\phi_m = q\phi_s$
- > $q\phi_m > q\phi_s$
- > $q\phi_m < q\phi_s$

I.2.1.1. Premier cas: $q\phi_m = q\phi_s$

Lorsque les deux travaux de sorties sont égaux, les deux niveaux de Fermi sont alignés avant leur mise en contact. Après le contact l'équilibre thermodynamique peut se réaliser sans échange de porteurs (électrons) entre les deux matériaux. Dans le semiconducteur la densité des électrons reste constante et la bande de conduction (donc la bande de valence) reste plate. C'est ce que l'on appelle le régime de bandes plates (flat-band). La figure I-1 illustre ce contact à l'équilibre thermodynamique [5]. E_0 représente le niveau du vide, E_{Fm} le niveau de Fermi dans le métal, E_{Fn} le niveau de Fermi dans le semiconducteur de type n et $q\chi$ correspond à l'affinité électronique du semiconducteur.

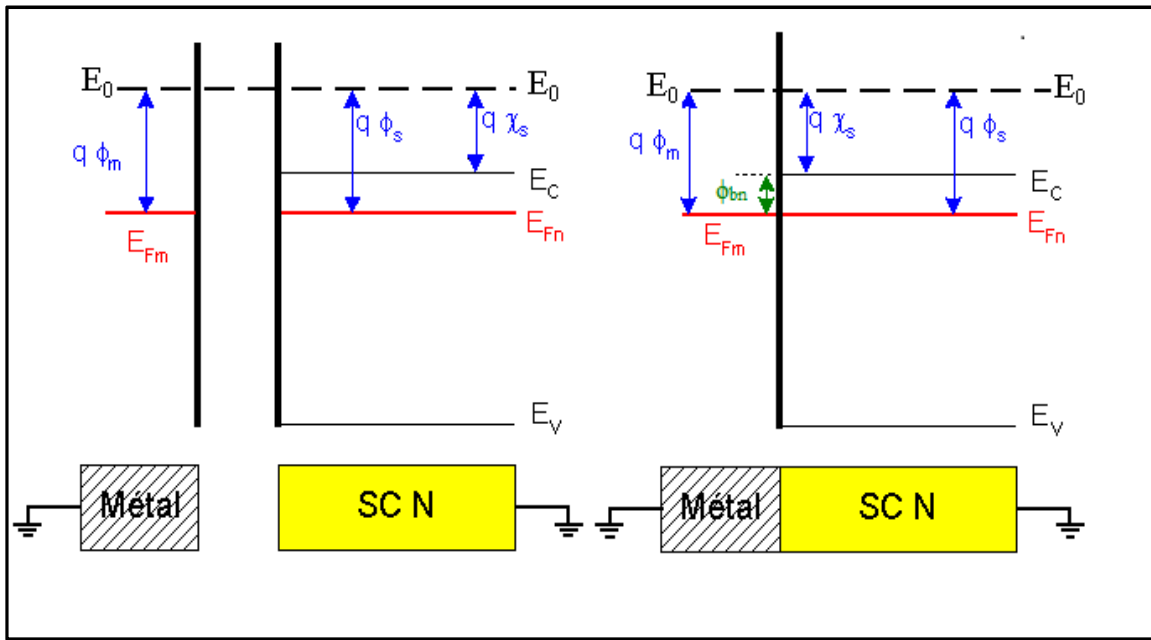


Figure I-1: Diagrammes d'énergies à l'équilibre thermodynamique avant et après contact pour $q\phi_m=q\phi_s$ [5].

I.2.1.2. Deuxième cas: $q\phi_m > q\phi_s$

Lorsque le travail de sortie du semiconducteur est plus faible que celui du métal, les électrons passent du semiconducteur vers le métal, il apparaît un enrichissement d'électrons à la surface du métal. Dans le semiconducteur, les électrons diffusant vers le métal laissent derrière eux des atomes donneurs fixes chargés positivement. Le système se stabilise à un régime d'équilibre défini par l'alignement des niveaux de Fermi. Un champ électrique apparaît entre les deux matériaux repoussant les électrons du semiconducteur loin de la surface, il y a donc apparition d'une zone appauvrie en électrons au niveau du semiconducteur au voisinage de l'interface. La zone de charge d'espace d'accumulation du côté métal est négligeable en raison de la très forte densité d'électrons libres qui se présentent, cette dernière ne s'étend que sur quelques Angströms et conduit à une courbure des bandes dans le métal. Alors on dit que le contact est redresseur, c'est le contact Schottky.

La barrière présentée aux électrons qui veulent transiter du métal vers le semiconducteur $q\phi_{bn}$ est donnée par:

$$q\phi_{bn} = q\phi_m - q\chi_s \text{ [I-1]}$$

La barrière présentée aux électrons qui veulent transiter du semiconducteur vers le métal qV_d est donnée par:

$$qV_d = q\phi_m - q\phi_s \text{ [I-2]}$$

La figure I-2 illustre ce contact à l'équilibre thermodynamique[5].

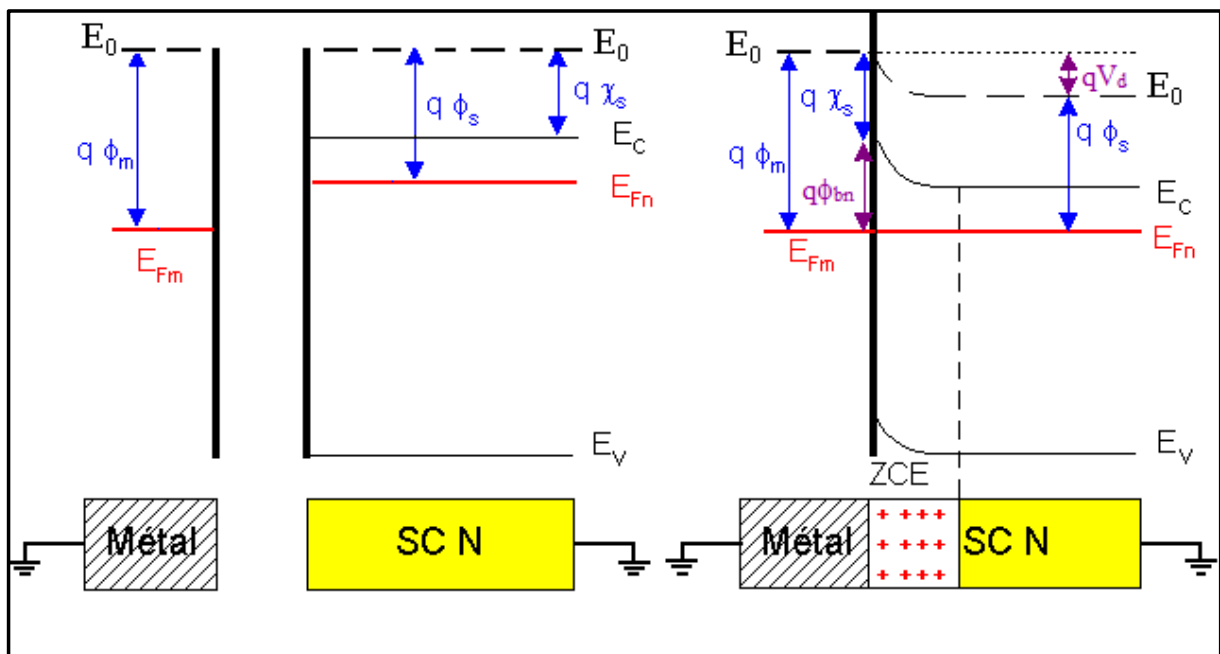


Figure I-2: Diagrammes d'énergies à l'équilibre thermodynamique avant et après contact pour $q\phi_m > q\phi_s$ [5].

I.2.1.3. Troisième cas: $q\phi_m < q\phi_s$

Lorsque le travail de sortie du semiconducteur est plus important que celui du métal, l'échange des électrons se fait dans l'autre sens, c'est à dire du métal vers le semiconducteur.

A l'établissement d'équilibre les deux niveaux de Fermi s'alignent, une zone riche en électrons apparaît au voisinage de l'interface (une zone d'accumulation), alors on dit que le contact est ohmique [5](figure I-3).

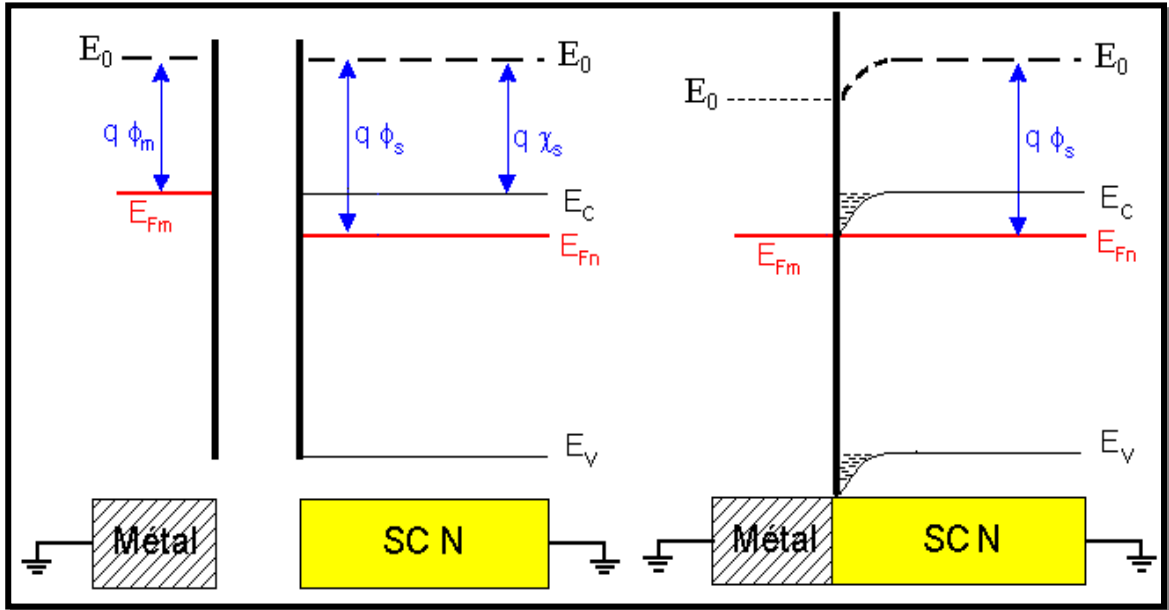


Figure I-3: Diagrammes d'énergies à l'équilibre thermodynamique avant et après contact pour $q\phi_m < q\phi_s$ [5].

I.2.2. Abaissement de la barrière Schottky

Lorsqu'un électron du semiconducteur s'approche de l'interface, il induit dans le métal une charge positive fictive symétrique de l'électron par rapport à l'interface. L'attraction électrostatique entre ces deux charges va faciliter le passage de l'électron dans ce métal ce qui revient à un abaissement de la barrière (figure I-4).

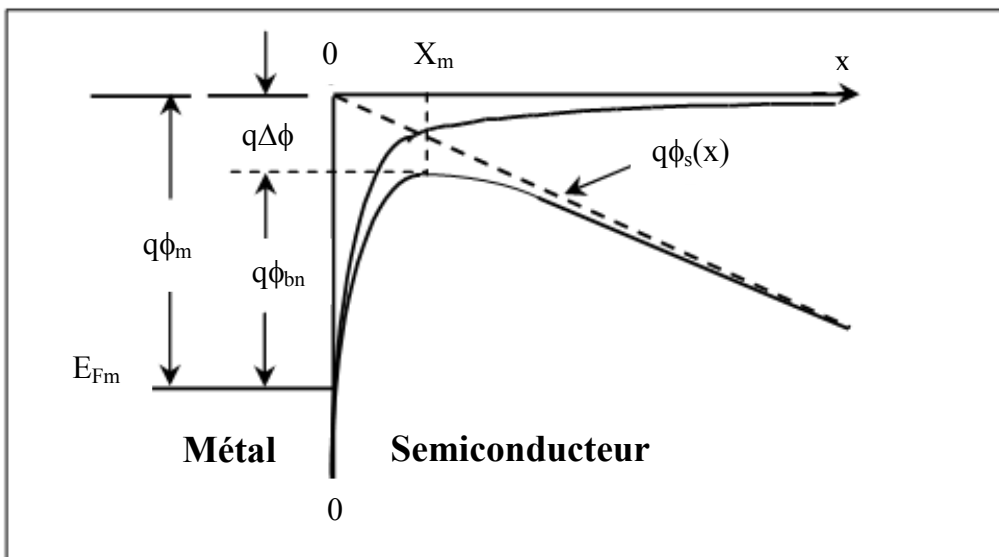


Figure I-4: Diagramme énergétique avec abaissement de la barrière [2].

L'abaissement de barrière dépend de la racine carrée du champ électrique (ξ) à l'interface, soit[2]:

$$\Delta\phi = \sqrt{\frac{q|\xi|}{4\pi\epsilon_s}} \quad [I-3]$$

$\epsilon_s = \epsilon_0\epsilon_r$ est la permittivité du semiconducteur, q la charge de l'électron (1.6×10^{-19} C), ϵ_0 la permittivité du vide (8.85×10^{-14} F/m) et ϵ_r la permittivité relative du semiconducteur.

I.2.3. Répartition de la densité de charge $\rho(X)$, du champ électrique $E(x)$ et du potentiel $V(x)$

La différence des travaux de sortie entraîne des modifications dans chacun des deux matériaux. Donc il y a un passage des électrons du semiconducteur vers le métal, c'est le cas où le travail de sortie du métal est plus élevé que celui du semiconducteur dopé négativement. Ceci force la surface du semiconducteur au niveau du contact à s'ioniser positivement et de s'appauvrir en porteurs libres, d'où l'apparition d'une zone de charge d'espace du côté semiconducteur. Celle-ci continue à s'élargir jusqu'à ce que les deux niveaux de Fermi s'alignent: c'est l'établissement de l'équilibre thermodynamique où le passage des électrons s'arrête.

Si on suppose que:

- le semiconducteur est homogène avec une densité de donneurs N_d ,
- l'impureté donneuse est toute ionisée à la température ambiante,
- la densité d'états d'interface est négligeable,
- la zone de charge d'espace est dépourvue de porteurs libres,

On peut définir à l'équilibre thermodynamique la densité de charge, le champ électrique et le potentiel de diffusion.

I.2.3.1. La densité de charge d'espace

Les charges qui existent dans la zone de charge d'espace sont issues des atomes donneurs. Dans ce cas la densité de charges $\rho(x)$ est égale:

$$\rho(x) = qN_d \text{ pour } 0 < x < W \quad \left[\begin{array}{l} \rho(x) = 0 \\ \text{pour } x > W \end{array} \right] \quad [I-4]$$

où W est la largeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre thermodynamique, N_d la densité des donneurs et $\rho(x)$ la densité de charge d'espace. La densité de charge d'espace est représentée sur la figure I-5.

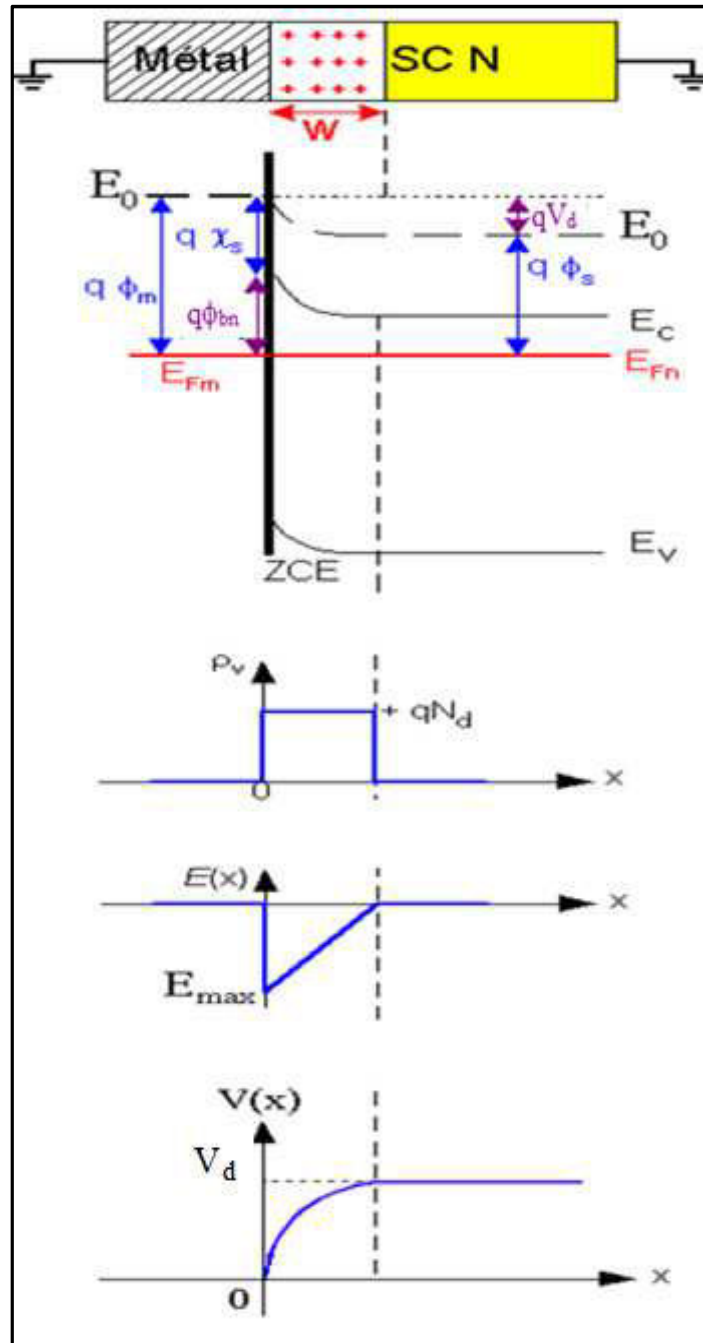


Figure I-5: Représentation de la densité de charge $\rho(x)$, du champ $E(x)$, et du potentiel électrique $V(x)$ dans la zone de charge d'espace en fonction de x à l'équilibre thermodynamique.

I.2.3.2. Le champ électrique

La répartition du champ électrique est obtenue par la résolution de l'équation de poisson, soit:

$$\frac{dE(x)}{dx} = -\frac{d^2V(x)}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\epsilon_s} \quad [\text{I-5}]$$

Après intégration et application des conditions aux limites on obtient:

$$E(x) = -\frac{qN_d}{\epsilon_s}(W-x) \quad [\text{I-6}]$$

Le champ est maximal en $x=0$ (à l'interface) est exprimer par:

$$E_{\max} = -\frac{qN_d}{\epsilon_s} W \quad [\text{I-7}]$$

Le champ électrique est représenté sur la figure I-5.

I.2.3.3. Le potentiel électrique $V(x)$

La répartition du potentiel découle de celle du champ électrique (figure I-5) :

$$V(x) = -\int E(x)dx \quad [\text{I-8}]$$

En $x=W$, on a:

$$V(W) = \frac{qN_d W^2}{2\epsilon_s} \quad [\text{I-9}]$$

Cette tension correspond à la tension aux bornes de la zone de charge d'espace du côté semiconducteur, on l'appelle le potentiel de diffusion de la diode, et on écrit:

$$V_d = \frac{qN_d W^2}{2\epsilon_s} \quad [\text{I-10}]$$

D'où l'expression de la largeur de la zone de charge d'espace à l'équilibre:

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_s}{qN_d} V_d} \quad [\text{I-11}]$$

I.2.4. Capacité de la structure Métal/Semiconducteur

La présence de la zone de charge d'espace génère une capacité statique donnée par:

$$C(V) = \frac{\epsilon_s}{W} S \quad [\text{I-12}]$$

Soit la capacité à l'équilibre ($V=0$):

$$C(0) = S \sqrt{\frac{q\epsilon_s N_d}{2V_d}} \quad [\text{I-13}]$$

S est la surface de la grille métallique et ϵ_s la permittivité du semiconducteur.

I.2.5. Les différents mécanismes de transport

Le courant dû aux porteurs minoritaires étant négligeable, le courant dans la structure est essentiellement dû aux porteurs majoritaires. Ce courant est conditionné par plusieurs phénomènes physiques dans les différentes régions de la structure. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ce transport, et peuvent se manifester simultanément ou séparément (figure I-6).

Les différents mécanismes de transport de charges à travers une barrière Schottky (du semiconducteur vers le métal) sont définis par:

- Emission des électrons par dessus la barrière de potentiel qui comprend d'une part, le modèle de diffusion existant dans les semiconducteurs faiblement dopés et d'autre part, le modèle thermoïonique qui se manifeste dans une gamme de dopage relativement élevé.
- Emission par effet tunnel à travers la barrière. Ce processus est dominant dans le cas des semiconducteurs fortement dopés.
- Génération recombinaison dans la zone de charge d'espace.
- Génération recombinaison dans la région neutre du semiconducteur.

Le processus d'émission d'électrons, par-dessus la barrière, est le plus important puisqu'il définit le bon fonctionnement du contact métal/semiconducteur. De ce fait, nous nous intéresserons, particulièrement à la présentation des théories dans ce cas d'émission.

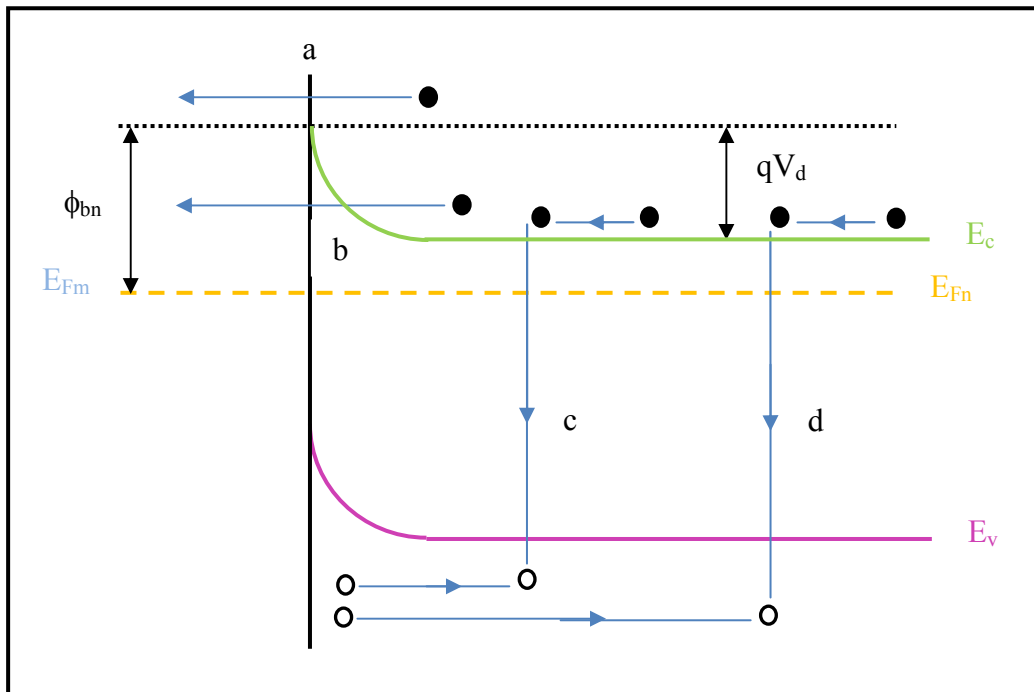


Figure I-6: Les différents mécanismes de transport.

- Emission des électrons par-dessus la barrière;
- Emission par effet tunnel;
- Génération recombinaison dans la zone de charge d'espace;
- Génération recombinaison dans la région neutre du semiconducteur.

Deux théories principales ont été élaborées pour interpréter ce mécanisme, la théorie de Wagner (1931), Schottky [6], Spencer (1939) et la théorie de Bethe (1942) [7]. A l'interface le courant est conditionné par l'émission thermoïonique par-dessus la barrière de potentiel. Dans la zone de charge d'espace du semiconducteur, il est régi par les phénomènes de diffusion.

Selon la première théorie, les porteurs surmontent la barrière conformément aux principes de la diffusion. Elle est applicable aux semiconducteurs ayant une faible mobilité. La seconde consiste en l'émission thermoïonique applicable aux semiconducteurs à grande mobilité tels que le silicium (Si) et l'arséniure de gallium (GaAs).

I.2.5.1. Emission thermoïonique

L'effet thermoïonique est le passage d'électrons chauds, c'est à dire d'énergie élevée, par-dessus de la barrière [6-10]. Il est évident que ce passage s'effectue dans les deux sens métal/semiconducteur et semiconducteur/métal. A l'équilibre thermodynamique les deux flux étant égaux et opposés, il ne circule aucun courant (figure I-7).

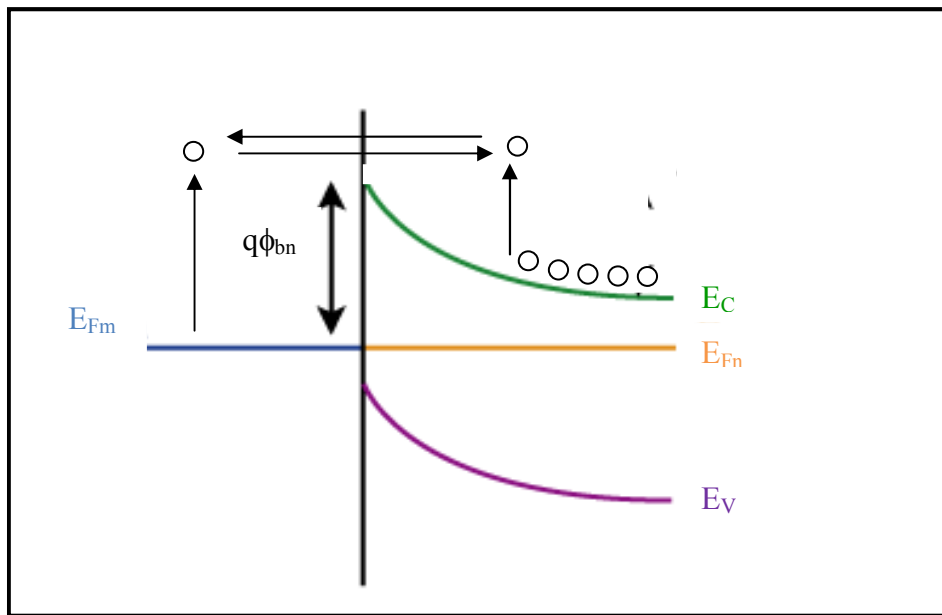


Figure I-7: Diagramme d'énergie à l'équilibre thermodynamique.

Lorsqu'on polarise la structure en direct, les électrons qui passent du métal vers le semiconducteur voient une barrière sensiblement de même hauteur ($q\phi_{bn}$) qu'à l'équilibre thermodynamique. Par contre, les électrons du semiconducteur qui passent dans le métal

voient une barrière réduite de $(-qV)$. Il en résulte que le flux semiconducteur/métal l'emporte, un courant direct circule du métal/semiconducteur, il croît rapidement avec la polarisation directe (figure I-8-a).

Lorsqu'on polarise la structure en inverse, aucun flux n'est possible dans le sens semiconducteur/métal. Il ne subsiste que le flux de porteurs dans le sens opposé qui est approximativement constant (dû à l'effet de la force image) puisque les porteurs voient toujours la même hauteur de barrière, le courant inverse évolue donc peu avec la polarisation inverse (figure I-8-b).

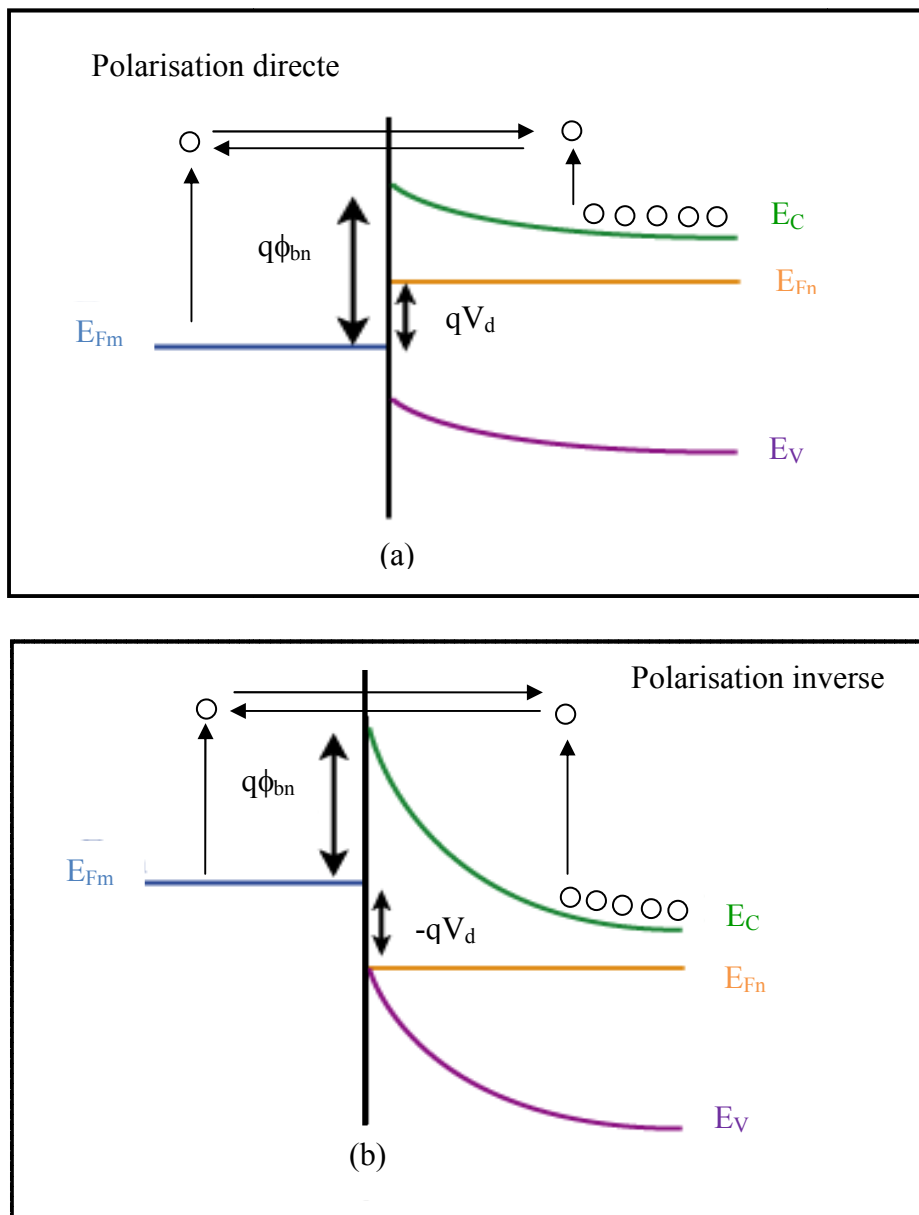


Figure I-8: Diagramme de bandes d'énergie.
a) Polarisation directe. b) Polarisation inverse.

I.2.5.2. Calcul du courant thermoïonique

On définit le courant total qui circule dans la structure, comme étant la somme des deux courants, celui qui circule du semiconducteur vers le métal, et celui qui circule dans le sens opposé (c'est à dire du métal vers le semiconducteur). Ce dernier est supposé constant à cause de la barrière inchangeable $q\phi_{bn}$, c'est le courant de saturation noté I_s .

Le courant dû à cet effet provient des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de la barrière de potentiel. Sa validité repose sur le respect des hypothèses suivantes:

- Les électrons à l'interface du semiconducteur sont en équilibre thermique avec ceux du volume.
- Le flux du courant n'affecte pas l'équilibre.

La considération de ces hypothèses implique que le pseudo-niveau de Fermi reste constant dans la zone de charge d'espace.

Dans ce cas, la densité de courant du semiconducteur vers le métal est alors déduite de la concentration des électrons ayant une énergie suffisante pour surmonter la barrière de potentiel [3]:

$$J_{SC \rightarrow m} = \int_{E_F + q\phi_{bn}}^{\infty} qv_x dx \quad [I-14]$$

où $E_F + q\phi_{bn}$ est l'énergie minimale requise et v_x la vitesse des porteurs dans la direction du transport.

Après calcul [3], la densité de courant s'exprime sous la forme:

$$J_{SC \rightarrow m} = \left(\frac{4\pi q m_e^* k^2}{h^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-q(V_n + V_d)}{kT} \right) \exp\left(\frac{qV}{kT} \right) \quad [I-15]$$

avec:

$$V_n + V_d = \phi_{bn} \quad [I-16]$$

V_n représente la différence de potentiel entre la bande de conduction E_c et le niveau de Fermi E_{Fsc} du semiconducteur, V_d la tension de diffusion et ϕ_{bn} la hauteur de barrière.

En posant:

$$A^* = \frac{4\pi q m_e^* k^2}{h^3} \quad [I-17]$$

où A^* représente la constante de Richardson, la densité de courant devient:

$$J_{SC \rightarrow m} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad [I-18]$$

et le courant thermoïonique à l'équilibre thermodynamique s'écrit sous la forme:

$$I_{SC \rightarrow m} = SA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \quad [I-19]$$

où S correspond à la surface du contact de la grille Schottky.

Le courant total correspond à:

$$I_t = I_{SC \rightarrow m} + I_{m \rightarrow SC} \quad [I-20]$$

A l'état d'équilibre thermodynamique, le courant total est nul, donc les deux courants ont le même module et sont de sens opposé:

$$\begin{cases} I_s = |I_{SC \rightarrow m}| = |I_{m \rightarrow SC}| = SA^* T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_{bn}}{kT}\right) \\ I_{SC \rightarrow m} = -I_{m \rightarrow SC} \end{cases} \quad [I-21]$$

Le courant circulant du semiconducteur vers le métal $I_{SC \rightarrow m}$ peut s'exprimer aussi en fonction du potentiel de diffusion V_d :

$$I_{SC \rightarrow m} = SA^* T^2 \frac{N_d}{N_c} \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right) \quad [I-22]$$

Sous polarisation la barrière V_d devient $(V_d - V)$, d'où l'expression finale du courant qui circule du semiconducteur vers le métal:

$$I_{SC \rightarrow m} = I_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad [I-23]$$

avec:

$$I_s = SA^* T^2 \frac{N_d}{N_c} \exp\left(-\frac{qV_d}{kT}\right) = SA^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \quad [I-24]$$

Le courant total qui circule dans la structure est:

$$I_t = I_s \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - I_s \quad [I-25]$$

d'où:

$$I_t = I_s \left(\exp\left(\frac{qV}{kT}\right) - 1 \right) \quad [I-26]$$

I.3. Structure Schottky réelle

Technologiquement un matériau semiconducteur présente toujours des défauts en surface .Ces défauts se présentent sous forme de niveaux d'énergie en surface appelées états d'interface ou de surface.

La hauteur de barrière dépend fortement de cette densité d'états de surface jusqu'à devenir indépendante du travail de sortie du métal. Cet effet est observé particulièrement sur les semiconducteurs covalents (III-V) tel que le GaAs.

En plus, la formation d'un oxyde natif inévitable dès la mise dusemiconducteur en contact avec l'air induit la présence d'une couche interfaciale d'épaisseur δ . Ceci est semblable au cas de la structure MIS réelle. La figure (1-9) représente le diagramme de bande d'un contact métal/semiconducteur en présence d'une couche interfaciale[1].

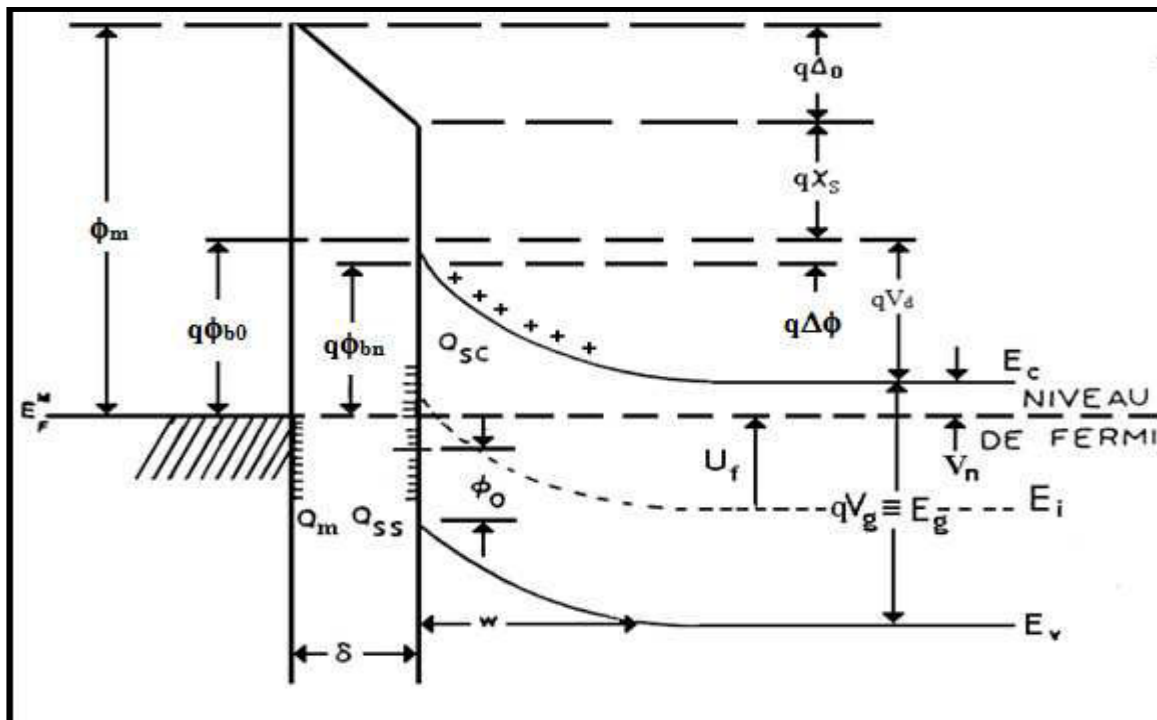


Figure I-9: Diagramme énergétique d'un contact Schottky type n (avec états de surface et une couche d'oxyde natif) à l'équilibre thermodynamique [1].
 Q_m : charge développée au niveau du métal;
 Q_{sc} : charge développée au niveau du semiconducteur;
 Q_{ss} : charge due aux états d'interface;
 $q\Delta\phi$: l'abaissement de la barrière par effet Schottky;
 $q\phi_{bn}$: hauteur de la barrière réelle;
 $q\phi_{b0}$: niveau d'énergie qui correspond aux états de surface;
 Δ_0 : la chute de potentiel existant dans la couche interfaciale;
 δ : épaisseur de la couche interfaciale.

I.3.1. Capacité de la structure en présence des états d'interface

Pour pouvoir exploiter la caractéristique $C(V)$, il est préférable de représenter la variation linéaire de la capacité en fonction de la tension appliquée, généralement elle est représentée sous la forme de C^{-2} en fonction de V , elle a comme expression [3]:

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = -\frac{2}{S^2 q \epsilon_s N_d} \left(\frac{C_{sc} + C_i}{C_{sc} + (C_i + \alpha C_i)} \right) \quad [I-27]$$

C_i est la capacité de la couche d'interface et S la surface de la grille, avec

$$C_i = \frac{\epsilon_i}{\delta} S \quad [I-28]$$

α est un paramètre qui dépend de la densité des états d'interface N_{ss} , de l'épaisseur de la couche interfaciale δ et la permittivité ϵ_i , soit:

$$\alpha = \frac{q^2 N_{ss} \delta}{\epsilon_i} \quad [I-29]$$

Si la couche d'interface δ est très mince, on a $C_i \gg C_{sc}$ donc la capacité C de la structure se ramène à la capacité C_{sc} . Ainsi, l'expression de $dC^{-2}(V)/dV$ s'écrit sous la forme:

$$\frac{dC^{-2}}{dV} = -\frac{1}{(1 + \alpha)} \frac{2}{q \epsilon_s N_d S^2} \quad [I-30]$$

I.3.2. Courant en présence des états d'interface

Dans la structure réelle, la caractéristique du courant est très influencée par les états d'interface. Les différents courants se manifestant dans la structure réelle sont rappelés dans ce qui suit.

I.3.2.1. Courant thermoionique en présence des états d'interface

Gard et Rhoderick [11] ont établi l'expression du courant thermoionique en présence des états d'interface et d'une couche interfaciale, elle est donnée par:

$$I_{THE} = A^* T^2 \exp\left(-\chi^{1/2} \delta\right) \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad [I-31]$$

χ est le facteur d'idéalité et χ la hauteur de barrière moyenne présentée par le film (ou la couche interfaciale). Expérimentalement, il a été vérifié que la barrière croît d'une manière linéaire avec l'épaisseur de la couche interfaciale δ suivant l'expression [11]:

$$\phi_{bn} = \phi_{b0} + \frac{kT}{q} \chi^{1/2} \delta \quad [I-32]$$

La contribution de tous les effets tels que les phénomènes de recombinaison, effet de la force image etc..., étant négligeables, la valeur du coefficient de qualité n (facteur d'idéalité) serait dû donc uniquement à l'existence de la couche interfaciale et de la densité des états d'interface [11]. Cette valeur est donc donnée par:

$$n = \frac{dV_d}{dV} \quad [I-33]$$

La variation de la tension appliquée se répartit comme:

$$dV = dV_d + dV_i \quad [I-34]$$

dV_i est la variation du potentiel à travers la couche interfaciale.

Selon Gard et Rhoderick [11], le facteur d'idéalité s'exprime sous la forme:

$$n = 1 + \left(\frac{\delta}{\epsilon_i} \right) \frac{[(\epsilon_s / W) + qN_{ss}]}{[1 + (\delta / \epsilon_i) qN_{sm}]} \quad [I-35]$$

où W est la largeur de la zone de charge d'espace, N_{ss} et N_{sm} les densités d'états d'interface en équilibre avec le semiconducteur et le métal respectivement.

- Si la densité des états d'interface est très faible, le facteur d'idéalité devient:

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{W \epsilon_i} \quad [I-36]$$

- Si la densité des états d'interface est en équilibre avec le métal, le facteur d'idéalité est donné par:

$$n = 1 + \frac{\delta \epsilon_s}{W(\epsilon_i + q\delta N_{sm})} \quad [I-37]$$

- Si la densité des états d'interface est en équilibre avec le semiconducteur, le facteur d'idéalité s'exprime par:

$$n = 1 + \frac{\delta}{\epsilon_i} \left(\frac{\epsilon_s}{W} + qN_{ss} \right) \quad [I-38]$$

- Si $n < 1.2$ le courant thermoïonique est dominant, par contre si $n > 1.2$ d'autres phénomènes se manifestent en plus du courant thermoïonique.

I.3.2.2. Courant de génération-recombinaison

Précédemment, nous avons calculé le courant traversant la structure en négligeant les phénomènes de génération-recombinaison dans la zone de charge d'espace. En fait, la zone de charge d'espace est le siège de générations thermiques et de recombinaisons [12].

Lorsque le semiconducteur présente des centres profonds de génération-recombinaison alors sous polarisation directe, les porteurs peuvent se recombiner. C'est la recombinaison, des paires électron-trou assistée par des défauts.

Lorsque le semiconducteur présente des centres profonds de génération-recombinaison, sous polarisation inverse et dans la zone désertée, des paires électron-trou peuvent être générés. C'est la génération des paires électron-trou assistée par défauts.

Les phénomènes de recombinaison en direct et de génération en inverse à l'intérieur de la zone de charge d'espace peuvent être importants aux faibles courants.

Le courant de génération-recombinaison s'exprime par:

$$I_{GR} = I_{GR0} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) \quad [I-39]$$

Dans ce cas le facteur d'idéalité est égal à 2 et I_{GR0} est le courant de recombinaison-génération de saturation qui s'exprime par [12]:

$$I_{GR0} = \frac{SqWn_i}{\tau} \quad [I-40]$$

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

I.3.2.3. Courant tunnel

Le terme I_{TU} représente le courant dû à l'effet tunnel pur et/ou activé thermiquement son expression est donnée par [13]:

$$I_{TU} = I_{TU0} \left[\exp\left(\frac{q(V)}{E_0}\right) - 1 \right] \quad [I-41]$$

où I_{TU0} est le courant de saturation tunnel calculé par Crowell et Rideout [14]:

$$I_{TU0} = \frac{SqA^*T\sqrt{\pi} \exp\left(-q \frac{V_n}{kT} - q \left(\frac{\phi_{bn} + V_n}{E_0}\right)\right)}{k \cosh\left(\frac{qE_{00}}{kT}\right)} \quad [I-42]$$

Le terme E_0 s'exprime sous la forme:

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad [\text{I-43}]$$

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

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \sqrt{\frac{N_d}{m_e^* \epsilon_s}} \quad [\text{I-44}]$$

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

Lorsque la valeur de N_d donné par E_{00} est plus élevée que le dopage du semiconducteur on dit que le courant tunnel est assisté par des défauts présents en surface.

I.3.2.4. Courant de fuite

L'origine du courant de fuite d'une diode peut être due à [13]:

- un courant par effet tunnel dont le comportement serait celui d'une résistance R_p en parallèle avec la diode, considération qui ne peut être effectuée qu'à très faible tension;
- un courant surfacique lié à une forte densité d'états de surface qui serait générée entre le contact ohmique et le contact Schottky sous l'effet de la polarisation. A cause de la forte densité d'électrons piégés, la surface se comporterait comme un matériau à faible conduction et serait assimilable à une résistance R_p en parallèle sur la diode;
- un effet combiné des deux effets précédents qui formerait deux résistances (R_{p1} et R_{p2}) en parallèle sur la diode.

L'impact du courant de fuite est visible essentiellement pour les faibles tensions de polarisation quand le courant total est très faible d'où:

$$I_{FU} \approx \frac{V}{R_p} \quad [\text{I-45}]$$

I.3.2.5. Courant total

En résumé, le courant dans une diode Schottky réelle est la somme de toutes les composantes évoquées précédemment auxquelles il faut tenir compte de la chute de potentiel dans la résistance série (R_s) de la diode.

Soit:

$$I = I_{TH} + I_{GR} + I_{TU} + I_{FU} \quad [I-46]$$

dont le courant thermoionique est exprimé par:

$$I_{TH} = I_{TH0} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{kT}\right) - 1 \right] \quad [I-47]$$

où I_{TH0} est le courant de saturation de la composant thermoionique.

Le courant génération-recombinaisons'écrit sous la forme:

$$I_{GR} = I_{GR0} \exp\left(\frac{qV - IR_s}{2kT}\right) \quad [I-48]$$

où I_{GR0} le courant de saturation de la composant génération-recombinaison.

Le courant I_{TU} dû à l'effet tunnel est donné par:

$$I_{TU} = I_{TU0} \left[\exp\left(\frac{q(V - IR_s)}{E_0}\right) - 1 \right] \quad [I-49]$$

où I_{TU0} est le courant tunnel de saturation du modèle tunnel .

Le courant de fuite I_{FU} est donné par:

$$I_{FU} = \frac{V - IR_s}{R_p} \quad [I-50]$$

avec R_s défini comme la résistance série et R_p comme la résistance parallèle.

I.4. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté un rappel théorique sur la structure Schottky métal/semiconducteur dans le cas idéal et dans le cas réel. Nous avons aussi rappelé les différents mécanismes de conduction à travers une diode Schottky dans le cas idéal et dans le cas réel. L'expression de la capacité, en prenant en considération l'existence d'une zone d'interface entre le semiconducteur et le métal pour un contact Schottky réel a été aussi rappelée.

Références

- [1] E. H. Rhoderick,
“Metal-semiconductor contacts” P.Hammond and D.Wapsh, Oxford University Press,
1978.
- [2] S. M.Sze,
“Physics of semiconductor devices”Willy, New York, 1981.
- [3] H. Mathieu,
“Physique des semiconducteurs et des composants électroniques ”Masson, 1990.
- [4] A. Vapaille, R. Castagne,
“Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs”Physique et technologie. Edition
Dunod, 1987.
- [5] <http://www.polytech-lille.fr/cours-atome-circuit-integre/unip/unip530.htm>.
- [6] W. Schottky and E. Spenke,
“Quantitative Treatment of the Space-Charge Boundary-layer theory of the Crystal
Rectifiers” Wiss. Veroff. Siemens – Werken, 18, p. 225, 1939.
- [7] H. A. Bethe,
“Theory of the boundary layer of crystal rectifiers”Mass. Inst. Technol. Radiat. Labo.
Rep. 13 – 12, November, 1942.
- [8] O.W. Richardson,
“The emission of electricity from hot bodies”Longmans Green,Harlow Essex, 1921.
- [9] E. H. Rhoderick,
“The Physics of Schottky Barriers” Based on an Invited Paper Given at the Third
Solid – State Devices Conference, Exeter, 1969.
- [10] S. M. Sze,
“Physics of Semiconductor Devices”2ndEd , Chap. V, pp. 245 – 311, 1981.
- [11] H. C. Card, E. H. Rhoderick,
“Studies of tunnel MOS diodes II. Thermal equilibrium considerations”J. Appl. Phys.
D, 4, 1971.
- [12] J. Bardeen,
“Surface States and rectification at a metal Semi-conductor contact” Phys. Rev. 71,717,
1947.
- [13] A. M. Cowley, S.M.SZE,

- “Surface states and barrier height of metal-semiconductor systems” *J. Appl. Phys.* 36, 3212, 1965.
- [14] C. R. Crowell, V. L. Rideout,
“Normalized Thermionic-Field (T-F) Emission in Metal-Semiconductor (Schottky) Barriers” *Solid State Electron.* Pergamon Press. 12:89-105, 1969.

CHAPITRE II

Le nitrure de gallium

II.1. Introduction

Dans la microélectronique actuelle, le silicium est le semiconducteur roi, car il est utilisé dans la grande majorité des composants. L'évolution de ces composants est toujours dictée par les mêmes besoins. Il faut toujours concevoir des composants de moindre encombrement, consommant moins d'énergie, ayant des performances sans cesse croissantes.

Dans le cadre d'applications où de fortes puissances sont requises, la taille des composants en silicium pouvant supporter ces contraintes devient trop importante et amplifie exponentiellement leur coût de fabrication. Des études ont donc été menées sur d'autres matériaux. Le carbure de silicium (SiC) a longtemps été considéré comme le candidat idéal pour succéder au silicium. Cependant, sa faible mobilité électronique et son coût élevé ont contraint les chercheurs et les industriels à se tourner vers un autre semiconducteur.

Pour les applications destinées à des milieux plus hostiles, le GaN s'est naturellement présenté comme le candidat idéal. Comme nous allons le voir au cours de ce chapitre, le GaN présente d'excellentes propriétés électriques, qui font de lui la solution pour des applications de puissance. Dans un premier temps, nous aborderons les structures cristallines du GaN, ainsi que ses propriétés physiques et électriques. Puis, nous présenterons les différentes méthodes technologiques de croissance nécessaires à la réalisation du substrat GaN.

II.2. Propriétés physiques du nitrure de gallium

II.2.1. Structure cristalline

La plupart des matériaux III-V nitrurés (GaN) se cristallisent sous deux formes: hexagonale (wurtzite) et cubique (blende de zinc).

La structure wurtzite est constituée de deux réseaux hexagonaux, l'un avec les atomes de gallium, l'autre avec les atomes d'azote, interpénétrés et décalés suivant l'axe c de $5/8^{\text{ème}}$ de la maille élémentaire. La structure blende de zinc est constituée de deux sous réseaux cubiques faces centrées, chacun comprenant un type d'atome, interpénétrés et décalés d'un quart par rapport à la diagonale de la maille. L'arrangement des atomes dans la maille de chacune des deux structures est représenté dans la figure II-1.

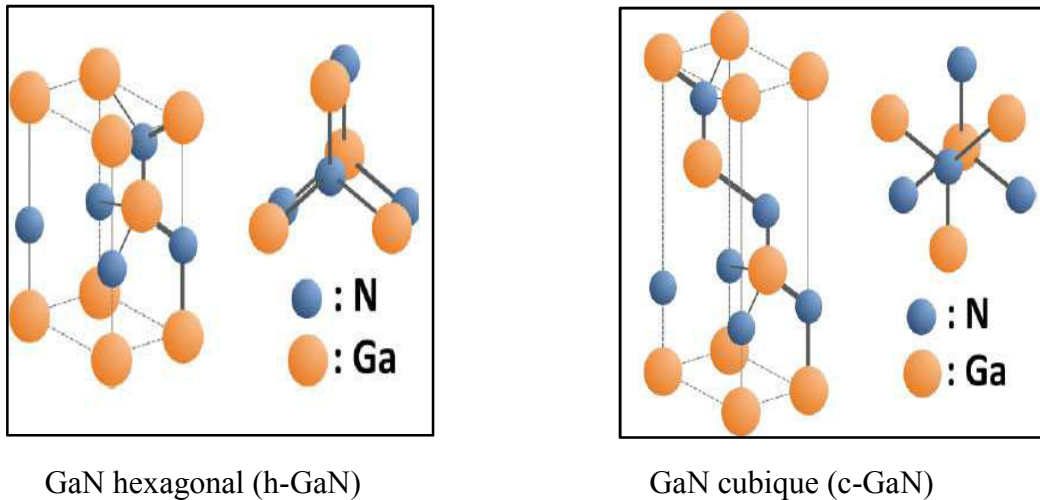


Figure II-1: Structure cristalline hexagonale et cubique [1].

II.2.2. Structure de bande

Le nitrure de gallium est un semiconducteur qui présente un gap direct, ce qui signifie que le minimum de la bande de conduction (E_c) et le maximum de la bande de valence (E_v) se situent à une valeur presque identique de vecteur d'onde k sur le diagramme représentant l'énergie E en fonction du vecteur d'onde k . Pour le GaN, ce gap se situe au point Γ , centre de la zone de Brillouin ($k=0$). Les premières zones de Brillouin et les structures de bandes suivant les directions principales sont représentées dans la figure II-2 pour le GaN cubique (zinc blende) et le GaN hexagonale (wurtzite).

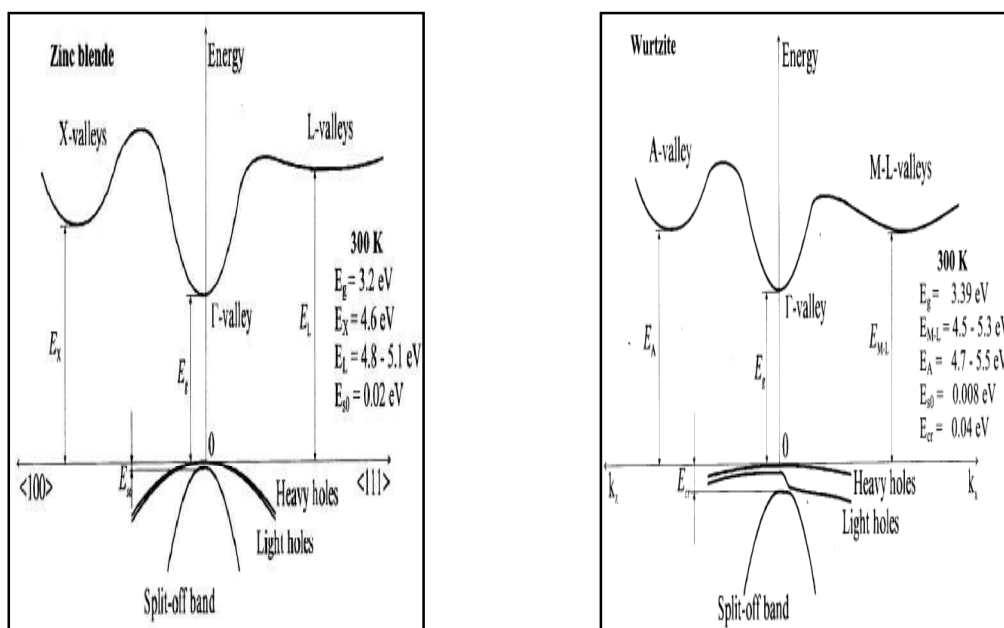


Figure II-2: Diagrammes $E(k)$ des bandes pour le GaN cubique et hexagonal [2, 3].

II.2.3. Dopage

Les nitrures sont non intentionnellement dopés de type N, avec un excès d'électrons. Les mesures électriques sur les nitrures (GaN) montrent une forte concentration d'électrons, généralement de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} , leur donnant un caractère intrinsèquement de type N [4]. Il semble que cette forte densité d'électrons puisse avoir plusieurs origines. Dans un premier temps, les défauts structuraux ont été proposés comme étant à l'origine de la forte concentration d'électrons, avec au premier rang les lacunes d'azote [6]. Il a été également supposé que des impuretés comme l'oxygène, le carbone, etc... provenant des procédés de croissance participent au caractère de type N [4].

- Dopage N: L'augmentation du caractère N des nitrures est donc relativement facile. On utilise le plus couramment le silicium (Si), comme dopant de type N.

Puisque les nitrures sont intrinsèquement de type N, il est difficile d'obtenir un dopage P [5]. Aujourd'hui, le magnésium, Mg, est le dopant de type P le plus fréquemment utilisé pour les nitrures [5].

II.3. Propriétés électriques du nitrure de gallium

II.3.1. Densité de porteurs intrinsèques

Un semiconducteur est dit pur ou intrinsèque lorsqu'il est sans défaut que ce soit chimique ou structural. À la température 0 K, la bande de conduction est vide et la bande de valence est saturée, il n'y a pas de porteurs de charge. Lorsque la température augmente et qu'un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction, un trou apparaît dans la bande de valence. Il y a ainsi la même quantité d'électrons que de trous. Leur concentration est alors nommée densité de porteurs intrinsèque notée n_i (cm^{-3}) dont l'expression est [6]:

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(\frac{-E_g}{2kT}\right) \quad [\text{II-1}]$$

où N_c et N_v représentent les densités effectives d'états dans les bandes de conduction et de valence respectivement, T la température et E_g la largeur de la bande interdite du GaN.

II.3.2. Mobilité des électrons et des trous

Lorsqu'on applique un champ important, on entraîne les porteurs de charges libres: électrons et trous. La mobilité est liée à ce libre parcours sans choc dans le semiconducteur ainsi toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En

effet l'ajout d'atomes dopants et/ou l'élévation de température créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.

Lorsque le champ électrique devient important, la loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre en fonction de la nature de la structure de bandes du semiconducteur. Elle se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs [6]:

$$\vec{v} = \mu(E)\vec{E} \quad [\text{II-2}]$$

avec v la vitesse de dérive, μ la mobilité.

II.3.3. Champ de claquage

Une autre caractéristique qui a son importance lorsque l'on s'intéresse à l'électronique de puissance est le champ de claquage ou champ critique. De ce paramètre va dépendre la tension maximale de fonctionnement du composant. En effet, plus sa valeur sera élevée, plus il sera aisé de fabriquer des composants avec un fort dopage et de taille réduite, avec les conséquences bénéfiques que cela a sur les caractéristiques de ce dispositif, comme des résistances d'accès plus faibles. La valeur du champ de claquage théorique du GaN est mise en regard par rapport à d'autres semiconducteurs dans la figure suivante (figure II-3).

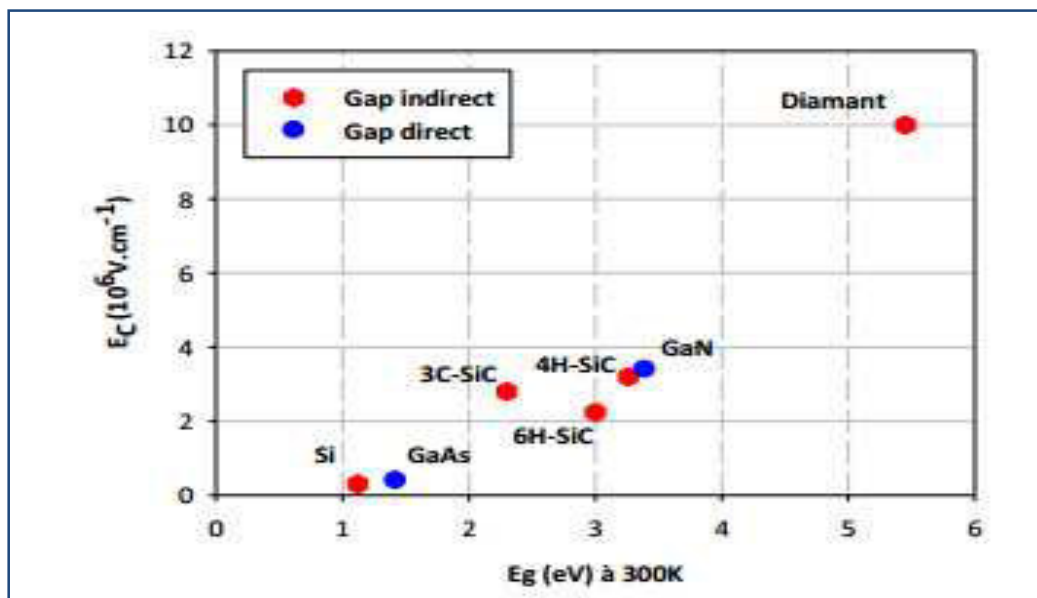


Figure II-3: Champ de claquage en fonction de la largeur de la bande interdite pour différents matériaux semiconducteurs [7].

On constate que les matériaux à large bande interdite possèdent un champ de claquage supérieur à celui d'autres matériaux comme le Si ou le GaAs. Le champ électrique critique du diamant (environ 10 MV/cm à 300 K) est théoriquement 30 fois plus élevé que celui du Si. Celui du GaN est de l'ordre de 3.4 MV/cm à 300 K soit 11 fois plus élevé que le champ critique du Si. Comme dit précédemment, le champ de claquage et la largeur de bande interdite sont liés, notamment par la formule suivante [7]:

$$E_{\text{claquage}} \propto E_g^{3/2} \quad [\text{II-3}]$$

Cette relation signifie que plus le gap est important, plus le champ de claquage théorique sera élevé, comme on peut le voir sur la figure II-3.

Le tableau II-1 résume les principales propriétés électriques et thermiques du GaN en comparaison avec quelques matériaux semiconducteurs.

Matériau	Bande Interdite E _g (eV)	Champ critique E _{claquage} (MV/cm)	Permittivité ε _r	Mobilité des électrons μ _n (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Mobilité des trous μ _p (cm ² .V ⁻¹ .s ⁻¹)	Vitesse de saturation des électrons V _{sat} (10 ⁷ cm/s ⁻¹)	Conductivité thermique K (W.K ⁻¹ .cm ⁻¹)
Si	1.11	0.3	11.8	1400	600	1	1.5
Ge	0.66	0.1	16	3900	1900	0.5	0.6
GaAs	1.43	0.4	12.8	8500	400	1	0.5
6 h-SiC	2.9	2.2	9.7	400	90	2	4.5
4 h-SiC	3.26	2.5	10	750	115	2	4.5
GaN	3.39	3.3	9	900	350	2.5	1.3
C (Diamant)	5.47	10	5.5	2200	1600	2.7	20

Tableau II-1: Résumé des principales propriétés du GaN et de quelques matériaux semiconducteurs [8].

La comparaison entre les propriétés du GaN et les propriétés des différents matériaux semiconducteurs standards montre le grand potentiel du GaN pour des applications de puissances et de hautes fréquences.

Il paraît clair, d'après le tableau II-1, que le diamant (C) possède des propriétés électriques et thermiques très intéressantes qui font de lui un matériau semiconducteur «quasi-idéal» pour différents domaines d'application, surtout pour l'électronique de puissance. Cependant, il demeure non exploitable pour l'électronique conventionnelle à cause des difficultés de son élaboration et de son coût très élevé. Actuellement, l'utilisation du diamant en microélectronique est limitée à des domaines de pointes très spécifiques tels que la réalisation des détecteurs de rayonnement radioactif utilisés dans le domaine nucléaire.

II.4. Techniques de croissance du nitrure de gallium

Les nitrures d'éléments III sont des matériaux durs, très stables, quasiment inertes chimiquement. Leur problématique de croissance réside en grande partie dans la stabilité très élevée de la liaison III-N à l'origine de la faible mobilité des atomes lors de leur croissance.

L'autre problème est lié à la production de radicaux libres d'azote. Si l'on utilise le gaz N_2 par exemple comme source d'azote, la température du substrat de croissance (773 -1773 K ou 500 -1500 °C) est trop faible pour la dissocier efficacement (énergie de liaison d'environ 5 eV par molécule). Pour permettre une réaction avec un métal de la colonne III du tableau périodique, il faut alors fournir des radicaux libres en quantité suffisante. Les molécules source doivent donc être dissociées par un procédé particulier, tel qu'un plasma radiofréquence (RF) en MBE.

Une autre possibilité consiste à utiliser de l'ammoniac comme source azote puisqu'il se dissocie à des températures plus faibles [9].

Les premiers films de GaN ont été obtenus par épitaxie en phase vapeur aux hydrures HVPE (Hydride vapour phase epitaxy) sur substrat saphir [10, 11]. Cette technique de dépôt où le gallium est entraîné par le HCl gazeux pour s'allier à l'azote de l'ammoniac, présente l'avantage de donner des vitesses de croissances très grandes (de l'ordre du $\mu\text{m}/\text{min}$), ce qui a permis d'obtenir des films très épais, de l'ordre de 100 μm . Cependant, il y a des succès plus récents en épitaxie en phase vapeur aux organométalliques MOCVD (metal organic chemical vapor deposition), puis en épitaxie en jet moléculaire EJM ou MBE (molecular beam epitaxy).

II.4.1. Technique de croissance HVPE

L'Épitaxie en phase vapeur aux hydrures (HVPE: Hydride vapeur phase epitaxy) est une technique de croissance adaptée pour l'élaboration des couches épaisses (quelques centaines de μm). Les premiers films de GaN ont été obtenus par ce mode de croissance. Les réacteurs utilisés par la technique HVPE possèdent deux zones, une zone de source et une zone de croissance. Des gaz HCl et NH_3 sont injectés dans le réacteur à travers la zone de source, où la température est de $860\text{ }^\circ\text{C}$. L'HCl passe dans une zone contenant du Ga à l'état solide pour former du GaCl qui est ensuite injecté dans la zone de croissance. Il rentre alors en réaction avec le NH_3 à la surface du substrat pour former du GaN, selon les réactions [9].



La température de croissance est habituellement comprise entre $950\text{ }^\circ\text{C}$ et $1050\text{ }^\circ\text{C}$. Le saphir est le substrat le plus souvent utilisé pour la croissance de couches épaisses de GaN par la technique HVPE. De manière à augmenter la densité de nucléation de la couche GaN sur le saphir [0001], un prétraitement au GaCl peut être fait, ou une couche tampon en ZnO peut être déposée.

Cette méthode présente l'avantage de donner de très grandes vitesses de croissance, par exemple, Nataf et al [12] ont montré la possibilité d'obtenir une vitesse de croissance de

$100\text{ }\mu\text{m/h}$ avec un dopage de type n de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} . Elle a par conséquent, permis d'obtenir des films très épais, de l'ordre de $100\text{ }\mu\text{m}$. Par contre, on y contrôle difficilement les faibles épaisseurs ($<10\text{ nm}$).

Les potentiels de cette technique ont conduit les chercheurs à optimiser cette technique pour la fabrication de substrats GaN autosupportés. Du GaN autosupporté peut être obtenu en faisant croître une couche épaisse de GaN sur un substrat de base (par exemple, le saphir, SiC, GaAs, etc...), puis retirer le substrat de base lorsque la croissance de la couche de GaN est terminée (figure II-4). Le matériau GaN épais est alors séparé de son substrat de base par des méthodes adaptées [13].

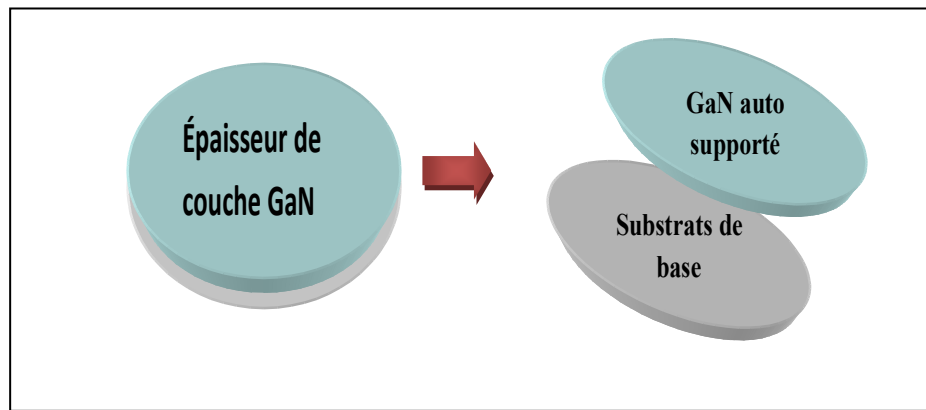


Figure II-4: Représentation schématique de la fabrication d'une plaquette de GaN autosupporté par HVPE [13].

Des chercheurs japonais ont produits des substrats de GaN massifs grâce à la méthode appelée séparation assistée par des vides «VAS» (Void-assisted-separation) [13]. Le procédé consiste à former une couche fragile (TiN) qui contient de nombreux petits vides (couche poreuse) à l'interface entre une couche de GaN épais et un substrat de base. La couche de GaN épais peut être séparée du substrat de base par rupture de la couche fragile en raison des contraintes thermiques engendrées pendant le processus de refroidissement après la croissance HVPE. Il est donc possible de provoquer la séparation par l'application d'une très faible contrainte thermique. Cela permet la séparation hautement reproductible à grande surface sans produire des fissures (figure II-5) [13].

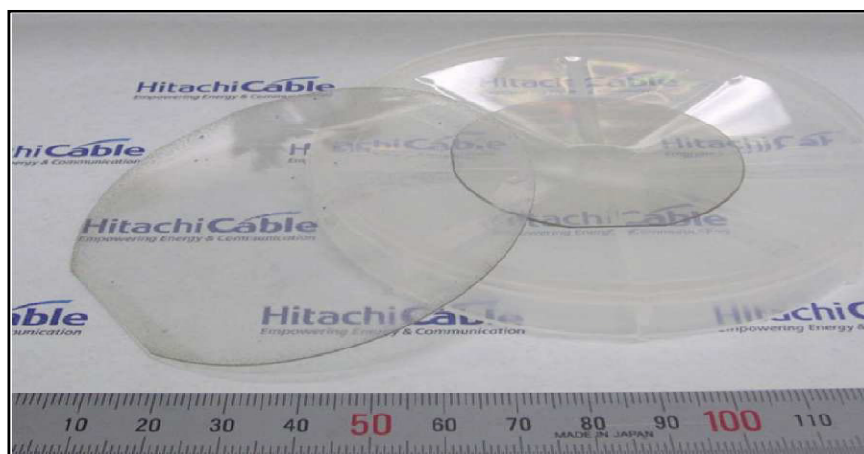


Figure II-5: Photo du substrat GaN autosupporté fabriqué par la technique VAS [13].

Les substrats fabriqués par cette technique VAS montrent une densité de défauts 10 000 fois inférieures à celles présentes dans le GaN fabriqué par les autres techniques de croissance. Cette technique donne un substrat GaN appelé GaN autosupporté (free-standing).

II.4.2. Technique de croissance MOCVD

La déposition chimique en phase vapeur aux organométalliques (MOCVD) a été rapportée pour la première fois par Tietjen et Amick en 1966, pour la croissance des alliages GaAsP. La méthode, appelée maintenant CVD (Chemical Vapor Deposition), a été appliquée par Maruska et Tietjen en 1969, pour la croissance de GaN [14].

La technique MOCVD (Metal Organic Chemical Vapor Deposition) ou MOVPE (Metal Organic Vapor Phase Epitaxy) est la méthode de croissance généralement utilisée dans l'industrie. Elle utilise comme précurseurs des composés organométalliques. Dans le cas du gallium, les composés fréquemment utilisés restent le triéthylgallium (TEGa) ou le triméthylgallium (TMGa). Il en est de même pour l'indium (TMI) ou l'aluminium (TMA), mais avec les molécules associées. Ces composés sont en général liquides à température ambiante.

L'hydrogène purifié peut donc être utilisé comme gaz vecteur pour les entraîner vers le réacteur.

La réaction de décomposition de ces molécules est donnée ci-après [9]:



Dans cette technique, la croissance du GaN se fait à une température comprise entre (1273 K et 1423 K ou 1000 °C et 1150 °C), sous pression réduite, avec des vitesses élevées de 0.5 µm/min. A cette température, le taux de décomposition de l'ammoniac est faible, il faut donc envoyer au réacteur beaucoup d'ammoniac. C'est ce qu'on appelle une croissance riche en azote [14].

L'azote, dont la disponibilité naturelle apparaît évidente, peut être extrait de plusieurs composés. La molécule d'azote, qui semble en être la source la plus triviale, s'avère beaucoup trop stable. Elle ne se décompose guère et ne donne donc lieu à aucune incorporation d'azote dans

les couches. Par contre la molécule d'ammoniac se désagrège thermiquement, mais la cinétique de décomposition demeure très lente (quelques pourcents à 1300 K). Naturellement, d'autres composés azotés existent (hydrazine, etc...), mais les difficultés d'emploi sont telles qu'elles rendent leur utilisation extrêmement délicate. L'ammoniac reste donc le meilleur choix le GaN se forme alors suivant la réaction [15]:



L'ammoniac stabilise la surface du GaN qui, spontanément, aurait tendance à se décomposer vu la température de croissance élevée et sous pression d'azote inférieure à la

pression d'équilibre. Le schéma synoptique typique d'un bâti de MOCVD est représenté sur la figure II-4.

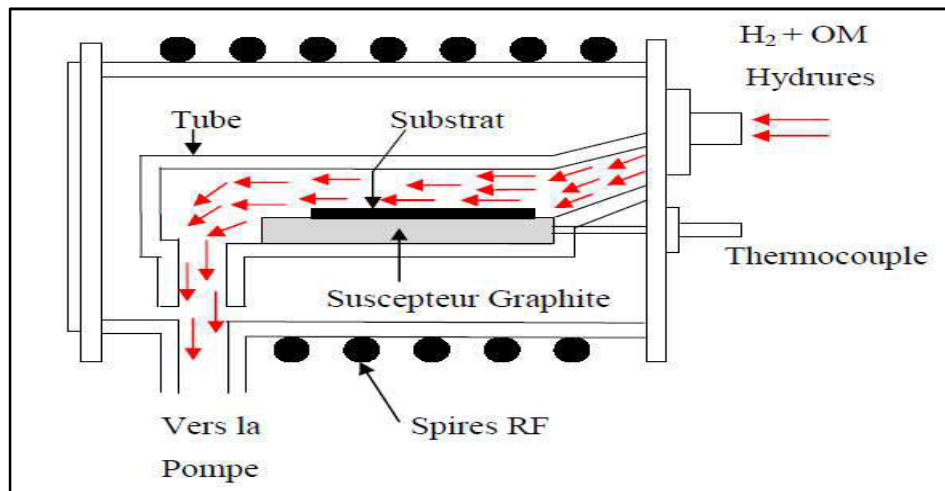


Figure II-4: Schéma synoptique d'un bâti de MOCVD [15].

Pour doper les couches pendant la croissance, il est nécessaire d'ajouter un flux de molécules contenant le dopant. S'il s'agit de doper p, on utilisera généralement le bis-cyclopentadhényl magnésium (ou Cp_2Mg), si le dopage désiré est de type n, la molécule utile sera probablement le silane (SiH_4).

II.4.3. Technique de Croissance MBE

La technique EJM (Épitaxie par jet moléculaire) ou MBE (Molecular Beam Epitaxy) est une technique de croissance sous ultravide [16]. Elle utilise l'évaporation ou de la sublimation sous vide de matériaux sources solides portés à haute température, lesquels se déposent sur un substrat (à température plus faible qu'en MOCVD, de l'ordre de 973K (700 °C)). Cette technique nécessite donc la mise en œuvre d'un ultra vide dans le bâti ($\sim 10^{-10}$ Torr) avec une pression de dépôt de 10^{-6} Torr. Les particules arrivant avec une certaine énergie sont adsorbées à la surface sur laquelle elles vont pouvoir se mouvoir (figure II-5). Le temps pendant lequel les atomes restent sur la surface du substrat dépend de la température de celui-ci. Une température trop élevée va favoriser la désorption des atomes. Les atomes en surface se déplacent pour rejoindre soit un autre petit groupe d'atomes et former un nucleus, soit un bord de marche déjà existant. L'évolution de la surface, pendant la croissance, peut être suivie par un dispositif, in situ, de diffraction des électrons de haute énergie en incidence rasante RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction). Les nucleus continuent de se former (phase de nucléation) pour atteindre une densité critique à partir de laquelle on assiste à la formation de petits îlots.

Les îlots vont ensuite coalescer pour former une monocouche épitaxiale. Le processus ainsi répété donne le film épitaxial final.

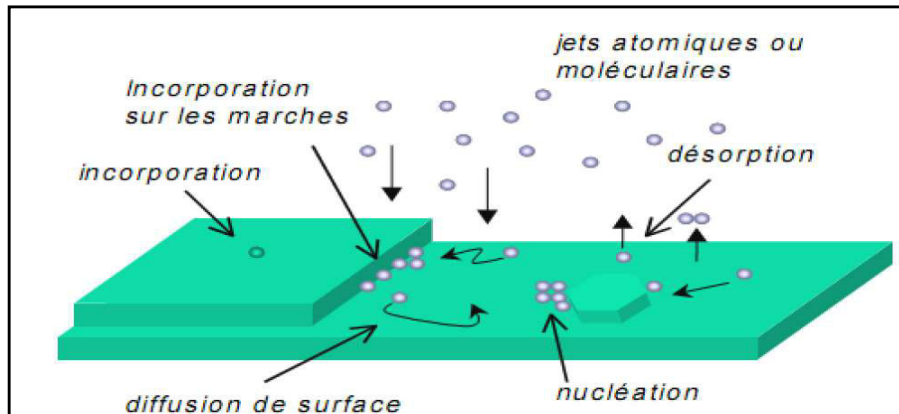


Figure II-5: Croissance épitaxiale par jets moléculaires [16].

Il est notamment possible de connaître en temps réel, le nombre de couches déposés, la variation du paramètre de maille et la rugosité du front de croissance.

Dans le cas des matériaux nitrurés, le gallium et l'aluminium atomiques sont obtenus par sublimation de sources solides. L'azote quant à lui est obtenu à partir d'un précurseur gazeux qui peut être soit de l'ammoniac NH_3 soit la molécule N_2 . Dans ce dernier cas, la molécule N_2 très stable chimiquement est dissociée soit par radio fréquence (source d'azote RF), soit par résonance électron-cyclotron (ECR). La température de substrat pour le dépôt de nitrure par la technique de croissance MBE est classiquement comprise entre 723 K et 1123 K (450 °C et 850 °C) [16].

La technique de croissance MBE présente l'avantage de permettre un contrôle de la croissance et des épaisseurs des couches. De plus, elle est particulièrement adaptée à l'obtention d'interfaces abruptes. En revanche, les vitesses de croissance sont lentes (de l'ordre de 1 $\mu\text{m}/\text{h}$ à des températures de l'ordre de 973 K) et l'entretien des bâtis est coûteux.

II.5. Avantages et inconvénients des différentes techniques de croissance

D'après de ce qui a été cité sur les techniques de croissance du GaN, la MBE est celle qui permet de déposer des couches ultraminces tout en contrôlant parfaitement la concentration de dopage des couches, la MOCVD est la plus courante, et la HVPE est celle qui présente la vitesse de croissance la plus élevée. Le tableau II-2 résume les principaux avantages et inconvénients de ces trois techniques de croissance [17].

Technique de croissance	Avantages	Inconvénients
HVPE	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Technique de croissance simple. ➤ Très approprié pour les films GaN épais grâce à la très grande vitesse de croissances (>200 $\mu\text{m/h}$). ➤ Intérêt accru pour produire des couches tampons épaisses, avec des contraintes relaxées. ➤ Bonne qualité des films. 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Très haute température de croissance du procédé, entre 1000 et 1200 °C, entraînant une forte concentration d'impureté de type Si ou O. ➤ Atmosphère sous Hydrogène. ➤ Pas d'interface abrupte.
MOCVD	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Haute vitesse de croissance. ➤ Réalisation d'interfaces abruptes. ➤ Possibilité de croissance d'aires de grande taille. ➤ Contrôle de l'épaisseur in-situ. ➤ Bonne capacité de production. ➤ Très haute qualité de film. ➤ Cout intermédiaire. 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Nécessite une grande quantité de NH_3. ➤ Le dopage de type p par Mg entraîne la formation de complexes Mg-H qui nécessitent un procédé technologique supplémentaire pour être activé. ➤ Haute température.
MBE	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Haute pureté du substrat. ➤ Environnement libre en hydrogène. ➤ Réalisation d'interfaces abruptes. ➤ Possibilité d'utiliser un plasma ou un laser pour assister la croissance. ➤ Faible température. 	<ul style="list-style-type: none"> ➤ Besoin d'ultra vide. L'azote ne peut être directement utilisé pour la croissance du GaN. ➤ L'azote doit être d'abord décomposé pour réagir avec la surface du substrat de manière à incorporer le GaN. ➤ Faible vitesse de croissance (1$\mu\text{m/h}$). ➤ Faible capacité de production. ➤ très coûteux.

Tableau II-2: Avantages et inconvénients des différentes techniques de croissance du GaN [17].

II.6. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons rappelé les propriétés physiques (structures cristalline, structure de bande) et électriques (densité de porteurs intrinsèque, mobilités des électrons et des trous, champ de claquage) du nitruure de gallium.

Nous avons aussi rappelé les méthodes de croissance de ce matériau en décrivant les principales techniques de croissance employées actuellement. La technique HVPE pour le GaN autosupporté concerne notre substrat GaN d'étude.

Le nitruure de gallium et ses dérivés ont des potentiels électriques et physiques pouvant révolutionner l'industrie de la microélectronique et de l'optoélectronique.

Références

- [1] S. Strite, M. Lin, and H. Morkoc,
“Progress and prospects for GaN and the III-V nitride semiconductors”, *Thin Solid Films*, vol. 231, no. 1-2, pp. 197 – 210, 1993.
- [2] W. Fan, M. Li, T. Chong, and J. Xia,
“Electronic properties of zinc-blende GaN, AlN, and their alloys GaAlN”, *Journal of Applied Physics*, vol. 79, p. 188, 1996.
- [3] Y. Yeo, T. Chong, and M. Li,
“Electronic band structures and effective-mass parameters of wurtzite GaN and InN”, *Journal of Applied Physics*, vol. 83, p. 1429, 1998.
- [4] J. Wu,
“When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives”, *Journal of Applied Physics*. Vol. 106, 011101, 2009.
- [5] W. Walukiewicz,
“Intrinsic limitations to the doping of wide-gap semiconductors”, *Physica B*. Vols. 302-303, 123-134, 2011.
- [6] S. M. Sze,
“*Semiconductor Devices – Physics and Technology*” ISBN 0-471-87424-8, 1985.
- [7] C. Charbonniaud,
“Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effets de champ GaN pour l’amplification de puissance micro-onde” Thèse de doctorat n°55, université de Limoges, 2005.
- [8] H. Bousbia,
“Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode pulsionnel ” Thèse de doctorat, Université de Limoges, 2006.

- [9] Tourret,
“Étude de l'épitaxie sélective de GaN/Saphir et GaN/GaN-MOVPE par HVPE”
Application à la croissance de structures périodiques de faible dimensionnalité” Thèse
de doctorat, Université Blaise Pascal – Clermont II, 2008.
- [10] W. Lee, T. Huang, J. Guo, and M. Feng,
“Effects of column III alkyl sources on deep levels in GaN grown by organometallic
vapor phase epitaxy” *Applied Physics Letters*, vol. 67, p. 1721, 1995.
- [11] B. Monemar,
“Fundamental energy gap of GaN from luminescence excitation spectra” *Physical
review B*, Volume 10. Number 2. pp 676-681, 1974.
- [12] G. Nataf, B. Beaumont, A. Bouille, S. Haffouz, M. Vaille, P. Gibart,
“Lateral over growth of high quality GaN layers on GaN/Al₂O₃ patterned substrates by
halide vapour-phase epitaxy” *Journal of Crystal Growth*, 192:73, 1998.
- [13] Y. Oshima, T. Yoshida, T. Eri, K. Watanabe, M. Shibata, T. Mishima,
“Freestanding GaN Wafers by Hydride Vapor Phase Epitaxy Using Void-Assisted
Separation Technology”, *Technology of Gallium Nitride Crystal Growth*, Volume 133
of the series Springer Series in Materials Science pp 79-96, 2010.
- [14] H. P. Maruska, J. J. Tietjen,
“The preparation and properties of vapor-deposited single crystalline GaN”, *Appl. Phys.
Lett.* 15, 327, 1969.
- [15] Q. Rüdiger ,
“Gallium Nitride Electronics”, Springer Series in Materials Sciences 96, ISBN 978-3-
540-718901, 2008.
- [16] M. A. Herman, H. Sitter,
“Molecular Beam Epitaxy”, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1996.
- [17] N. M. Nasser, Ye Zhi zhen, Li Jiawei and Xu Ya Bou,
“GaN Heteroepitaxial Growth Techniques”, *Journal of Microwaves and
Optoelectronics*, Vol. 2, No. 3, Juillet 2001.

CHAPITRE III

Résultats expérimentaux

III.1. Introduction

Dans ce chapitre, nous allons présenter les structures élaborées et le matériel utilisé pour la caractérisation électrique. Les divers résultats expérimentaux obtenus à partir des mesures courant-tension $I(V)$ et capacité-tension $C(V)$ sur les structures Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN seront exposés. Les structures Schottky ont été réalisées sur des substrats GaN autosupporté. Rappelons que toutes les mesures ont été effectuées à l'obscurité et à la température ambiante.

A partir de l'ensemble des résultats, nous pourrions extraire plusieurs paramètres caractérisant les structures Schottky étudiées. Parmi ces paramètres on peut citer:

- Le courant de saturation I_s ;
- Le facteur d'idéalité n ;
- La hauteur de barrière ϕ_{bn} ;
- La résistance série R_s ;
- La densité d'états d'interface N_{ss} ;
- e dopage N_d ;
- La tension de diffusion V_d .

III.2. Présentation des structures Schottky

Des échantillons de GaN massif non intentionnellement dopé (figure III-1) nous ont été fournis par le centre CIMAP (Centre de recherche sur les Ions, les Matériaux et Photonique) de l'Université de Caen. Le substrat GaN autosupporté a été fabriqué par la société Lumilog qui a utilisé la technique de croissance HVPE (Hydride Vapeur Phase Epitaxy) [1]. Cette technique a été rappelée dans le chapitre II.

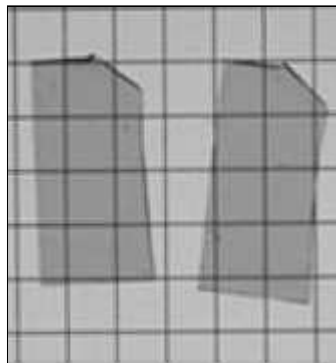


Figure III-1: Echantillons de GaN massif autosupporté.

Afin d'effectuer des caractérisations électriques, il est nécessaire de réaliser sur le substrat GaN un contact de grille (Schottky) sur la face avant et un contact ohmique sur la face arrière.

III.2.1. Décapage

Toute procédure de dépôt est précédée d'une étape de décapage de la surface du substrat mais avant toute procédure de décapage, les échantillons doivent être dégraissés et dépoussiérés.

➤ Dégraissage

On utilise les bains successifs suivants:

- ✓ Le trichloréthylène chaud (3 min);
- ✓ Le propanol chaud (3 min);
- ✓ L'acétone chaude (3 min);
- ✓ Le méthanol chaud (3 min).

Un rinçage à l'eau fraîchement désionisée est effectué entre deux bains successifs.

➤ Décapage

Le décapage utilise une solution basique $1\text{NH}_4\text{OH}: 10\text{H}_2\text{O}$ suivi d'un rinçage à l'eau désionisée.

III.2.2. Contact Schottky

III.2.2.1. Contact temporaire au Mercure (Hg)

Avant toute procédure de dépôt de grille métallique. Des tests de mesure sur les structures ont été effectués utilisant des grilles temporaires de mercure sous forme de billes. Les tests de mesure sont effectués sur les deux faces (face avant et face arrière).

III.2.2.2. Contact à base d'or (Au)

La procédure de dépôt de grille (Au) s'effectue par pulvérisation cathodique (figure III-2) dans une enceinte remplie d'un gaz rare (argon) sous une pression de l'ordre de 10^{-4} torr. Le dépôt d'or s'effectue à travers un masque qui nous permet l'obtention de plusieurs grilles sur un même échantillon de $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ de surface. On dépose des grilles relativement épaisses (1000 Å) pour éviter de détériorer la structure Schottky lors de la prise des contacts avec les pointes du système de mesure.

Notons que l'étape du dépôt d'or n'a pas été suivie d'une étape de recuit.

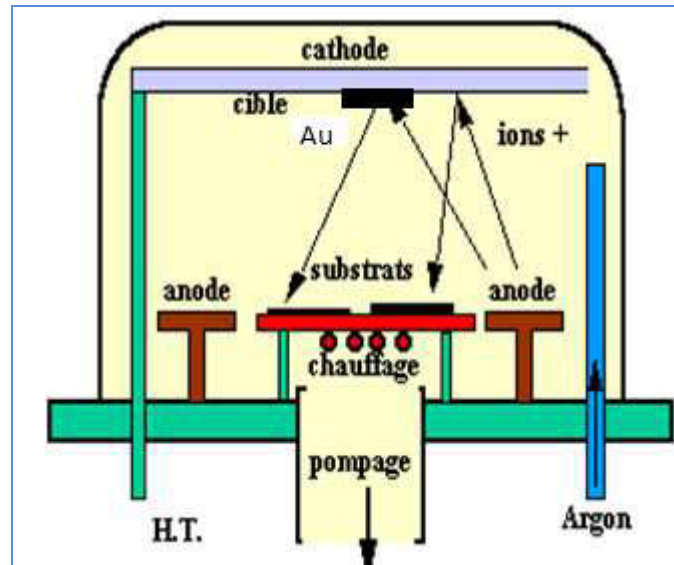


Figure III-2: Schéma de l'évaporateur à pulvérisation cathodique [2].

Remarque

Le dépôt de grille d'or a été effectué dans le laboratoire de Microscopie Microanalyse de la matière et Spectroscopie Moléculaire (L2MSM) de la Faculté des Sciences Exactes de l'Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbas.

III.2.3. Contact ohmique

La laque d'argent a servi de contact ohmique sur la face arrière de nos structures. La figure III-3 présente une illustration des structures Schottky réalisées à base de GaN autosupporté et une photo de la structure réelle.

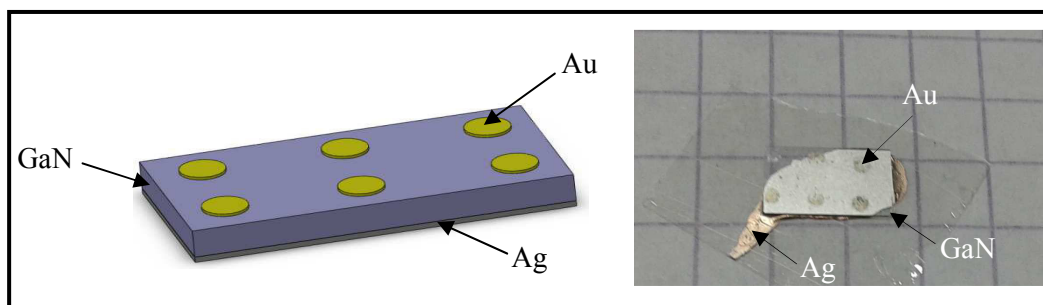


Figure III-3: Illustration des diodes Schottky réalisées sur substrat GaN autosupporté (à gauche) et une photo de la structure réelle (à droite).

III.3. Description du matériel de mesure

III.3.1. Banc de mesure I(V)

Les mesures courant-tension I(V) sont réalisées à partir du banc de mesure «HP 4155B, Semiconductor Parameter Analyzer».

La figure III-4 illustre le banc de mesure conçu pour cette mesure aux bornes des structures étudiées.

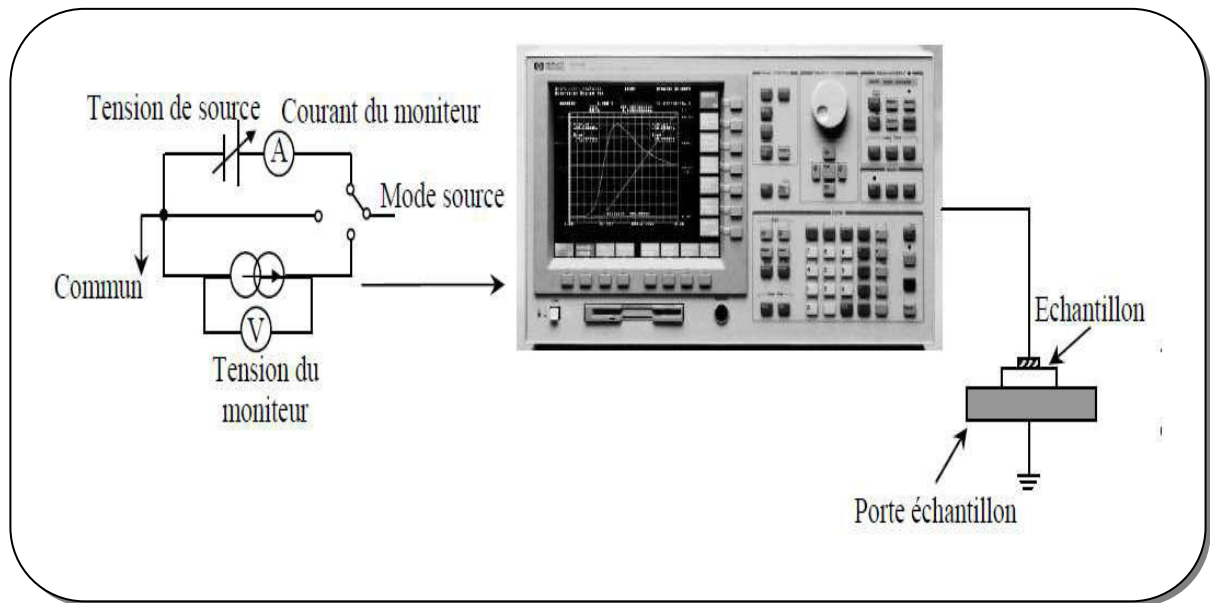


Figure III-4: Représentation du banc de mesure HP 4155 B pour la caractérisation courant-tension [3].

L'échantillon est placé sur un plateau métallique (porte échantillon) qui est relié à ce banc. On applique une tension V sur la structure et on relève directement le courant qui la traverse. Les résultats sont directement visualisés sur l'écran du banc puis enregistrés.

III.3.2. Banc de mesure C(V)

Les mesures capacité-tension sont réalisées à l'aide du banc de mesure, «Keithley Test System» travaillant en haute fréquence (1 MHz). Le principe de la mesure est donné par la figure III-5.

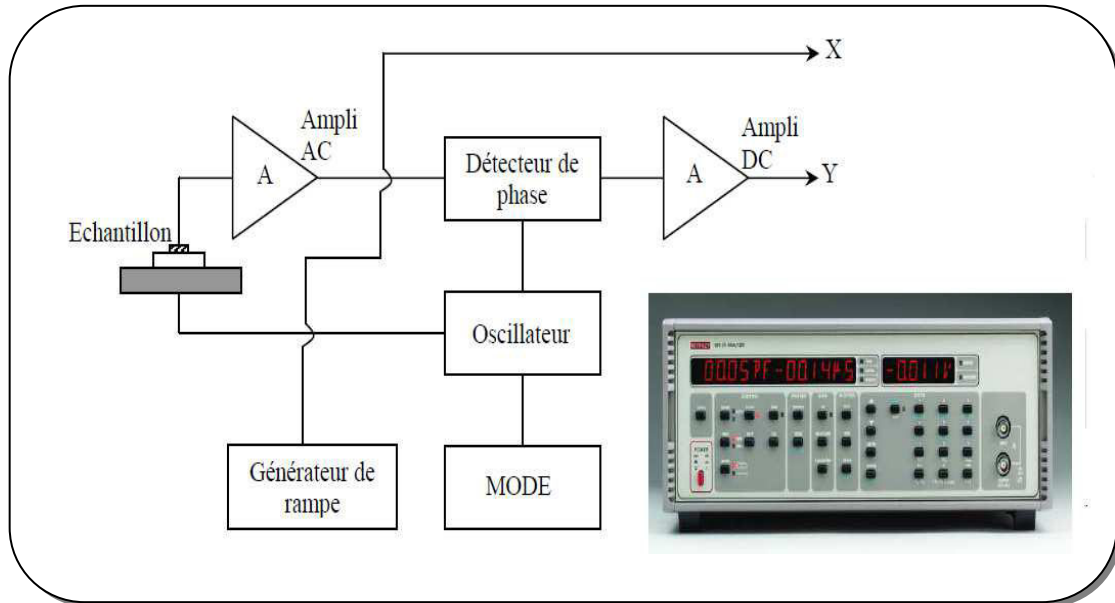


Figure III-5: Principe de la mesure capacité-tension en haute fréquence [4].

Un oscillateur fournit une tension de modulation à l'échantillon sous test conçu pour cette mesure. Cette tension sert également de signal de référence au détecteur de phase.

La démodulation du signal appliqué sur l'autre entrée du détecteur produit une tension continue proportionnelle à la composante de courant relative à la capacité ou à la conductance sélectionnée par la commande «MODE».

L'appareil offre une grande précision et possède un générateur de rampe en escalier assurant un balayage de la tension de polarisation V . Le pas en tension est réglable, ce qui permet d'obtenir pour des courbes $C(V)$, un nombre de points plus ou moins important pour décrire l'exécution de la tension choisie.

Dans une application de mesure $C(V)$, l'échantillon repose sur un plateau métallique (porte substrat), permettant d'assurer un bon contact électrique. Le banc de mesure est relié à un ordinateur par une carte d'interface. Le logiciel adapté à ce banc nous facilite la manipulation, et les résultats sont directement visualisés sur le moniteur. Les mesures se font à l'obscurité et à la température ambiante (300 K).

III.4. Caractérisation électrique des structures Hg/n-GaN autosupporté

Nous avons dans un premier temps effectué des mesures électriques utilisant des grilles temporaires de mercure (Hg) sur la face avant. La face arrière de la structure était directement en contact avec le support du porte échantillon.

III.4.1. Caractéristique courant-tension

Le but de notre travail étant de caractériser électriquement les structures d'étude Hg/n-GaN. Nous débutons alors cette partie par la caractérisation électrique courant tension donnant la variation du courant traversant la structure en fonction de la tension appliquée à ses bornes. La tension appliquée à la structure varie de -3 V à 5 V.

La figure III-6 illustre la courbe I(V) obtenue sur la structure Hg/n-GaN.

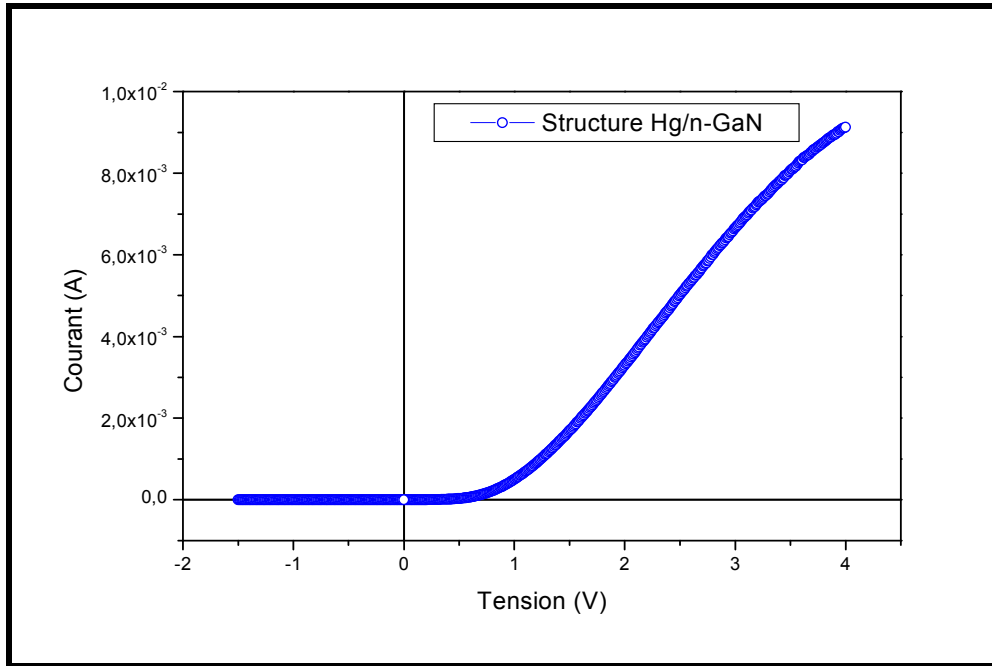


Figure III-6: Caractéristique courant-tension de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

L'observation de la caractéristique montre que le contact de grille au mercure sur nos structures, est un contact redresseur.

III.4.1.1. Caractéristique I(V) en direct

Pour la détermination des paramètres électriques, nous exploitons la formule générale du courant donnée par la relation [5]:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) - 1 \right] \quad \text{[III-1]}$$

A partir de cette équation, on peut tracer la courbe Ln(I) en fonction de V (figure III-7).

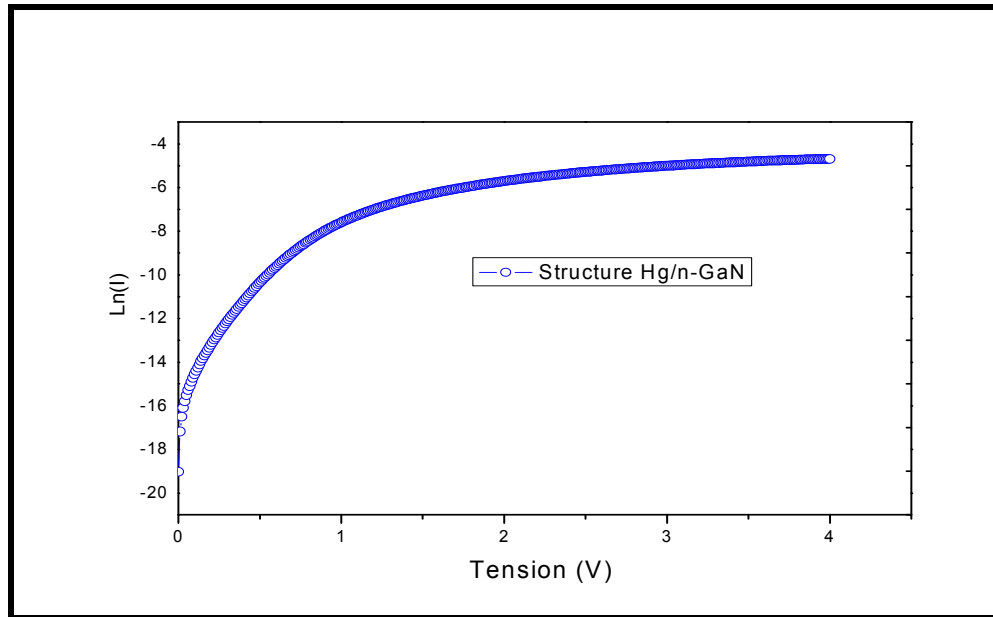


Figure III-7: Variation de $\ln(I)$ en fonction de la tension de polarisation pour la structure Hg/n-GaN autosupporté.

L'intersection de la droite d'interpolation de la première région linéaire de la courbe $\ln(I)=f(V)$ avec l'axe des courants permet de déterminer le courant de saturation I_s et le facteur d'idéalité n de la structure.

La droite d'interpolation a pour équation $Y= B X +A$, avec:

$$B= (q / nkT) \quad \text{[III-2]}$$

$$A= \ln (I_s) \quad \text{[III-3]}$$

A partir de l'équation des droites d'interpolation, obtenues par un fit linéaire, nous avons pu extraire les paramètres suivants:

- la valeur du courant de saturation I_s qui est de l'ordre de 6.31×10^{-8} A;
- le facteur d'idéalité n qui traduit l'écart entre le comportement d'une structure parfaite et une structure réelle, qui est de l'ordre de 1.91.

A partir de la relation [I-20] du premier chapitre, I_s s'exprime sous la forme [6]:

$$I_s = SA * T^2 \exp\left(\frac{-q\phi_{bn}}{kT}\right) \quad \text{[III-4]}$$

A partir de cette équation [III-4] on peut déduire la hauteur de barrière ϕ_{bn} qui s'exprime par:

$$\phi_{bn} = \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{S A^* T^2}{I_s}\right) \quad [\text{III-5}]$$

avec A^* la constante de Richardson effective qui est de l'ordre de $26.4 A^* \text{ cm}^{-2} \text{ K}^{-2}$ pour le GaN ; S la surface du plot de mercure qui est de l'ordre de $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ et T la température ambiante prise égale à 300 K.

En remplaçant la valeur du courant de saturation de la structure Hg/n-GaN dans l'équation précédente, on obtient la valeur de la hauteur de barrière qui est de l'ordre de 0.68 eV.

Pour la seconde partie de la caractéristique $\ln(I)$ pour $V > 2 \text{ V}$, l'effet de la résistance série R_s , ne peut être négligé. Pour le calcul de ce paramètre, on utilise la relation suivante:

$$R_s = \Delta V / I \quad [\text{III-6}]$$

La résistance série estimée est de l'ordre de 320Ω .

III.4.1.2 Caractéristique I(V) en inverse

A partir de la caractéristique I(V) en inverse (figure III-8), on a pu évaluer le courant de saturation (ou courant de fuite) qui est de l'ordre de $6.93 \times 10^{-7} \text{ A}$.

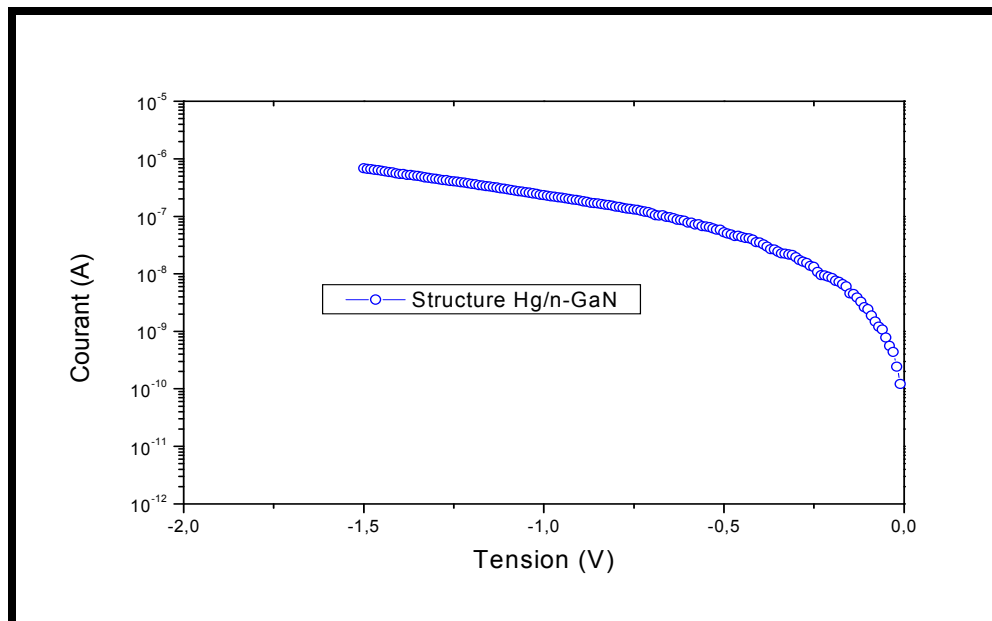


Figure III-8: Caractéristique courant-tension inverse de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

De la caractéristique $\ln(I)=f(V)$ on peut évaluer l'épaisseur de la couche d'oxyde natif δ présente en surface. Cette dernière est tirée de la relation donnée par [7]:

$$\frac{\delta}{\varepsilon_i} = \left[\frac{\varepsilon_s}{W} \left(\frac{1}{\beta_r} - 1 \right) \right]^{-1} \quad \text{[III-7]}$$

où $\beta_r = (kT/q) (d\ln(I))/dV$, $\varepsilon_i = 3.5\varepsilon_0$ [8] et ε_s sont les permittivités de l'oxyde (Ga_2O_3) et du GaN respectivement et W la largeur de la zone de charge d'espace.

La valeur de l'épaisseur de la couche d'oxyde δ évaluée est de l'ordre de 35 Å.

Les paramètres électriques évalués à partir de la caractéristique $I(V)$ de la structure Hg/n-GaN sont regroupés dans le tableau III-1.

Structure	I_s (A)	n	R_s (Ω)	ϕ_{bn} (eV)	I_{fuite} (A)	δ (Å)
Hg/n-GaN	6.318×10^{-8}	1.91	320	0.68	6.81×10^{-7}	35

Tableau III-1: Paramètres évalués à partir de la caractéristique $I(V)$ de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

De la même façon, des tests ont été effectués sur la face arrière du GaN autosupporté, utilisant des grilles temporaires de mercure (Hg). La face avant de la structure était directement en contact avec le support du porte échantillon.

Les figures III-9 et III-10 représentent les caractéristiques $\ln(I)$ en direct et $I(V)$ en inverse respectivement.

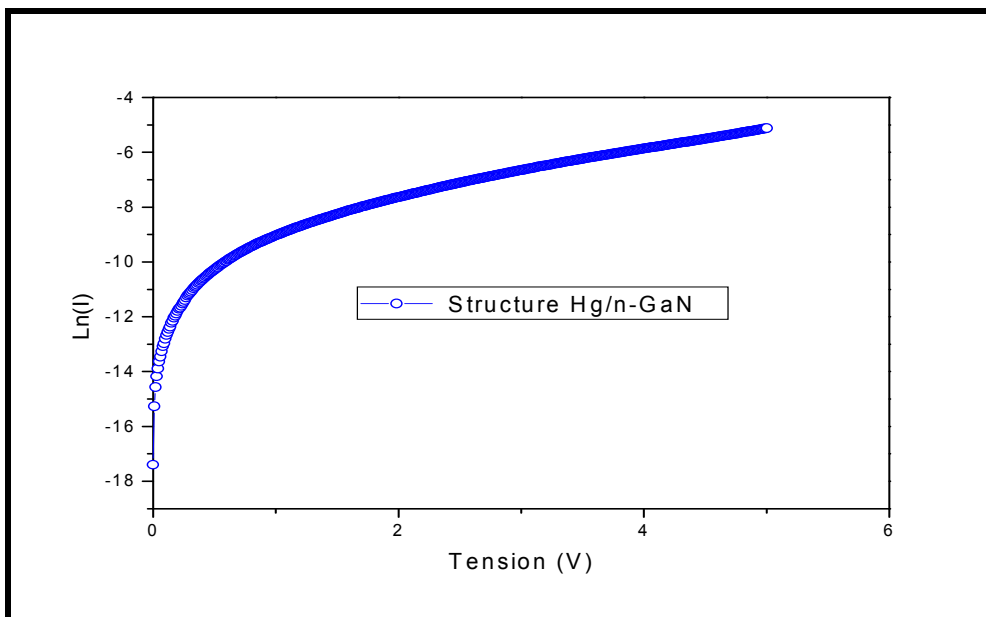


Figure III-9: Variation de Ln(I) en fonction de la tension de polarisation pour la structure Hg/n-GaN autosupporté (face arrière).

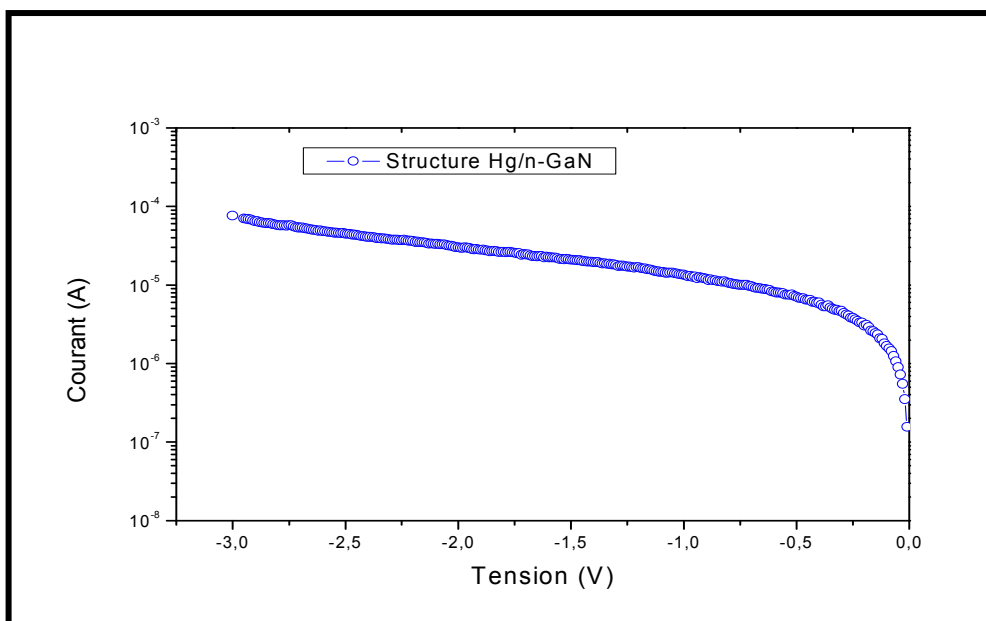


Figure III-10: Caractéristique courant-tension inverse de la structure Hg/n-GaN autosupporté (face arrière).

Les résultats obtenus sont résumés dans le tableau III.2.

Structure	I_s (A)	n	R_s (Ω)	ϕ_{bn} (eV)	I_{fuite} (A)	δ (\AA)
Hg/n-GaN	2.45×10^{-7}	2.13	670	0.65	7.5×10^{-5}	23

Tableau III-2: Paramètres évalués à partir de la caractéristique I(V) de la structure Hg/n-GaN autosupporté (face arrière).

Nous remarquons la présence d'un facteur d'idéalité et d'une résistance série plus élevés par rapport à ceux présentés par la face avant. Cela indique que la face arrière est de moins bonne qualité que la face avant. De cette constatation la suite de l'étude se fera uniquement sur l'exploitation des mesures effectuées sur la face avant.

III.4.2. Caractéristique capacité-tension

L'étude se poursuit par la caractérisation électrique capacité tension donnant la variation de la capacité de la structure en fonction de la tension appliquée à ses bornes. La tension appliquée à la structure varie de -4 V à 0 V.

III.4.2.1. Caractéristique C(V) et C²(V)

La figure III-11 représente la caractéristique C(V) obtenue à partir des mesures de la capacité effectuées à 1 MHz sur les échantillons Hg/n-GaN. La surface du contact de grille (Hg) est de l'ordre de $7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$.

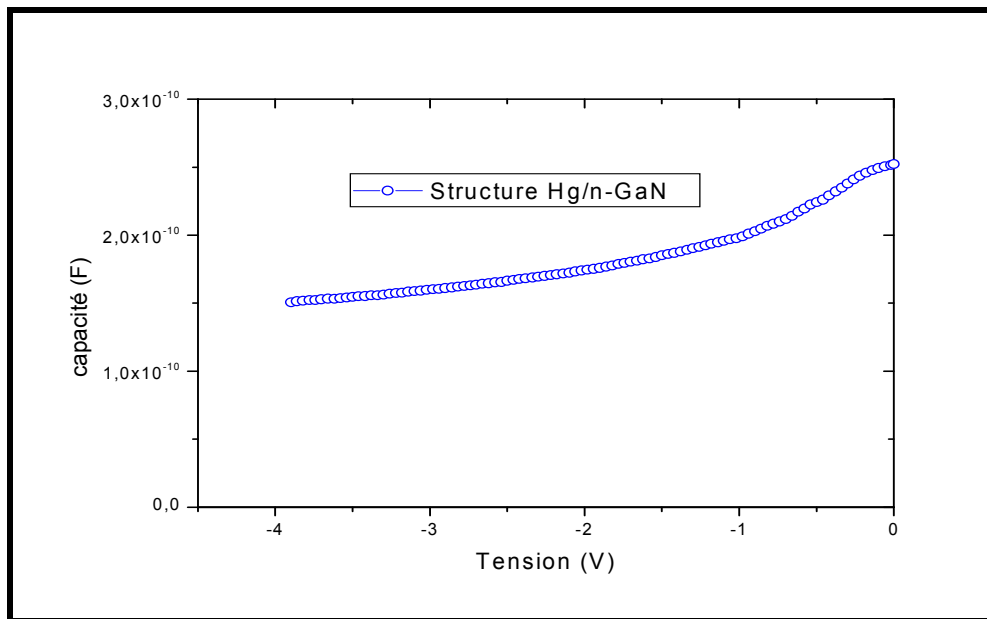


Figure III-11: Caractéristique capacité-tension C(V) à 1MHZ de la structure Hg/GaN autosupporté.

Pour calculer la tension de diffusion ainsi que le dopage nous devons tracer la caractéristique $1/C^2$ en fonction de la tension, dont l'équation est [9]:

$$\frac{1}{C^2} = \frac{2}{S^2 \epsilon_s N_d} (V_d - V) \quad \text{[III-8]}$$

La caractéristique $1/C^2$ de la structure Hg/n-GaN est représentée par la figure III-12.

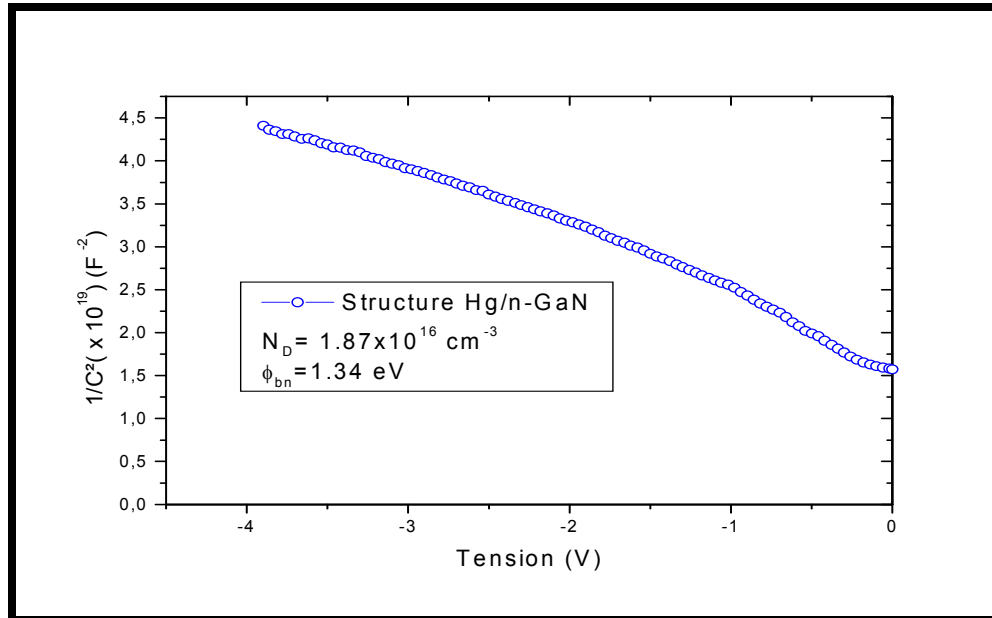


Figure III-12: Caractéristique $1/C^2(V)$ expérimentale de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

A partir de la caractéristique $1/C^2(V)$, nous pouvons calculer la concentration N_d et la tension de diffusion V_d .

L'interpolation linéaire faite pour la caractéristique trouvée a pour équation:

$$C^{-2} = A' + B' * V \quad \text{[III-9]}$$

B' étant la pente de la droite exprimée, soit:

$$B' = \frac{dC^2}{dV} = \frac{2}{\epsilon_s q S^2 N_d} \quad \text{[III-10]}$$

A partir de cette équation, on peut évaluer la valeur du dopage du substrat GaN (tableau III-3).

Pour évaluer la tension de diffusion V_d nous avons utilisé la relation suivante:

$$V' = V_d \quad \text{[III-11]}$$

où V' représente l'intersection de la droite d'interpolation de $C^{-2}(V)$ avec l'axe des tensions; il s'agit donc de trouver la tension correspondante à C^{-2} nulle, soit:

$$V_d = -\frac{A'}{B'} \quad [\text{III-12}]$$

Le dopage du substrat (N_d) et la tension de diffusion (V_d) évalués sont respectivement de l'ordre de $1.87 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et 1.22 eV.

La hauteur de barrière est donnée par [10]:

$$\phi_{bn} = V_d + \frac{kT}{q} \ln\left(\frac{N_c}{N_d}\right) \quad [\text{III-13}]$$

avec $N_c = 2.6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ pour le GaN [10].

La valeur de la hauteur de barrière ϕ_{bn} évaluée est de l'ordre de 1.34 eV.

On remarque que la valeur de la hauteur de barrière déterminée à partir de la caractéristique $C(V)$ est beaucoup plus élevée comparée à celle déterminée à partir de la caractéristique $I(V)$.

III.4.2.2. Profil apparent de dopage

Le profil apparent du dopage (figure III-13) a été déduit des courbes $C(V)$ d'après les relations suivantes [9]:

$$W = \frac{S \varepsilon_s}{C} \quad [\text{III-14}]$$

$$N_d = \frac{C^3}{q S^2 \varepsilon_s \frac{\partial C}{\partial V}} \quad [\text{III.15}]$$

où W est largeur de la zone de charge d'espace.

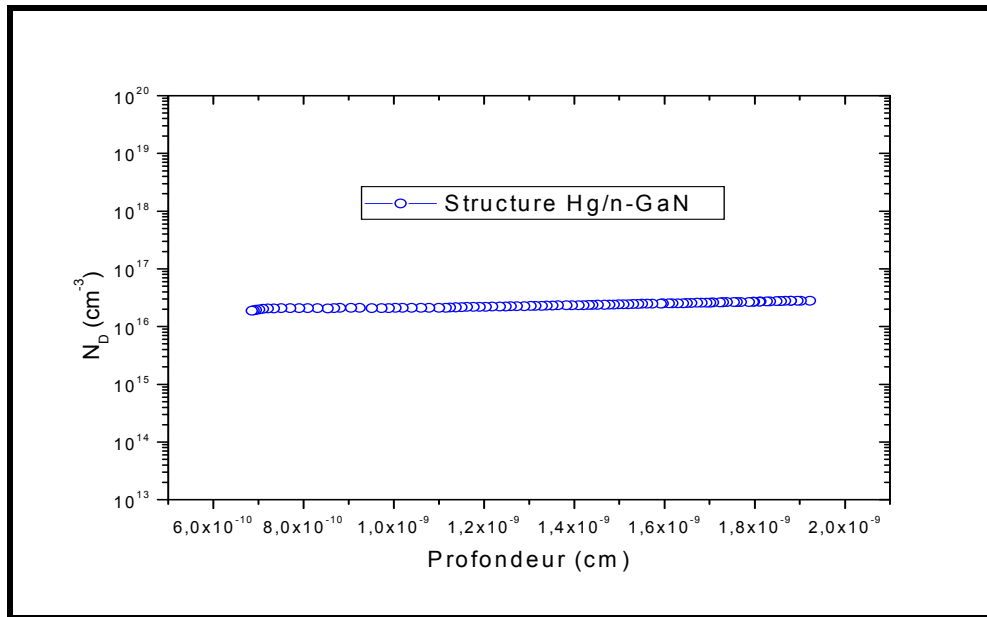


Figure III-13: Profil de dopage apparent de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

Le profil de dopage est pratiquement uniforme ($1,87 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$) sur une étendue de profondeur allant de $6,8 \times 10^{-10} \text{ cm}$ à $1,9 \times 10^{-9} \text{ cm}$.

Les différents paramètres électriques évalués à partir des mesures $I(V)$ et $C(V)$, en polarisation inverse, de la structure Hg/n-GaN sont regroupés dans le tableau III-3.

Paramètres	Hg/n-GaN
Epaisseur d'oxyde δ (Å) à partir de $I(V)$ en inverse	35
La hauteur de barrière Schottky ϕ_{bn} (eV) à partir de $C(V)$	1.34
La capacité à $V_G = 0$ (F)	$2,5 \times 10^{-10}$
La zone de déplétion W (Å) à $V_G = 0$	2630
La tension de diffusion V_d (V)	1.22
Le dopage N_d (cm^{-3})	$1,87 \times 10^{16}$

Tableau III-3: Paramètres évalués à partir des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

III.4.3. Détermination de la densité des états d'interface N_{ss}

Pour évaluer la distribution des états d'interface N_{ss} dans la bande interdite du semiconducteur (GaN) nous avons calculé $N_{ss}(V)$ à l'aide de l'expression suivante [17]:

$$N_{ss} = \frac{1}{q} \left[\frac{\epsilon_i}{\delta} (n-1) - \frac{\epsilon_s}{W} \right] \quad \text{[III-16]}$$

avec $\epsilon_i = 3.5\epsilon_0$ est la permittivité de la couche d'oxyde (Ga_2O_3) et $\epsilon_s = 9.5\epsilon_0$ la permittivité du substrat GaN. L'épaisseur de l'oxyde δ et de la zone désertée W sont respectivement 35 Å et 2630 Å.

La variation du facteur d'idéalité n en fonction de la tension de polarisation est tirée de l'équation suivante:

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad \text{[III-17]}$$

Pour voir l'évolution de la densité N_{ss} en fonction de $(E_c - E_{ss})$ nous avons établi la correspondance entre l'énergie de la densité d'état d'interface (E_{ss}) et la tension de polarisation (V).

En tenant compte de la résistance série R_s , nous avons utilisé l'équation suivante [18]:

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_{bn} - (V - IR_s)) \quad \text{[III-18]}$$

Lorsqu'on ne tient pas compte de la résistance série R_s , l'équation utilisée est [18]:

$$E_c - E_{ss} = q(\phi_{bn} - V) \quad \text{[III-19]}$$

où E_{ss} représente le niveau de défaut à l'intérieur de la bande interdite en surface et E_c le niveau de la bande de conduction. Il résulte alors une variation de N_{ss} en fonction de $(E_c - E_{ss})$ (figure III-14).

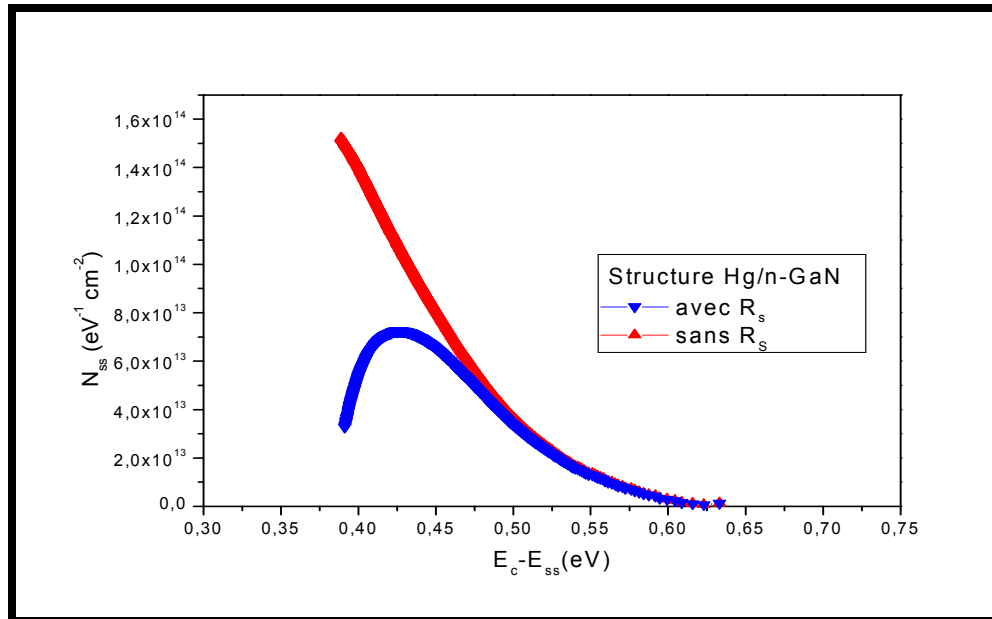


Figure III-14: Distribution de la densité d'état dans la bande interdite de la structure Hg/n-GaN autosupporté.

Lorsqu'on ne tient pas compte de la résistance série R_s , nous observons une augmentation de la densité des états de surface lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction.

Lorsqu'on tient compte de l'effet de cette résistance, on observe l'apparition d'un pic situé à $E_c - E_{ss} = 0.42$ eV correspondant à une densité $N_{ss} = 7.19 \times 10^{13}$ $\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$. Ce pic a été aussi observé par la mesure DTLS à 300 K [19].

Le minimum de la densité N_{ss} (avec et sans R_s) se situe à $E_c - E_{ss} = 0.634$ eV correspondant à une valeur de $N_{ss} = 1.34 \times 10^{12}$ $\text{eV}^{-1} \text{cm}^{-2}$.

III.5. Caractérisation électrique des structures Au/n-GaN autosupporté

Nous avons dans un deuxième temps, effectué des mesures sur les structures, après avoir déposé des grilles à base d'or (Au) sur la face avant avec une surface de l'ordre de 1.96×10^{-3} cm^{-2} . La laque d'argent a servi de contact ohmique sur la face arrière.

Remarque: les mesures ont été effectuées à l'Institut de Nanotechnologie de Lyon (INL) de l'INSA de Lyon.

III.5.1. Caractéristique courant-tension

La figure III-15 de la structure Au/n-GaN montre la variation du courant en fonction de la tension appliquée.

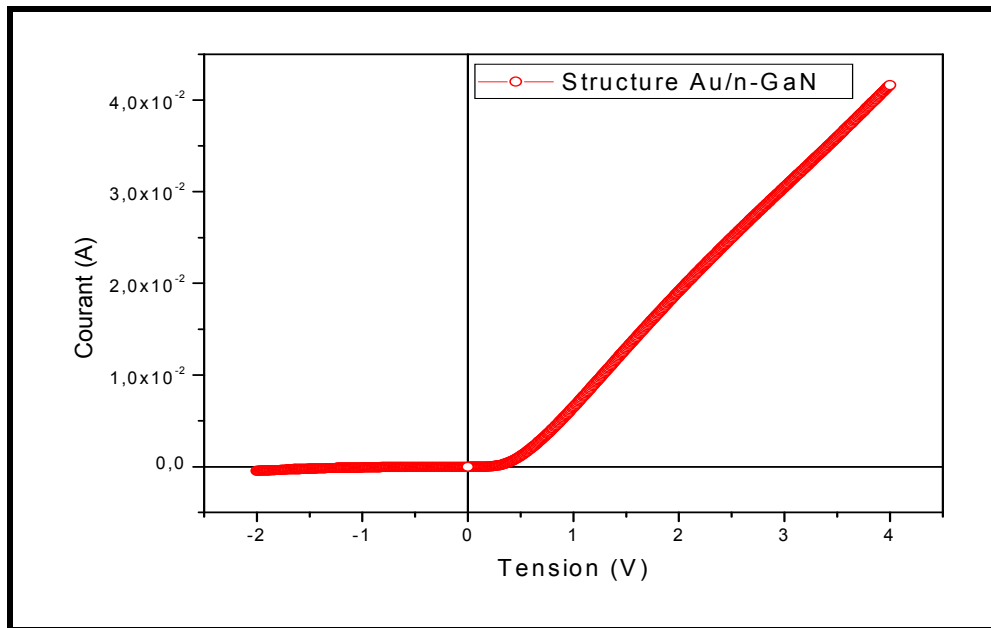


Figure III-15: Caractéristique courant-tension expérimentale en polarisation directe et inverse de la structure (Au/n-GaN autosupporté).

Pour déterminer les paramètres électriques, nous nous basons sur la même méthode développée précédemment.

III.5.1.1. Caractéristique I(V) en direct

La figure III-16 représente la caractéristique $\ln(I)$ en fonction de la tension de polarisation de la structure Au/n-GaN.

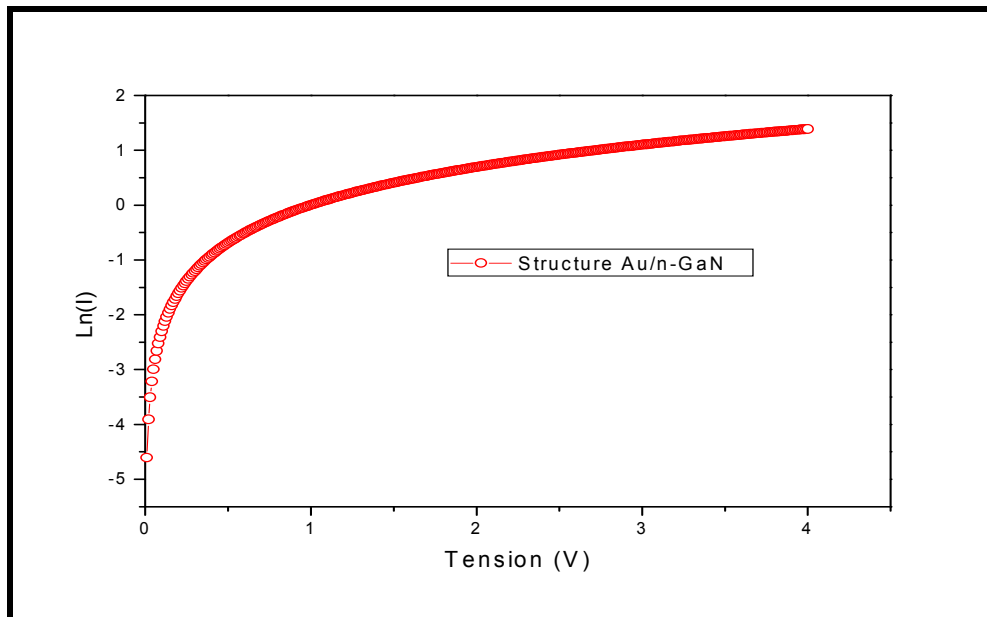


Figure III-16: Variation de $\text{Ln}(I)$ en fonction de la tension de polarisation pour la structure Au/n-GaN autosupporté.

De cette caractéristique on peut extraire le courant de saturation I_s , la hauteur de barrière ϕ_{bn} et le facteur d'idéalité n .

De cette même caractéristique $\text{Ln}(I)$ pour des tensions de polarisation $V > 2 \text{ V}$, on a pu évaluer la résistance série, qui est de l'ordre de 84Ω .

III.5.1.2 Caractéristique $I(V)$ en inverse

A partir de la caractéristique $I(V)$ en inverse (figure III-17) on a pu évaluer le courant de saturation ou courant de fuite qui est de l'ordre de $3.4 \times 10^{-4} \text{ A}$.

L'épaisseur de la couche d'oxyde δ est de l'ordre de 16 \AA .

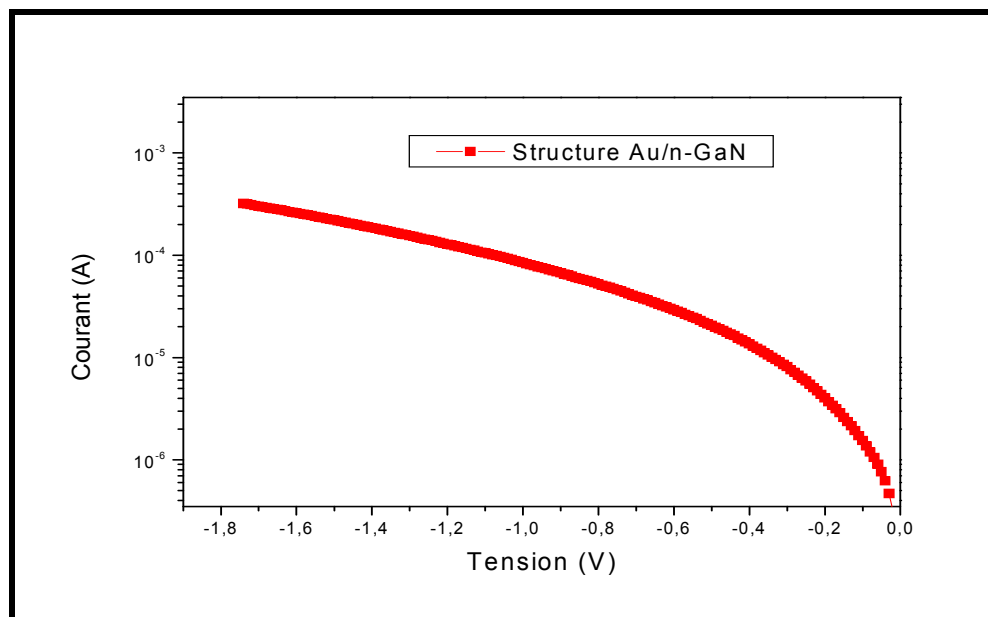


Figure III-17: Caractéristique courant-tension inverse de la structure Au/n-GaN autosupporté.

Les paramètres électriques évalués à partir de la caractéristique $I(V)$ de la structure Au/n-GaN sont regroupés dans le tableau III-4.

Structure	I_s (A)	n	R_s (Ω)	ϕ_{bn} (eV)	I_{fuite} (A)	δ (\AA)
Au/n-GaN.	1.98×10^{-7}	1.02	84	0.65	3.4×10^{-4}	16

Tableau III-4: Paramètres évalués à partir de la caractéristique $I(V)$ de la structure Au/n-GaN autosupporté.

III.5.2. Caractéristique capacité-tension

L'étude se poursuit par la caractérisation électrique capacité tension donnant la variation de la capacité de la structure en fonction de la tension appliquée à ses bornes. La tension appliquée à la structure varie de -1.4 V à 0 V.

III.5.2.1. Caractéristique $C(V)$ et $C^{-2}(V)$

La caractéristique $C(V)$ obtenue sur les structures Au/n-GaN est représentée par la figure III-18.

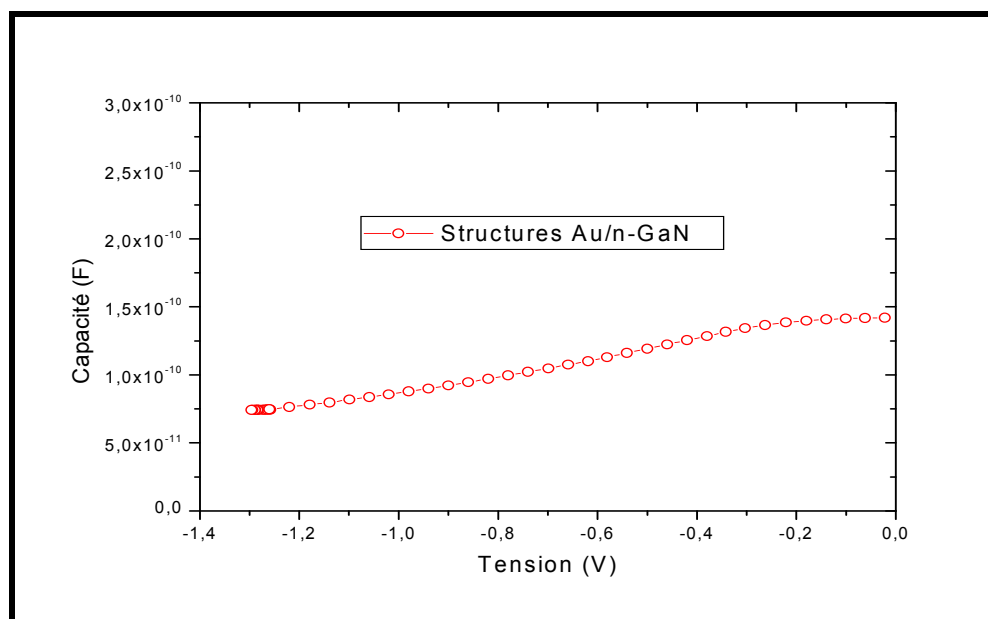


Figure III-18: Caractéristique capacité-tension expérimentale de la structure Au/n-GaN autosupporté.

La figure III-19 représente la caractéristique $1/C^2$ obtenue à partir des mesures de la capacité effectuées à 1 MHz pour la structure Au/n-GaN.

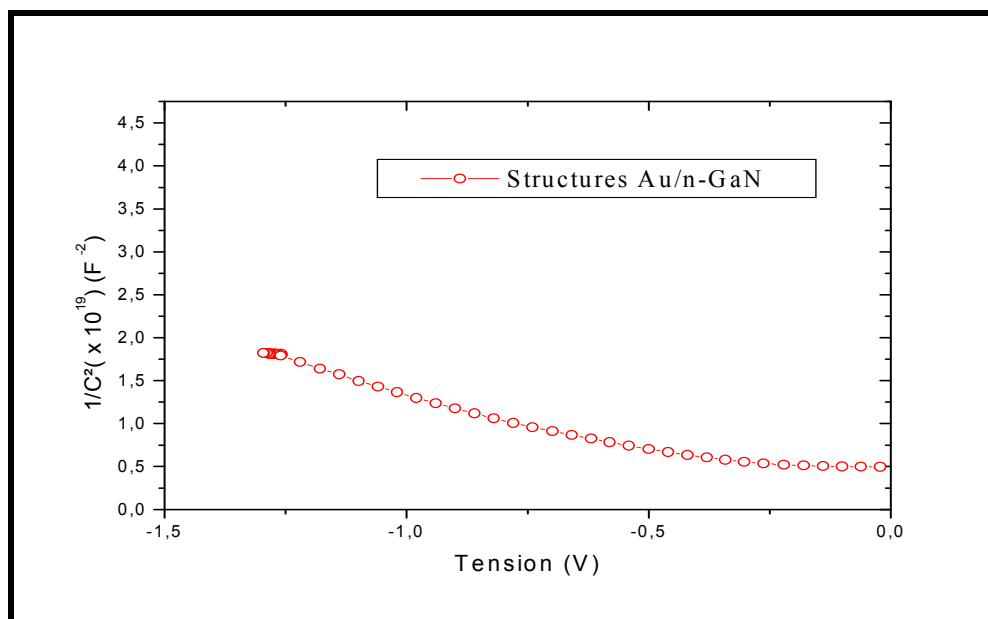


Figure III-19 : Caractéristique $1/C^2(V)$ expérimentale de la structure Au/n-GaN autosupporté.

La concentration des donneurs, déduite de la pente des courbes $1/C^2 = f(V)$ et la hauteur de barrière ϕ_{bn} sont respectivement de l'ordre de $8.16 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et 1.17 eV (tableau III-5).

III.5.2.2. Profil apparent de dopage

Le profil apparent de dopage (figure III-20) a été déduit des courbes $C(V)$. Il présente une valeur moyenne de l'ordre de $8.16 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

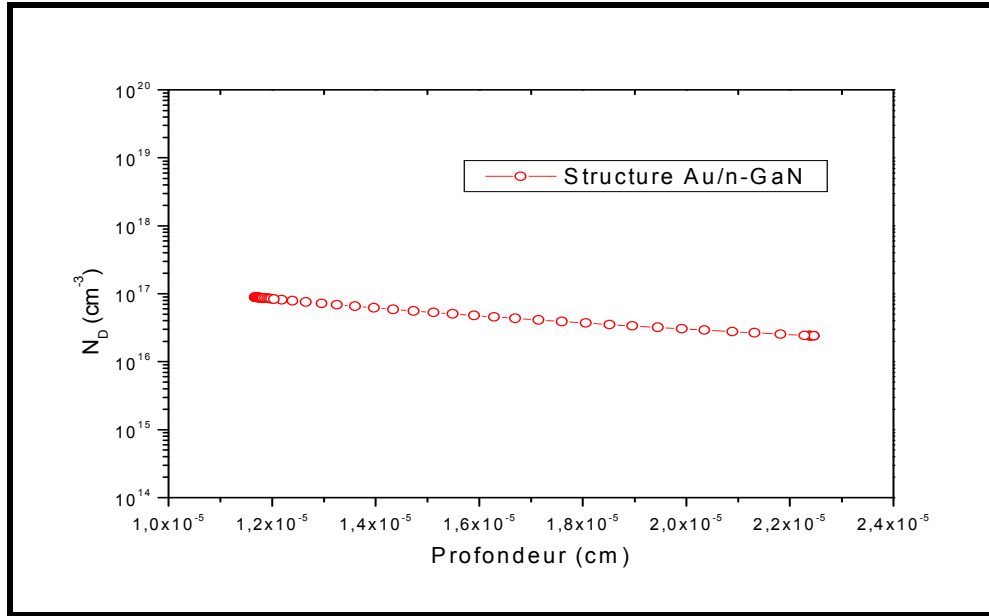


Figure III-20: Profil de dopage apparent de la structure Au/n-GaN autosupporté.

Les différents paramètres électriques évalués à partir des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$, en polarisation inverse, de la structure Au/n-GaN sont regroupés dans le tableau III-5.

Paramètres	Au/n-GaN
Epaisseur de la couche d'oxyde δ (Å) à partir de $I(V)$ en inverse	16
La tension de diffusion V_d (V)	1.05
La capacité à $V_G = 0$ (F)	1.415×10^{-10}
Surface de la grille S (cm ²)	1.96×10^{-3}
La zone de déplétion W (Å) à $V_G = 0$	1160
Le dopage N_d (cm ⁻³)	8.16×10^{16}
La hauteur de barrière Schottky ϕ_{bn} (eV) à partir de $C(V)$	1.17

Tableau III-5: Les paramètres évalués à partir des caractéristiques $I(V)$ et $C(V)$ de la structure Au/n-GaN autosupporté.

On remarque là aussi que la hauteur de barrière déterminée à partir de la caractéristique $C(V)$ est beaucoup plus élevée comparée à celle déterminée à partir de la caractéristique $I(V)$.

III.5.3. Détermination de la densité des états d'interface N_{ss}

Pour évaluer la distribution des états d'interface N_{ss} dans la bande interdite du semiconducteur (GaN) nous avons utilisé l'expression [III-4], avec $\epsilon_i = 3.5\epsilon_0$ la permittivité de la couche d'oxyde (Ga_2O_3) et $\epsilon_s = 9.5\epsilon_0$ la permittivité du GaN. L'épaisseur de la couche oxyde δ et la zone désertée W évaluées sont respectivement de l'ordre de 16 Å et 1160 Å.

La variation de la densité d'états N_{ss} en fonction de $(E_c - E_{ss})$ est illustrée dans la figure III-21.

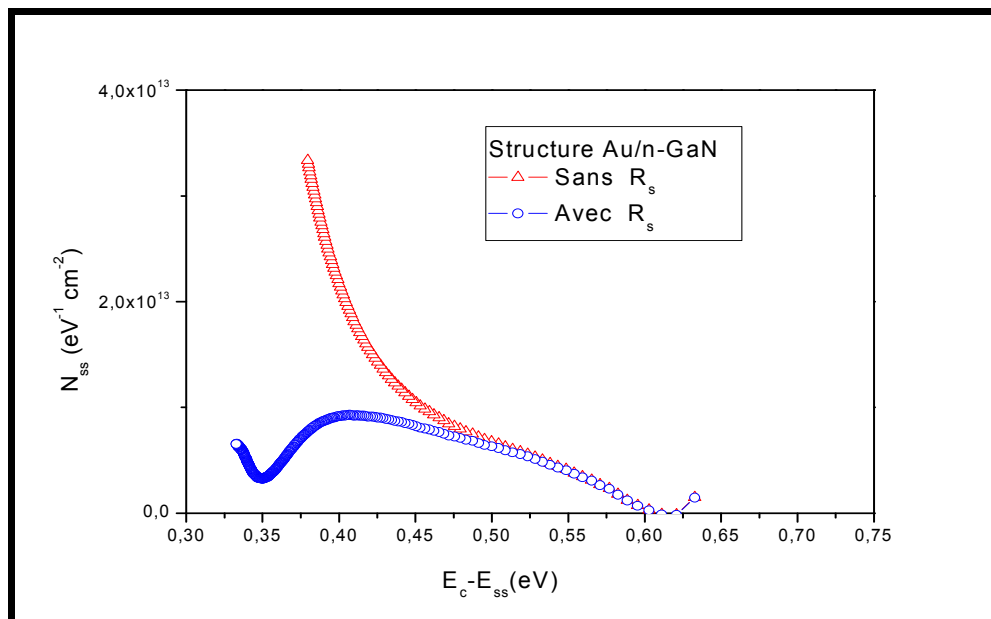


Figure III-21: Variation de la densité d'états d'interface de la structure Au/n-GaN autosupporté.

Lorsqu'on ne tient pas compte de la résistance série R_s , nous observons une augmentation de la densité des états de surface lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction.

Lorsqu'on tient compte de l'effet de la résistance série on constate un pic, situé à $E_c - E_{ss} = 0.40$ eV correspondant à une densité $N_{ss} = 9.31 \times 10^{12}$ eV⁻¹ cm⁻² pour la structure

Au/n-GaN. Cette densité est plus faible comparée à la densité de la structure Hg/n-GaN. Ce niveau de pic a été aussi observé par la mesure DLTS à 300 K [19].

Le minimum de la densité N_{ss} (avec et sans R_s) se situe à $E_c - E_{ss} = 0.622$ eV correspondant à une valeur de $N_{ss} = 1.58 \times 10^{11} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$.

III.6. Comparaison des structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN

Une comparaison des mesures avec le contact de grille temporaire au mercure (Hg), Hg/n-GaN autosupporté, et de grille d'or (Au), Au/n-GaN autosupporté, s'est avérée indispensable dans notre étude.

III.6.1. Caractéristiques courant-tension

La figure III-22 montre les caractéristiques $I(V)$ obtenues sur les diodes Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN (GaN autosupporté) à température ambiante.

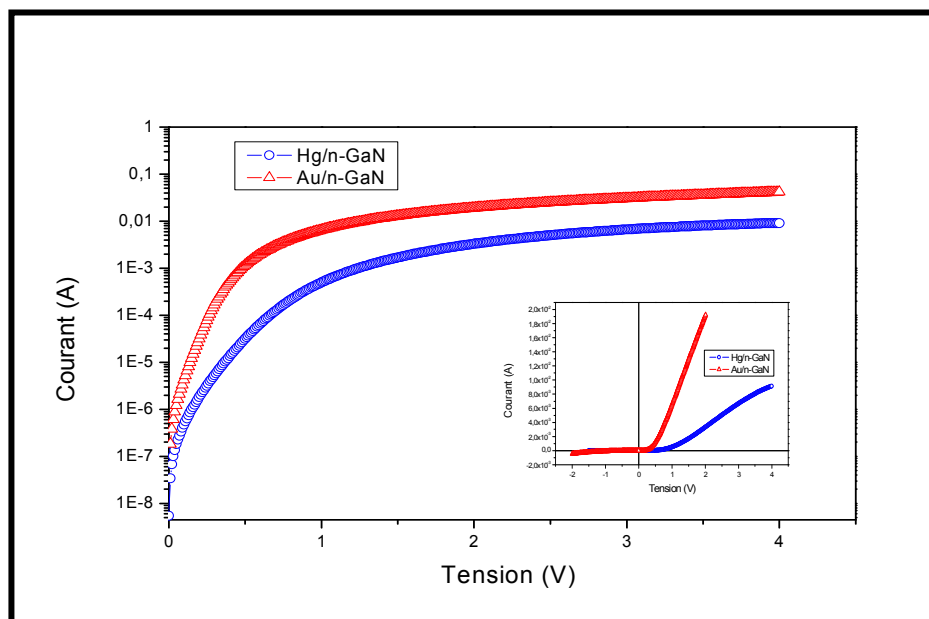


Figure III-22: Caractéristiques courant-tension des structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN (GaN autosupporté) à température ambiante.

La structure Au/n-GaN montre un contact redresseur (Schottky) de meilleure qualité que celui de la structure Hg/n-GaN.

Les valeurs des hauteurs de la barrière des diodes Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN sont de l'ordre 0.68 eV et 0.65 eV respectivement.

La structure Au/n-GaN présente un facteur d'idéalité et une résistance série beaucoup plus faibles que la structure Hg/n-GaN.

III.6.2. Caractéristiques capacité-tension

La figure III-23 représente la caractéristique $1/C^2$ obtenue à partir des mesures $C(V)$ effectuées à 1 MHz sur les échantillons Hg/n-GaN et Au/n-GaN.

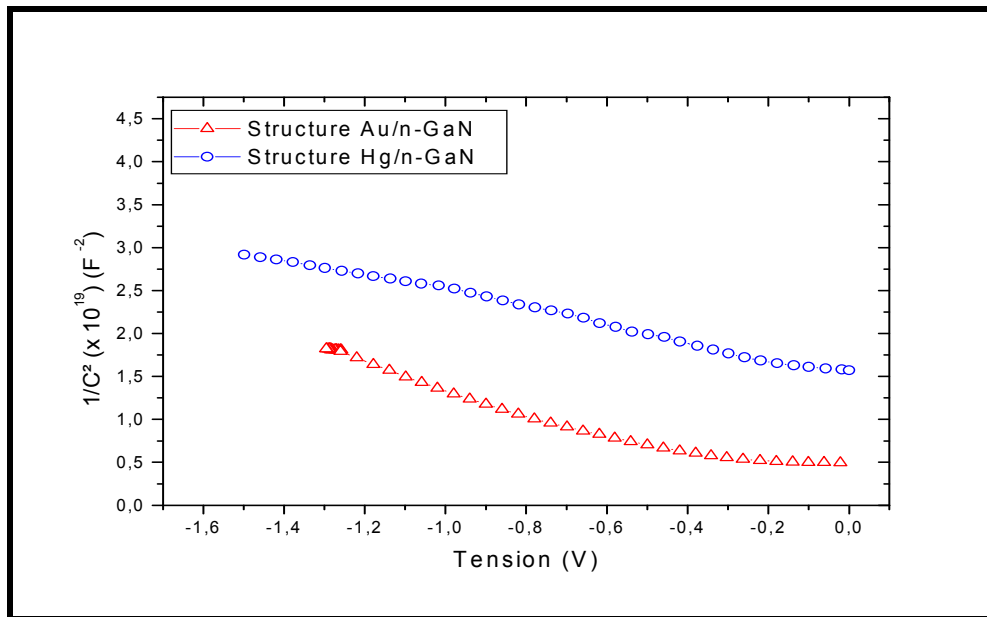


Figure III-23: Caractéristiques capacité-tension des structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN (GaN autosupporté) à 1 MHz.

On observe un décalage de la caractéristique $C(V)$ de la structure Hg/n-GaN par rapport à la structure Au/n-GaN. Ceci est probablement dû à la présence d'une capacité résiduelle due au contact temporaire de mercure Hg (sous forme de bille), comme il a été observé dans les structures de Hg /GaN /GaAs [20].

La hauteur de barrière déterminée pour la structure Au/n-GaN est plus faible comparée à celle déterminée pour la structure Hg/n-GaN. Par contre le dopage évalué est légèrement plus élevé pour la structure Au/n-GaN.

Le tableau III-6 regroupe tous les paramètres évalués pour les deux structures.

Paramètres	Hg/n-GaN	Au/n-GaN
Épaisseur d'oxyde δ (Å)	35	16
Le facteur d'idéalité n	1.98	1.02
le courant de saturation I_s (A)	6.318×10^{-8}	1.98×10^{-7}
Résistance série R_s (Ω)	320	84
La hauteur de barrière Schottky ϕ_{bn} (eV) à partir de I(V)	0.68	0.65
La hauteur de barrière Schottky ϕ_{bn} (eV) à partir de C(V)	1.34	1.17
La capacité à $V_G = 0$ (F)	2.5×10^{-10}	1.415×10^{-10}
Surface de la grille S (cm ²)	7.85×10^{-3}	1.96×10^{-3}
La zone de déplétion W (Å) à $V_G = 0$	2630	1160
Le dopage N_d (cm ⁻³)	1.87×10^{16}	8.16×10^{16}
La tension de diffusion V_d (V)	1.22	1.05
Constante de Richardson (A K ⁻² cm ⁻²)	26.4	26.4

Tableau III-6: Paramètres évalués pour les deux structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN (GaN autosupporté).

L'épaisseur de la couche d'oxyde δ , ou couche interfaciale, est beaucoup plus faible pour la structure Au/n-GaN.

III.6.3. La densité d'états d'interface N_{ss}

La variation de la densité d'états N_{ss} en fonction de $(E_c - E_{ss})$ est illustrée dans la figure III-24.

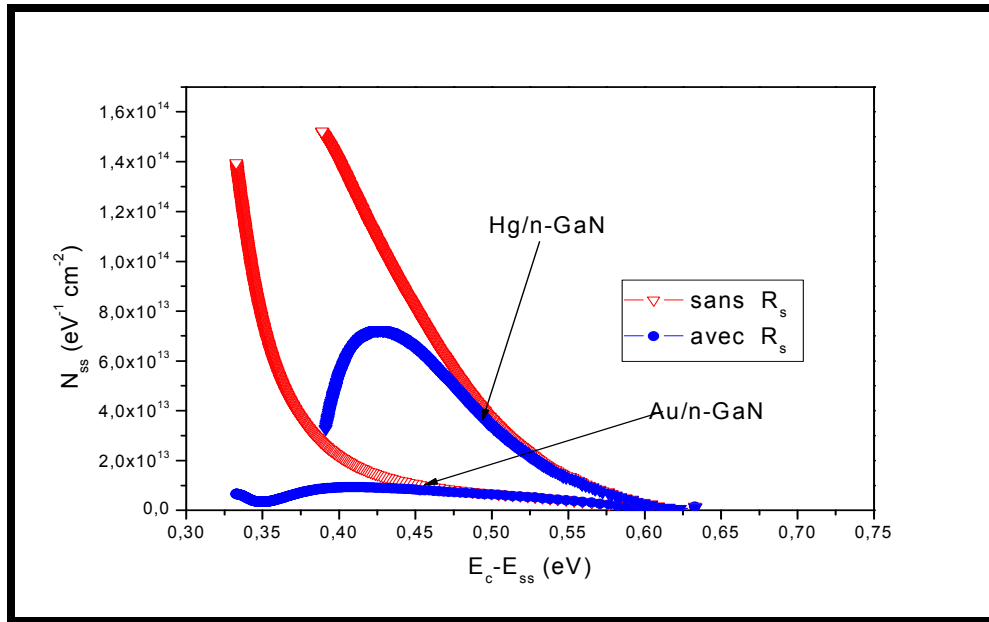


Figure III-24: Variation de la densité d'états d'interface en fonction de $E_c - E_{ss}$ pour les structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN (GaN autosupporté).

Nous observons une augmentation de la densité des états d'interface sur les structures lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction et ceci lorsqu'on ne tient pas compte de résistance série (R_s). L'augmentation de la densité pour la structure Hg/n-GaN apparaît bien avant que celle de la structure Au/n-GaN.

Lorsqu'on tient compte de la résistance série, on a observé un pic élevé situé à $E_c - E_{ss} = 0,42$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 7,19 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour la structure Hg/n-GaN et un pic plus faible et étendu, situé à $E_c - E_{ss} = 0,40$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 9,31 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour la structure Au/n-GaN. En général, la structure Au/n-GaN montre une densité N_{ss} beaucoup plus faible comparée à celle de la structure Hg/n-GaN.

En conclusion, nous pouvons dire que le contact temporaire Hg/n-GaN peut être utilisé juste pour nous donner une idée ou une information sur le contact s'il est de type Schottky ou ohmique.

Pour une étude plus précise, il vaut mieux procéder à un dépôt de grille Schottky métallique tel que l'or (Au) par exemple et à un dépôt métallique sur la face arrière pour le contact ohmique tel que l'argent (Ag).

Selon notre étude sur la comparaison des résultats obtenus sur les deux structures, Hg/n-GaN et Au/n-GaN, un bon contact Schottky et un bon contact ohmique s'avèrent nécessaires pour une meilleure étude et une meilleure interprétation des résultats.

III.7. Caractéristique capacité-tension et conductance-tension à fréquence variable

Un capacimètre HP4275A <<Multi fréquencesmètre>> Haute performance peut être utilisé dans la gamme 0.01 F à 1999.99 μ F pour des tensions allant jusqu'à ± 40 V. Il permet de mesurer la capacité dans une gamme de fréquences allant de 100 Hz à 1 MHz avec un signal (a.c) d'amplitude 10 mV. Outre la capacité on mesure également la conductance.

Les mesures sont effectuées sur les structures Au/n-GaN autosupporté.

Remarque: Les mesures ont été effectuées à l'Institut de Nanotechnologie de Lyon (INL) de l'INSA de Lyon.

III.7.1. Caractéristiques C(V) et G(V) à différentes fréquences

Selon Nicollian et Goetzberg [21, 22] et Werner et al. [23] la capacité due aux états d'interface (C_{ss}) et la conductance (G_{ss}) s'expriment en fonction de la pulsation ω ($\omega=2\pi f$), pour des structures MS (métal/semiconducteur) et MIS (métal/isolant/semiconducteur), sous la forme:

$$C_{ss} = \frac{AqN_{ss}}{\omega\tau_{ss}} \arctan(\omega\tau_{ss}) \quad [\text{III.20}]$$

$$G_{ss} = \frac{AqN_{ss}}{2\tau_{ss}} \text{Ln}(1 + \omega^2\tau_{ss}^2) \quad [\text{III.21}]$$

où A est la surface (aire) de la diode et τ_{ss} la constante de temps (ou le temps de relaxation) due aux états d'interface N_{ss} qui s'exprime sous la forme:

$$\tau_{ss} = \frac{1}{V_{th}\sigma N_d} \exp\left(\frac{qV_d}{KT}\right) \quad [\text{III.22}]$$

où σ est la section efficace de capture des états d'interface, V_{th} la vitesse thermique et N_d la concentration due au dopage.

Le schéma équivalent d'une structure Schottky réelle peut se résumer par le circuit illustré dans la figure III-25 (à gauche) correspondant à la mise en parallèle de la capacité mesurée C_m avec la conductance mesurée G_m (à droite).

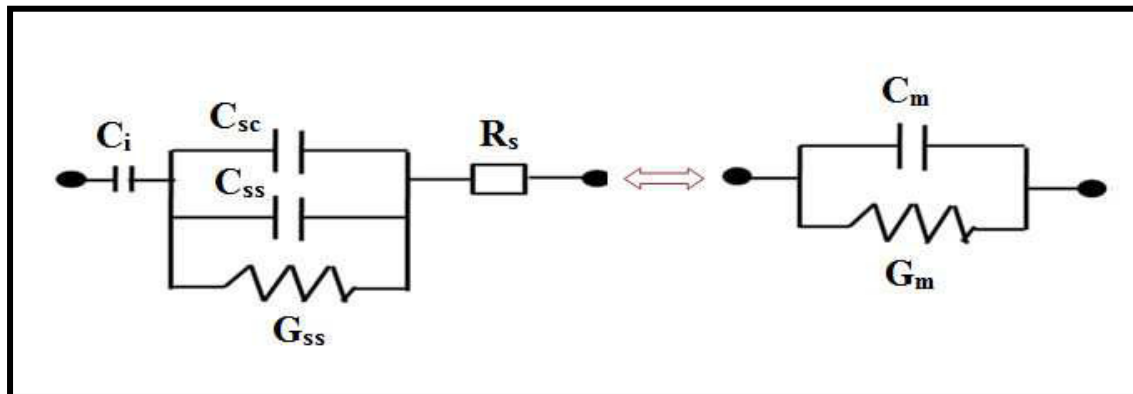


Figure III-25: Schéma équivalent d'une structure Schottky réelle métal/semiconducteur (à gauche) et correspondance avec C_m en parallèle avec G_m (à droite).

Dans le schéma équivalent C_i représente la capacité de la couche interfaciale (ou d'oxyde) et R_s la résistance série.

La capacité due aux états d'interface (C_{ss}) s'ajoute à la capacité du semiconducteur (C_{sc}) aux faibles fréquences et fréquences intermédiaires.

Les caractéristiques capacité-tension $C_m(V)$ et conductance-tension $G_m(V)$ pour différentes fréquences, de la structure Au/n-GaN autosupporté, sont représentées sur les figures III.26-a et III.26-b. Les mesures ont été effectuées à la température ambiante.

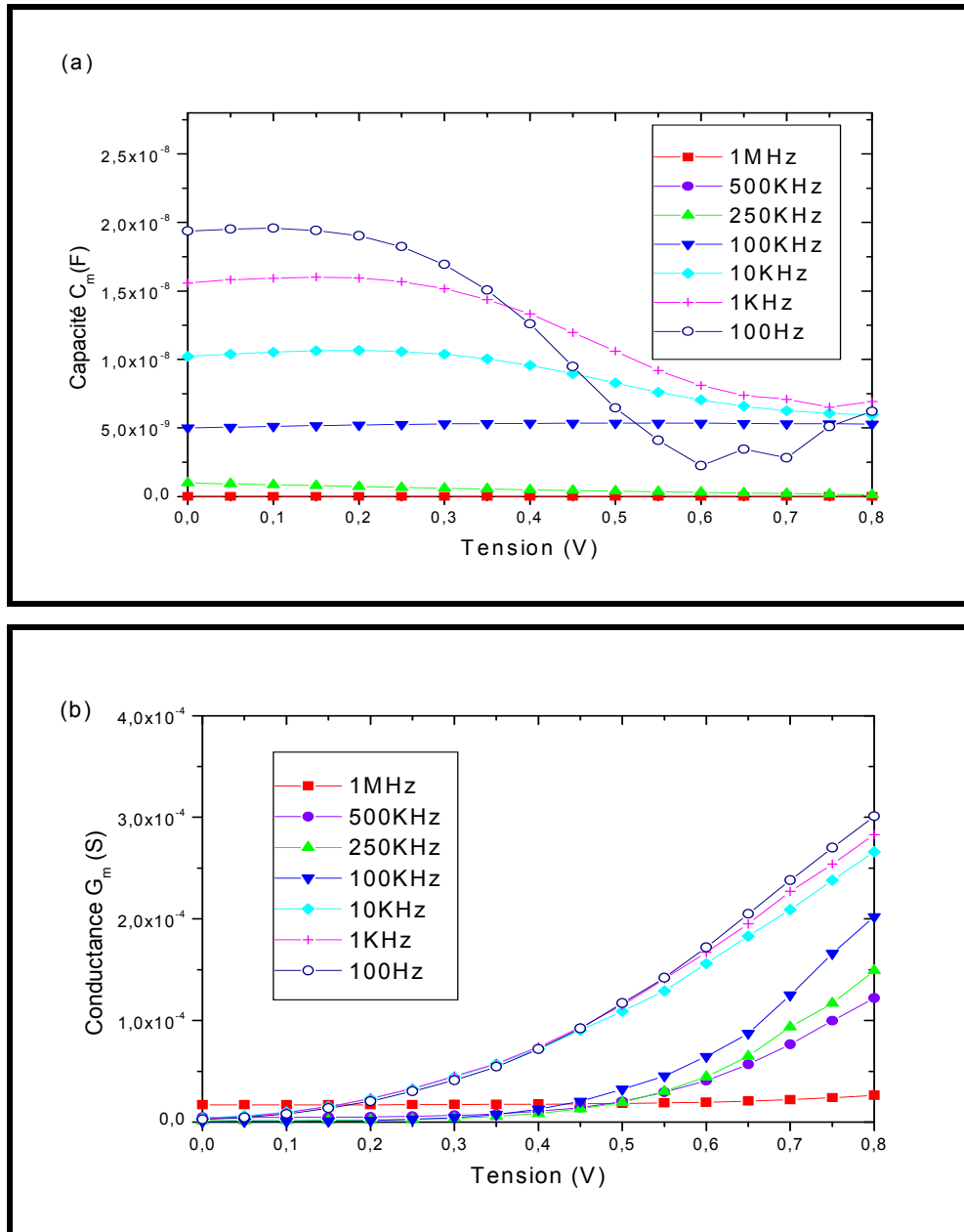


Figure III-26: Caractéristiques $C_m(V)$ (a) et $G_m(V)$ (b) à différentes fréquences de la structure Au/n-GaN autosupporté.

Nous remarquons que pour les hautes fréquences la capacité est faible et pratiquement constante pour une tension s'étendant de 0 V à 0.8 V (figure 26-a).

Par contre pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires, la capacité est plus élevée et chute progressivement quand la tension augmente (figure 26-a).

Quand à la conductance, de même, pour les hautes fréquences, elle est faible et pratiquement constante pour une tension s'étendant de 0 V à 0.8 V (figure 26-b).

Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires, elle est faible et puis elle augmente progressivement quand la tension augmente (figure 26-b).

III.7.2. Caractéristiques C-f-V et G-f-V

Les figures III-27.a et II-27.b montrent les variations de la capacité C-f-V et de la conductance G-f-V dans la gamme de tension de 0.0 à 0.7 V avec un pas de 0.1 V.

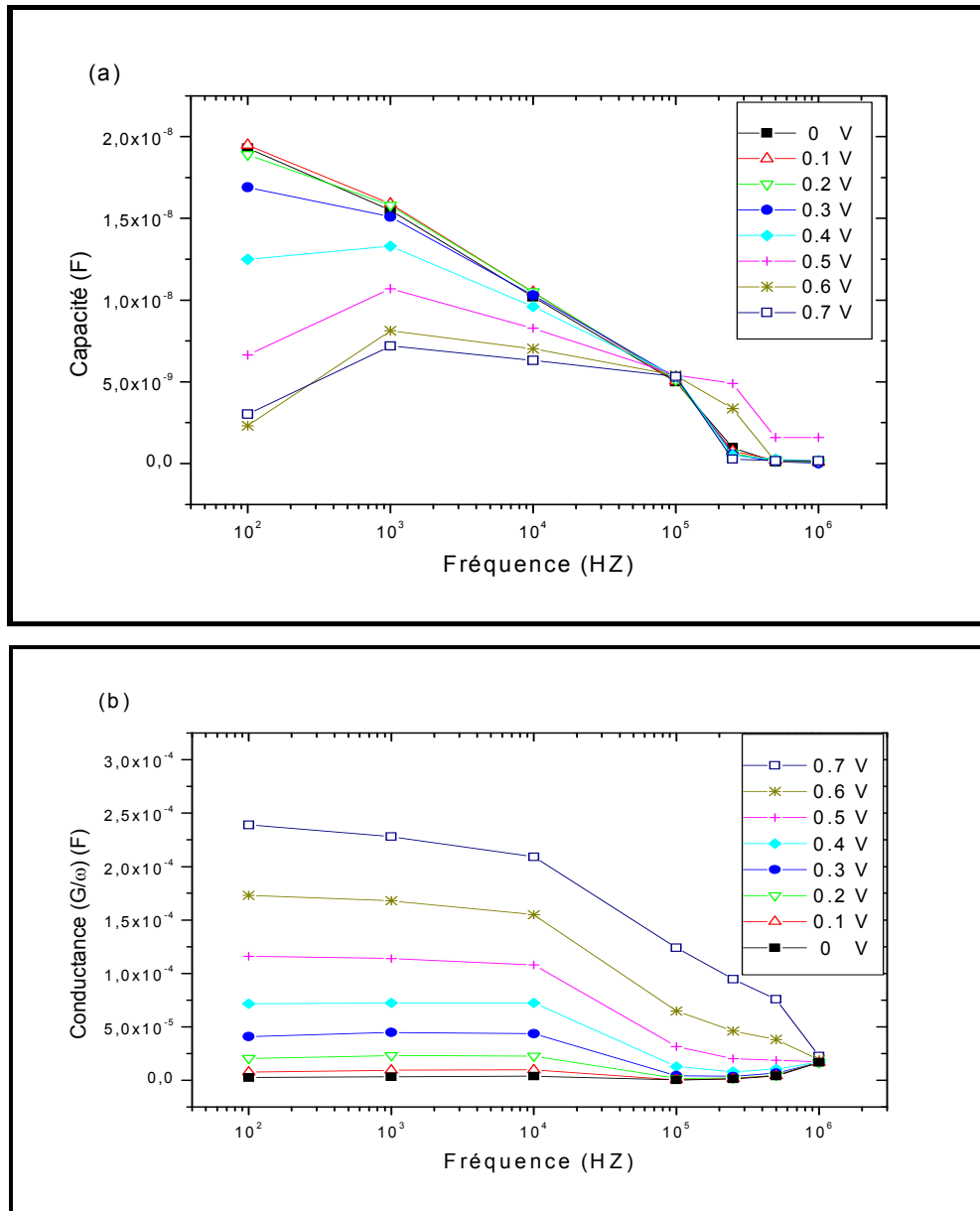


Figure III-27: Caractéristiques C-f-V et G-f-V de la structure Au/n-GaN autosupporté.

Pour les variations de la capacité en fonction de la fréquence, on observe pour les faibles fréquences que plus la tension augmente plus la capacité diminue.

Par contre pour les hautes fréquences, la capacité est pratiquement constante (figure III-27-a).

Pour les variations de la conductance en fonction de la fréquence, on observe que pour les faibles fréquences plus la tension augmente plus la conductance augmente (figure III-27-b).

Par contre pour les hautes fréquences, la conductance est pratiquement constante.

L'interprétation de l'évolution de la capacité en fonction de la fréquence s'explique par:

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires. Les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une capacité C_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette capacité dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} , elle est en parallèle avec la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} (figure III-25).
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la capacité totale de la structure se ramène à la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .

De même l'interprétation de l'évolution de la conductance en fonction de la fréquence s'explique par:

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires, les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une conductance G_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette conductance dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la conductance totale de la structure est faible et est constante. Ceci peut-être expliqué par l'effet uniquement de la résistance série (figure III-25).

III.8. Conclusion

Nous pouvons conclure à partir de l'ensemble de ces résultats obtenus sur les structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN réalisées sur substrat GaN autosupporté:

A partir des caractéristiques courant-tension I(V)

La structure Au/n-GaN présente une couche d'oxyde natif plus faible par rapport à la structure Hg/n-GaN.

La structure Au/n-GaN montre un contact redresseur (Schottky) de meilleure qualité que celui de la structure Hg/n-GaN.

Les valeurs des hauteurs des barrières des diodes Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN sont de l'ordre 0.68 eV et 0.65 eV respectivement.

La structure Au/n-GaN présente un facteur d'idéalité et une résistance série beaucoup plus faibles que la structure Hg/n-GaN.

A partir des caractéristiques capacité-tension C(V)

On a observé un décalage de la caractéristique C(V) de la structure Hg/n-GaN par rapport à la structure Au/n-GaN. Ceci est probablement dû à la présence d'une capacité résiduelle due au contact temporaire de mercure Hg (sous forme de bille), comme il a été observé dans les structures de Hg/GaN/GaAs [20].

La hauteur de barrière déterminée pour la structure Au/n-GaN est plus faible que celle déterminée pour la structure Hg/n-GaN. Par contre le dopage évalué est plus élevé pour la structure Au/n-GaN.

La valeur élevée de la hauteur de barrière Schottky peut-être attribuable à la face Gallium présente en surface d'après U. Karrer [11]. Des valeurs élevées de la hauteur de barrière ont été aussi observées par G. L. Martinez [12], M. Ambrico [13] et H. Mazari [14].

Il a été constaté que la hauteur de barrière augmente avec l'épaisseur de la couche d'oxyde [2], notons que nos échantillons présentent une fine couche d'oxyde.

Les hauteurs de barrière déterminées par C(V) sont plus élevées en comparaison avec celles déterminées par I(V). Ceci peut être expliqué par le fait qu'au courant thermoionique s'ajoute fort probablement d'autres courants [15, 16].

A partir de l'évolution de la densité d'états d'interface N_{ss}

Nous avons observé une augmentation de la densité des états d'interface sur les structures lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction et ceci lorsqu'on ne tient pas

compte de résistance série (R_s). L'augmentation de la densité pour la structure Hg/n-GaN apparaît bien avant que celle de la structure Au/n-GaN.

Lorsqu'on tient compte de la résistance série, on a observé un pic élevé situé à

$E_c - E_{ss} = 0.42$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 7.19 \times 10^{13} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour les structures Hg/n-GaN et un pic plus petit et étendu, situé à $E_c - E_{ss} = 0.40$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 9.31 \times 10^{12} \text{ eV}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ pour les structures Au/n-GaN.

La densité N_{ss} pour la structure Au/n-GaN est beaucoup plus faible.

A partir des caractéristiques C-f-V et G-f-V

L'interprétation de l'évolution de la capacité en fonction de la fréquence s'explique par:

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires. Les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une capacité C_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette capacité dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} , elle est en parallèle avec la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la capacité totale de la diode est égale à la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .

De même l'interprétation de l'évolution de la conductance en fonction de la fréquence s'explique par:

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires, les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une conductance G_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette conductance dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la conductance totale de la structure est faible et est constante. Ceci peut-être expliqué par l'effet uniquement de la résistance série.

En conclusion, nous pouvons dire que le contact temporaire Hg/n-GaN peut être utilisé juste pour nous donner une idée ou une information sur le contact s'il est de type Schottky ou ohmique.

Pour une étude plus précise, il vaut mieux procéder à un dépôt de grille Schottky métallique tel que l'or (Au) par exemple et d'un dépôt métallique sur la face arrière pour le contact ohmique tel que l'argent (Ag).

Selon notre étude sur la comparaison des résultats obtenus sur les deux structures, Hg/n-GaN et Au/n-GaN, un bon contact Schottky et un bon contact ohmique s'avèrent nécessaires pour une meilleure étude et une meilleure interprétation des résultats.

Références

- [1] J. Tourret,
“Étude de l'épitaxie sélective de GaN/Saphir et GaN/GaN-MOVPE par HVPE. Application à la croissance de structures périodiques de faible dimensionnalité”, Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal – Clermont II, 2008.
- [2] O. Bonnaud,
“Module Pédagogique d'initiation à la Microélectronique”, Université de rennes, http://www.microelectronique.univ-rennes1.fr/fr/chap_8c.htm, 2003.
- [3] Votre source pour HP 4155B/4156B New Semiconductor:
[http://HP 4155B / 4156B New Semiconductor, Product Note -1, Differences from HP 4155A/4156A.](http://HP_4155B_4156B_New_Semiconductor_Product_Note_-1_Differences_from_HP_4155A_4156A)
- [4] Votre source pour Keithley 590 C-V Analyzer :
[http:// www.teknetelectronics.com/DataSheet/KEITHLEY/KEITH_590105226.pdf](http://www.teknetelectronics.com/DataSheet/KEITHLEY/KEITH_590105226.pdf).
- [5] A. Singh,
“Time degradation of metal/CdF₂ Schottky diodes ”, Solid-State Electron, 26,815-817, 1983.
- [6] T. C. Lee, S. Fung, C. D. Beling and H. L. Au,
“A Systematic approach to the measurement of Ideality Factor, series Resistance, and Barrier Height for Schottky diodes ”, J. App. Phys. Vol 72, n0 10, P.4739-4742, 1992.
- [7] J. Kolnik, and M. Ozvold,
“The influence of insertion surface layers on the evaluation of the interface state energy distribution from Schottky diode I-V characteristics ”, Phys. Stat. Sol. (a), vol. 122, no.2, pp. 583-588, 1990.
- [8] M. K. Hudait , S. B. Krupanidhi
“Interface states density distribution in Au/n-GaAs Schottky diodes on n-Ge and n-GaAs substrates”, Materials Science and Engineering B87, 141–147, 2001.
- [9] A. Vapaille, R. Castagne,
“Dispositifs et circuits intégrés semi-conducteurs, Physique et technologie ”, Edition Dunod, 1987.

- [10] H. Mathieu,
“Physique semi-conducteurs et des composants électroniques”, Masson, 1998.
- [11] U. Karrer, O. Ambacher and M. Stutzman
“Influence of crystal polarity on the properties of Pt/GaN Schottky diodes”, Appl. Phys. Let., Vol.77, N°13, 2000.
- [12] G. L. Martinez, M. R. Curiel, B. J. Skromme and R. J. Molnar
“Surface recombination and sulfide passivation of GaN”, J. Electron. Mater. 29, 2000.
- [13] M. Ambrico, M. Losurdo, P. Capezzuto, G. Bruno, T. Ligonzo, L. Schiavulli, I. Farella, V. Augelli.
“A study of remote plasma nitrided Au/n-GaAs Schottky barrier ”, Solid Stat. Elec.49, 413-419, 2005.
- [14] H. Mazari, K. Ameer, N. Benseddik, Z. Benamara, R. Khelifi, M. Mostefaoui, N. Zougagh, N. Benyahya, R. Becharef, G. Bassou, B. Gruzza, J. M. Bluet, C. Bru-Chevallier
“Physical Mechanisms Responsible for Electrical Conduction in Pt/GaN Schottky Diodes”, Sensors et Transducers, Vol. 27, pp. 253-25, 2014.
- [15] K. Suzue, S. N. Mohammad, Z. F. Fan, W. Kim, O. Aktas, A. E. Botchkarev, H. Morkoç,
“Electrical conduction in platinum-gallium nitride Schottky diodes” Journal of Applied Physics”, Vol.80, pp.4467-4478, 1996.
- [16] G. Parish, R.A. Kennedy, G. A. Umana-Membreno, B. D. Nener
“Localised defect-induced Schottky barrier lowering in n-GaN Schottky diodes”, Solid Stat. Elec.52, 171-174, 2008.
- [17] H. C. Card, E. H. Rhoderick
“Studies of tunnel MOS diodes I. Interface effects in Silicon Schottky diodes”, J Phys D: Appl Phys, 4, 1589, 1971.
- [18] S. Demirezen, Z. Sönmez, U. Aydemir, S. Altındal,
“Effect of series resistance and interface states on the I-V, C-V and G/w-V characteristics in Au/Bi-doped polyvinyl alcohol (PVA) /n-Si Schottky barrier diodes at room temperature”, Current Applied Physics 12, 266-272, 2012.

- [19] A. Philippe
“Caractérisation Electrique et Optique du Nitrure de Gallium Hexagonale et Cubique en Vue de l’Obtention d’Emetteurs Bleus ”, Thèse de doctorat, INSA-Lyon, France, 1999.
- [20] K. Ameer, H. Mazari, S.Tizi, R. Khelifi, Z. Benamara, N. Benseddik, A.chaib, N. Zougagh, M. Mostefaoui, L.Bideux, G. Monier, B. Gruzza, C. Robert-Goumet,
“Study of the Caractérisation current-voltaege and capacity-voltage Hg/GaN/GaAs structures”, *Sensor letters* vol. 9, 2268–2271, 2011.
- [21] E. H. Nicollian, A. Goetzberger,
“The Si-SiO₂ Interface - Electrical Properties as Determined by the Metal-Insulator-Silicon Conductance Technique”, *Bell System Technical Journal*, 46: 6, pp 1055-1133, 1967.
- [22] A. Singh,
“Characterization of interface states at Ni/n CdF₂ Schottky barrier type diodes and the effect of CdF₂ surface preparation”, *Solid-State Electronics* Volume 28, Issue 3, Pages 223–232, 1985.
- [23] J. H. Werner and H. H. Güttler,
“Barrier inhomogeneities at Schottky contacts”, *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 3, pp. 1522–1533, 1991.

CHAPITRE IV

Simulation, résultats et discussions

IV.1. Introduction

L'objectif de cette partie de notre travail est de comparer les résultats théoriques obtenus par la simulation analytique des caractéristiques I(V) et C(V) des structures Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN avec les caractéristiques expérimentales. Ceci nous permettra de faire une synthèse sur les phénomènes de transport qui gouvernent le passage du courant à travers les structures étudiées.

Les programmes de calcul sont écrits en langage informatique Turbo Pascal.

IV.2. Simulation analytique de la structure métal/n-GaN

Pour la modélisation analytique, nous avons utilisés les paramètres du matériau GaN suivants:

- la largeur de la bande interdite: $E_g = 3.4$ eV [1];
- les masses effectives [2]:
 $m_e^* = 0.22 m_0$ (pour les électrons) et $m_h^* = 0.8 m_0$ (pour les trous);
avec $m_0 = 0.910956 \times 10^{-30}$ Kg.
- la constante diélectrique relative: $\epsilon_r = 9.5$ [3];
- l'affinité électronique: $q\chi = 4.1$ eV [4];
- la mobilité des électrons ainsi que celle des trous sont respectivement:
 $\mu_n = 1000 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [4] et $\mu_p = 200 \text{ cm}^2 \text{ V}^{-1} \text{ s}^{-1}$ [5].
- la durée de vie des électrons pour le GaN: $\tau_n \sim 10^{-12}$ s.

Les concentrations effectives des électrons dans la bande de conduction (N_c) et celle des trous dans la bande de valence (N_v) ont pour expressions [1]:

$$N_c = 2.5 \times 10^{19} \left(\frac{m_e^*}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ cm}^{-3} \quad \text{[IV-1]}$$

$$N_v = 2.5 \times 10^{19} \left(\frac{m_h^*}{m_0} \right)^{3/2} \left(\frac{T}{300} \right)^{3/2} \text{ cm}^{-3} \quad \text{[IV-2]}$$

La valeur de la concentration intrinsèque n_i [1]:

$$n_i = (N_c N_v)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad \text{[IV-3]}$$

En plus des paramètres cités précédemment, on prend en considération

- la permittivité du vide: $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-14}$ F/cm;

- la surface du contact de grille $S = 7.85 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ pour le mercure (Hg) et $S = 1.98 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ pour l'or (Au);
- la constante de Boltzman ($k = 1.38 \times 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$), la charge de l'électron libre ($q = 1.6 \times 10^{-19} \text{ C}$) et la température $T = 300 \text{ K}$.

IV.2.1. Simulation analytique de la caractéristique courant-tension

Le but de ce paragraphe est la détermination de la caractéristique courant-tension théorique (polarisation directe) à l'obscurité et température ambiante de la structure Schottky métal/GaN.

La caractéristique $I(V)$ pour une polarisation directe est donnée par [7]:

$$I = I_{TH} + I_{GR} + I_{TU} + I_{FU} \quad [IV-4]$$

où I_{TH} est le courant thermoïonique, I_{GR} le courant de génération recombinaison, I_{TU} le courant tunnel et I_{FU} le courant de fuite.

En développant ces termes, l'équation IV-4 peut s'écrire sous la forme:

$$\begin{aligned} I = & I_{TH0} \left\{ \exp \left[\frac{q(V - IR_s)}{kT} \right] - 1 \right\} \\ & + I_{GR0} \left\{ \exp \left[\frac{q(V - IR_s)}{2kT} \right] - 1 \right\} \\ & + I_{TU0} \left\{ \exp \left[\frac{q(V - IR_s)}{E_0} \right] - 1 \right\} + \frac{V - IR_s}{R_p} \end{aligned} \quad [IV-5]$$

où V est la tension de polarisation appliquée et R_s la résistance série.

Le premier terme de l'équation [IV-5] correspond à l'émission thermoïonique avec I_{TH0} le courant de saturation thermoïonique s'exprimant par:

$$I_{TH} = SA^* T^2 \exp(-\chi^{0.5} \delta) \exp\left(-\frac{q\phi_{bn}}{kT}\right) \quad [IV-6]$$

où A^* est constante de Richardson, T la température, S la surface de la grille, ϕ_{bn} la hauteur de barrière, k la constante de Boltzmann et q la charge de l'électron.

L'existence d'une couche d'oxyde avec une certaine épaisseur δ , introduit un paramètre propre à l'interface de contact $T_e = \chi^{0.5} \delta$, défini comme le coefficient de transmission par effet tunnel à travers la couche d'oxyde, χ étant le potentiel d'interface de contact [8]. Soit:

$$T_e = -\chi^{0.5} \delta \quad [IV-7]$$

Le deuxième terme de l'équation [IV-5] correspond à la génération-recombinaison avec I_{GR0} le courant de saturation génération-recombinaison s'exprimant par:

$$I_{GR0} = \frac{qSWn_i}{2\tau} \quad [IV-8]$$

où W est la largeur de la zone de charge d'espace, n_i la concentration intrinsèque et τ la durée de vie.

Le troisième terme de l'équation [IV-5] correspond à l'effet tunnel avec I_{TU0} le courant de saturation tunnel et E_0 un paramètre dépendant de la transparence de la barrière et qui s'exprime par:

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad [IV-9]$$

avec:

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon_s m_e^*}} \quad [IV-10]$$

où h est la constante de Planck, N_d le dopage, ϵ_s la permittivité du semiconducteur et m_e^* la masse effective des électrons.

Le quatrième terme de l'équation [IV-5] correspond au courant de fuite avec R_s la résistance série et R_p la résistance parallèle qui traduit la présence de défauts et l'inhomogénéité de l'interface métal/semiconducteur.

Pour tracer la caractéristique $I(V)$ nous avons utilisé le logiciel développé par K. Ameur [9] qui a utilisé la méthode de Newton- Raphson pour la résolution des équations non linéaires [10].

L'organigramme qui illustre la caractéristique $I(V)$ (équation IV-1) pour une résistance série $R_s \neq 0$ est représenté par la figure (IV-1).

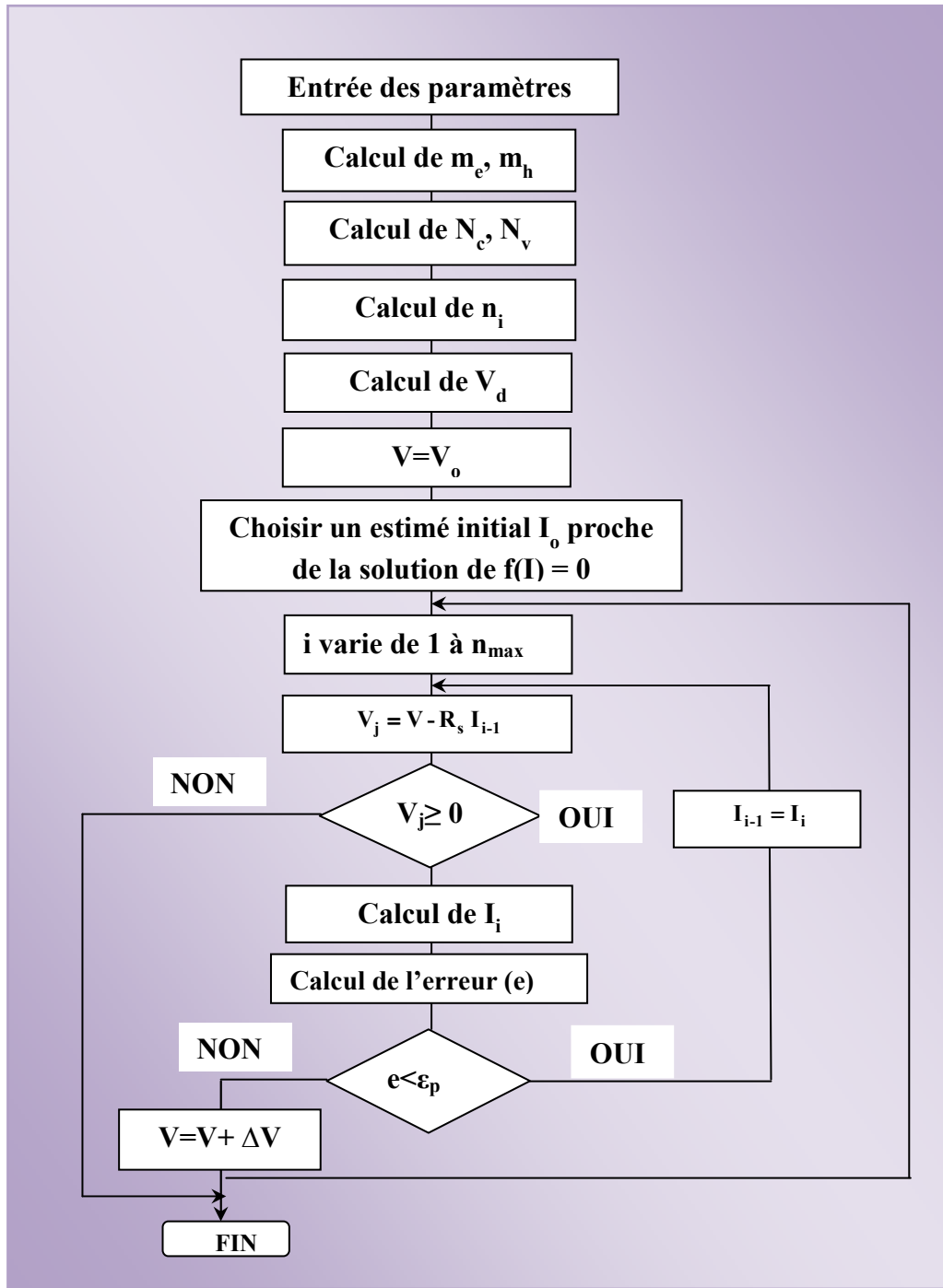


Figure IV-1: Organigramme adopté pour le tracé de la caractéristique courant-tension en direct.

IV.2.1.1. Caractéristique I(V) de la structure Hg /n-GaN

Les paramètres de simulation pris en compte pour la structure Hg/n-GaN sont présentés dans le tableau IV-1.

Paramètres	Hg/n-GaN
Courant de saturation I_{TH0} (A)	1.08×10^{-8}
Résistance série R_s (Ω)	320
Résistance parallèle R_p (Ω)	1.8×10^6
Courant de saturation I_{GR0} (A)	7.1×10^{-9}
Paramètre Tunnel E_0 (meV)	110
Courant de saturation I_{TU0} (A)	3.7×10^{-7}
Dopage N_d (cm^{-3})	10^{16}
Masse effective des électrons m_e^*	$0.22 m_0$
Travail de sortie du métal ϕ_m (eV)	4.5
Constante de Richardson A^* ($\text{A cm}^{-2} \text{K}^{-2}$)	26.4
Surface de la grille S (cm^2)	7.85×10^{-3}

Tableau IV-1: Paramètres de simulation utilisés pour la structure Hg/n-GaN.

La figure IV-2 représente la caractéristique I(V) simulée du courant thermoïonique en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

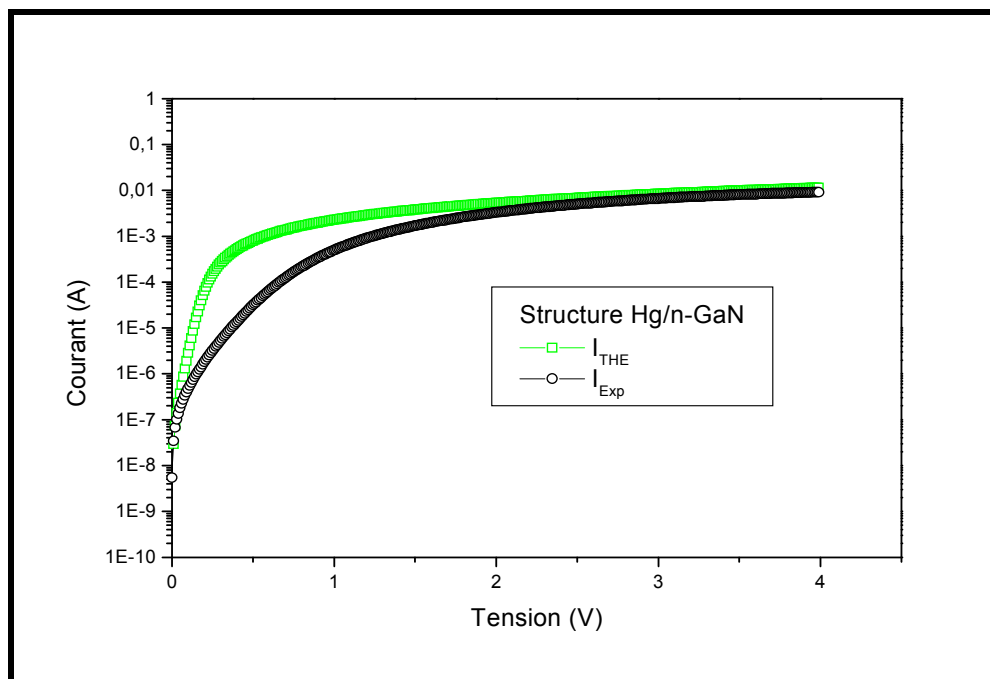


Figure IV-2: Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant thermoïonique) et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

A partir de la figure IV-2, on remarque que la caractéristique théorique s'écarte de la caractéristique expérimentale pour des tensions de polarisation comprises entre 0 V et 2.4 V. On conclut que le passage du courant à travers la structure n'est pas gouverné par le courant thermoïonique. Hors cet intervalle de tension ($V > 2.4$) l'effet de la résistance série prédomine et la caractéristique théorique rejoint la caractéristique expérimentale.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_s = 320 \Omega$, $I_{TH0} = 1.08 \times 10^{-8} \text{ A}$ et $\phi_{bn} = 0.68 \text{ eV}$.

La figure IV-3 présente la caractéristique I(V) simulée du courant génération-recombinaison en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

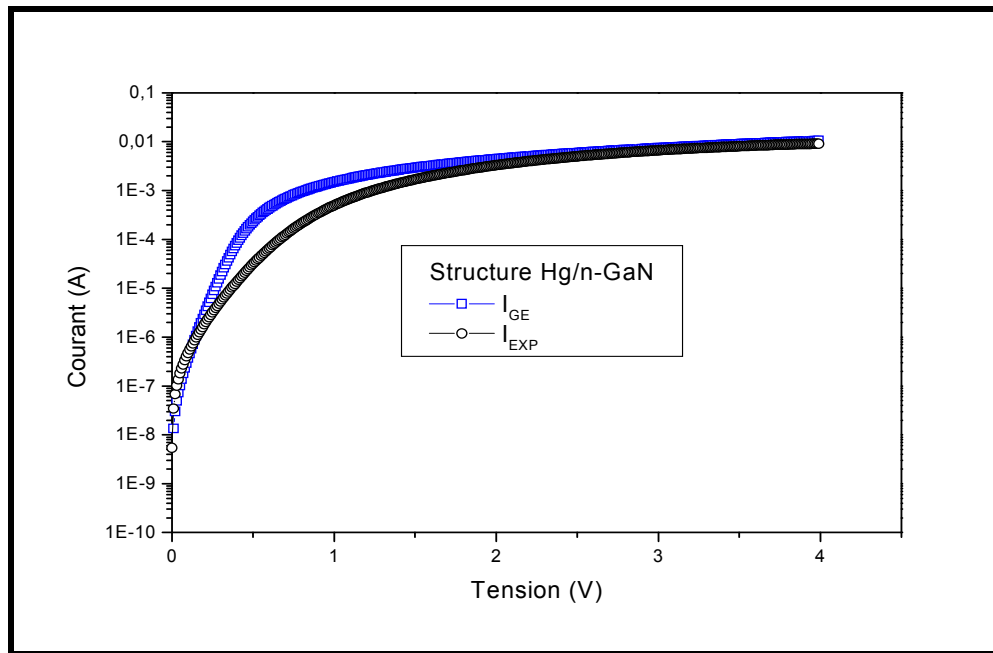


Figure IV-3: Caractéristiques $I(V)$ simulée (avec le courant de génération-recombinaison) et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

Un net écart apparaît entre les deux caractéristiques donc le passage du courant n'est pas gouverné par le courant de génération-recombinaison. L'effet de la résistance série prédomine pour des tensions supérieures à 2 V

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_s = 320\Omega$, $I_{GR0} = 7.1 \times 10^{-9} A$.

La figure IV-4 représente la caractéristique $I(V)$ simulée du courant tunnel en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

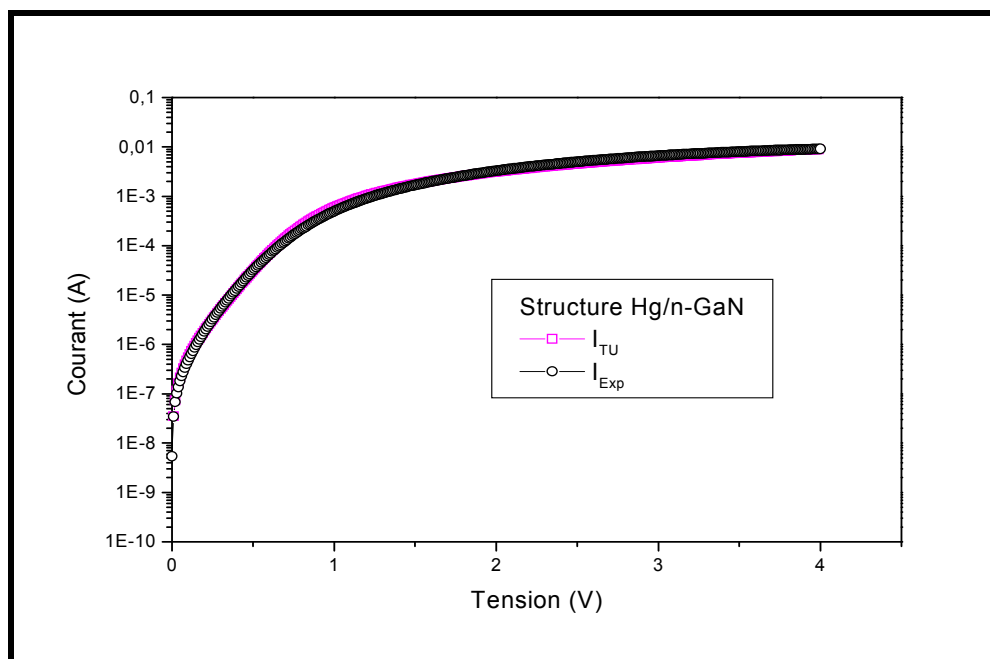


Figure IV-4: Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant tunnel) et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

A partir de la figure IV-4, on remarque que la caractéristique du courant tunnel et la caractéristique expérimentale se superposent sur toute la gamme des tensions, on remarque la nette prédominance du courant tunnel.

La valeur de $E_0 = 110$ meV indique un dopage de l'ordre 10^{20} cm^{-3} qui est plus élevé comparé à celui du substrat GaN ($N \approx 10^{16}$ cm^{-3}). L'apparition de ce courant tunnel est probablement assistée par des défauts présents en surface.

Les paramètres de simulation choisis sont: $E_0 = 110$ meV, $N_d = 10^{20}$ cm^{-3} , $I_{TU0} = 3.7 \times 10^{-7}$ A et $R_s = 320 \Omega$.

La figure IV-5 représente la caractéristique I(V) du courant de fuite en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

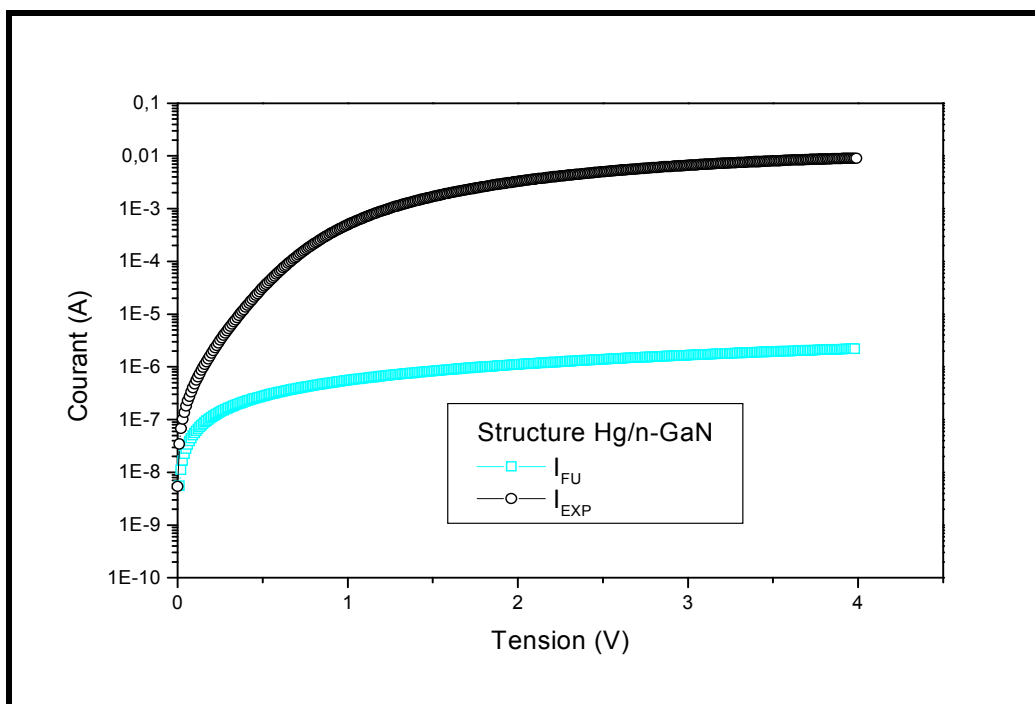


Figure IV-5: Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant fuite) et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

La caractéristique expérimentale et la caractéristique théorique (courant de fuite) montrent un écart important à partir des tensions supérieures à 0.3 V. Aux faibles tensions (< 0.3 V) avec $R_p = 1.8 \times 10^6 \Omega$, les caractéristiques sont confondues, donc on a la prédominance du courant de fuite aux faibles tensions.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_p = 1.8 \times 10^6 \Omega$ et $R_s = 320 \Omega$.

La figure IV.6 représente les caractéristiques de la somme des deux courants (fuite et tunnel) en comparaison avec le courant expérimental de la structure Hg/GaN.

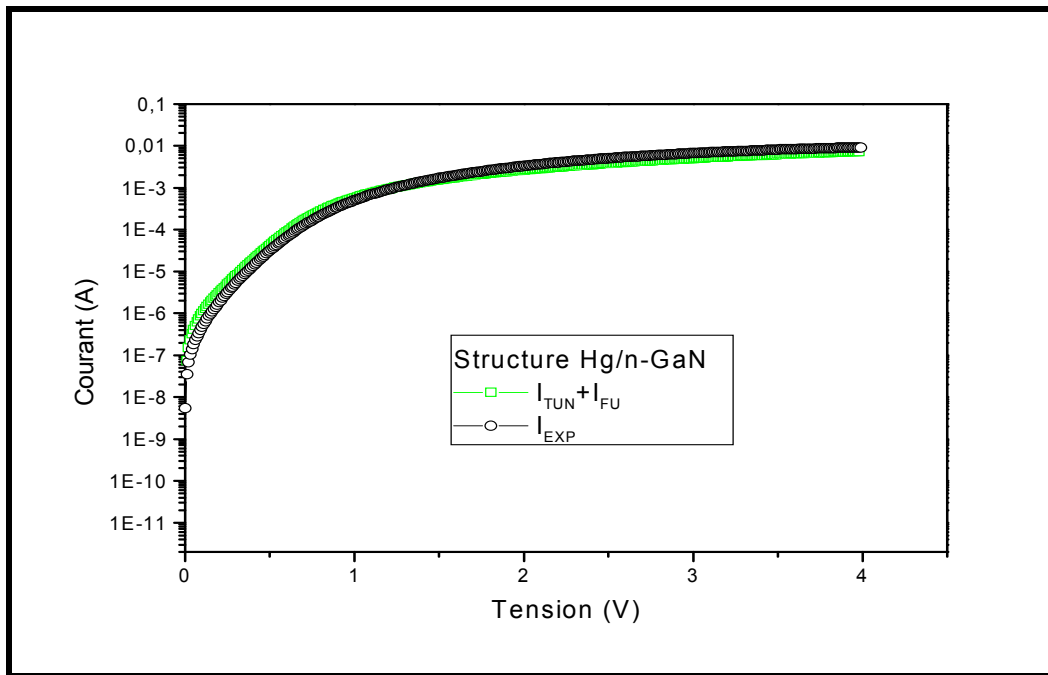


Figure IV-6: Caractéristiques I(V) simulée (avec $I_{TU}+I_{FU}$) et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

La confrontation de la caractéristique simulée (la somme du courant tunnel et le courant de fuite) avec la caractéristique expérimentale montre la prédominance du courant tunnel avec la présence d'un courant de fuite aux faibles tensions pour la structure Hg/n-GaN.

IV.2.1.2. Caractéristique I(V) de la structure Au/n-GaN

Les paramètres de simulation pris en compte pour la structure Au/n-GaN sont récapitulés dans le tableau IV-2.

Paramètres	Au/n-GaN
Courant de saturation I_{TH0} (A)	6.46×10^{-8}
Résistance série R_s (Ω)	84
Résistance parallèle R_p (Ω)	4.68×10^4
Courant de saturation I_{GR0} (A)	3.38×10^{-9}
Paramètre Tunnel E_0 (meV)	/
Courant de saturation I_{TU0} (A)	/
Dopage N_d (cm^{-3})	/
Masse effective des électrons m_e^*	$0.22m_0$
Travail de sortie du métal ϕ_m (eV)	5.1
Constante de Richardson A^* ($\text{A cm}^{-2} \text{K}^{-2}$)	26.4
Surface de la grille S (cm^2)	1.98×10^{-3}

Tableau IV-2: Paramètres de simulation utilisés pour la structure Au/n-GaN.

La figure IV-7 représente la caractéristiques I(V) du courant thermoïonique simulée en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Au/n-GaN.

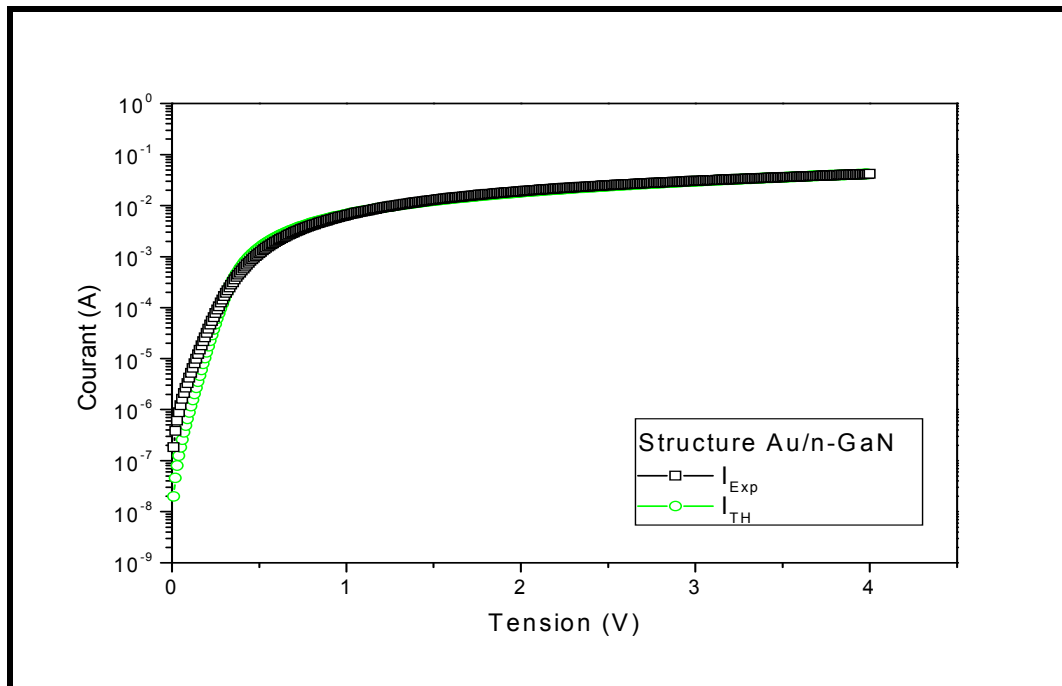


Figure IV-7: Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant thermoïonique) et expérimentale de la structure Au/n-GaN.

A partir de la figure IV-7, on remarque que la caractéristique du courant thermoïonique rejoint la courbe expérimentale pour des tensions supérieures à 0.3 V.

On observe un léger écart entre les deux courbes pour des tensions inférieures à 0.3 V.

De cette première comparaison, on observe une nette prédominance du courant thermoïonique.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_s = 84 \Omega$, $I_{TH0} = 6.46 \times 10^{-8} \text{ A}$ et $\phi_{bn} = 0.65 \text{ eV}$.

La figure IV-8 représente la caractéristique I(V) du courant génération-recombinaison simulée en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Au/n-GaN.

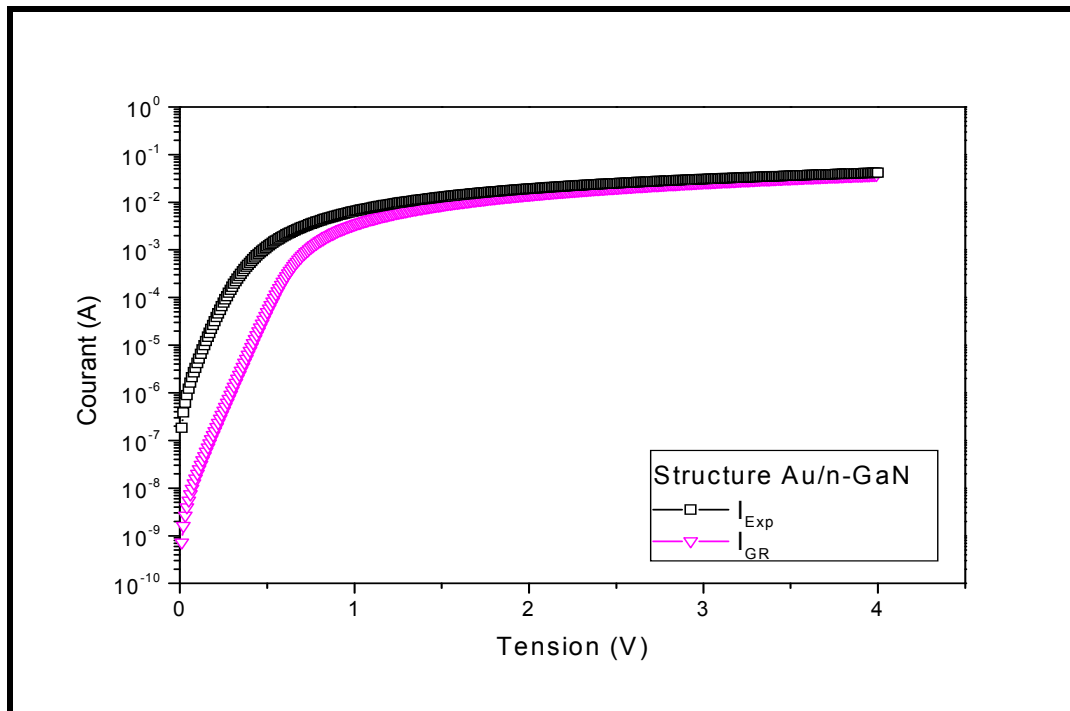


Figure IV-8: Caractéristiques I(V) simulée (avec le courant génération-recombinaison) et expérimentale de la structure Au/n-GaN

De la comparaison des deux caractéristiques on conclut que le courant expérimental ne correspond pas à un courant de génération-recombinaison.

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_s = 84 \Omega$, $I_{GR0} = 3.38 \times 10^{-9}$ A.

La figure IV-9 représente les caractéristiques I(V) du courant de fuite simulée en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Au/n-GaN.

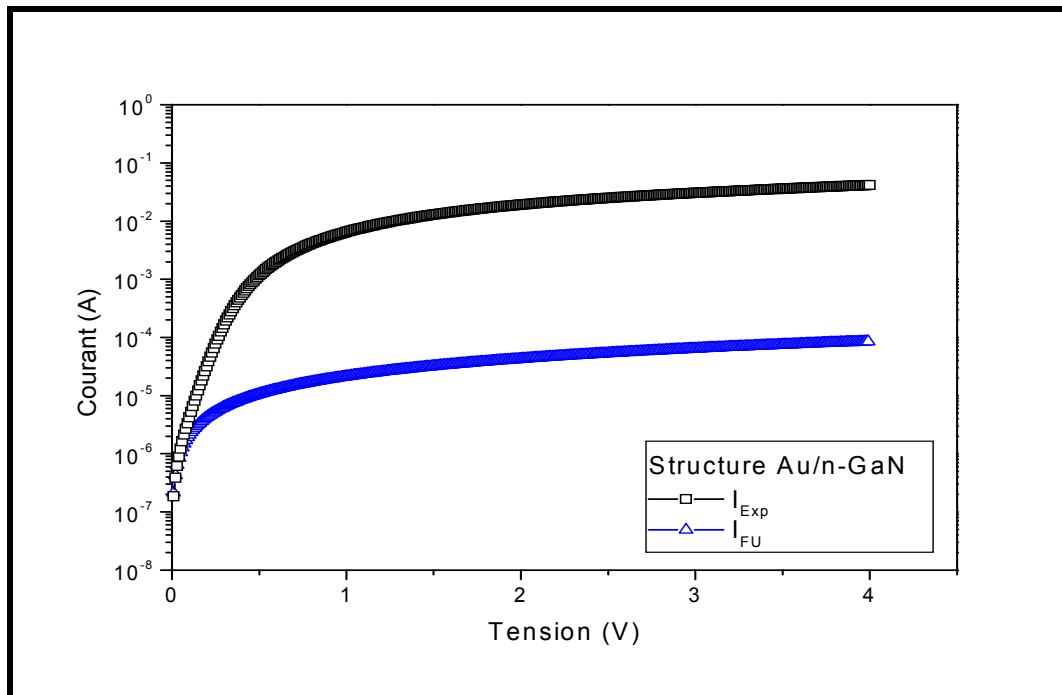


Figure IV-9: Caractéristiques I(V) simulée avec le courant de fuite et expérimentale de la structure Au/n-GaN.

La caractéristique du courant de fuite simulée se superpose avec la caractéristique expérimentale pour les faibles tensions (< 0.3 V). On conclut que le courant de fuite prédomine aux faibles tensions

Les paramètres de simulation choisis sont: $R_p = 4.68 \times 10^4 \Omega$ et $R_s = 84 \Omega$.

La figure IV-10 représente la caractéristique de la somme des deux courants (thermoionique et fuite) en comparaison avec la caractéristique expérimentale de la structure Au/n-GaN.

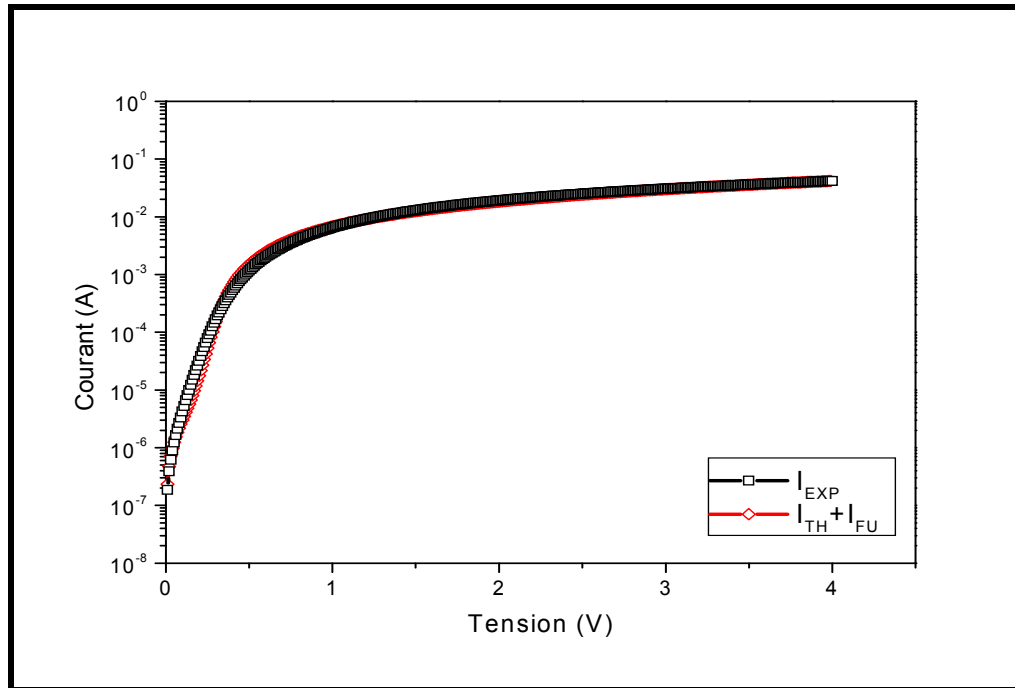


Figure IV-10: Caractéristiques I(V) simulée (avec $I_{TE} + I_{FU}$) et expérimentale de la structure Au/n-GaN.

La confrontation de la caractéristique simulée, correspondant à la somme du courant thermoïonique et du courant de fuite, avec la caractéristique expérimentale montre la prédominance du courant thermoïonique avec la présence d'un courant de fuite aux faibles tensions pour la structure Au/n-GaN.

IV.2.1.3. Conclusion

La simulation des caractéristiques I (V) en comparaison avec la caractéristique expérimentale a montré la prédominance du courant tunnel dans les mécanismes de transport pour la structure Hg/n-GaN et du courant thermoïonique pour la structure Au/n-GaN.

La contribution du courant de fuite apparaît uniquement aux faibles tensions pour les deux structures.

En conclusion, nous pouvons dire que le contact temporaire Hg/n-GaN peut être utilisé juste pour nous donner une idée ou une information sur le contact s'il est de type Schottky ou ohmique.

Pour une étude plus précise, il vaut mieux procéder à un dépôt de grille Schottky métallique tel que l'or (Au) par exemple et d'un dépôt métallique sur la face arrière pour le contact ohmique tel que l'argent (Ag).

IV.2.2. Simulation analytique de la caractéristique capacité-tension

Les données du modèle de calcul étant connues, nous pouvons ainsi écrire un programme de calcul de la capacité d'une diode Schottky pour différentes tensions de polarisation inverse.

La première étape concerne la déclaration des données soit: k , T , m_0 , ϵ_r , q , χ , N_d , E_g , S , V_0 et ΔV .

La seconde étape consiste à calculer pour le semiconducteur la concentration effective des électrons N_c , la concentration effective des trous N_v et la concentration intrinsèque n_i . Par la suite le calcul de la tension de diffusion V_d est procédé.

Dans la troisième étape, nous faisons varier la tension de polarisation inverse de la structure à partir de la tension V (négative) jusqu'à la tension 0 V en utilisant un pas constant ΔV ($\Delta V = 0.01$ V).

Les résultats ainsi obtenus sont introduits dans un fichier de données servant au tracé des caractéristiques $C(V)$.

Le programme de calcul de la caractéristique $C(V)$ [9] est représenté par la figure IV-11.

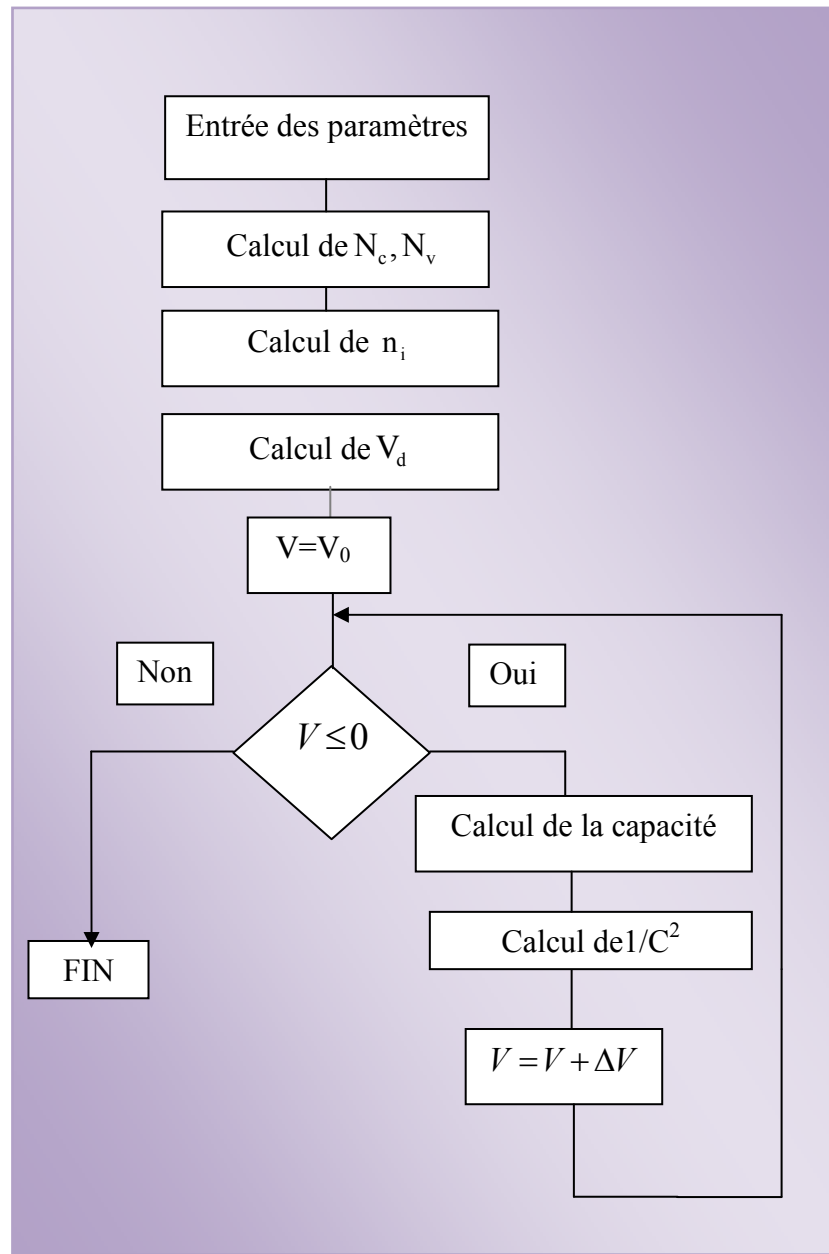


Figure IV-11: Organigramme adopté pour le tracé de la caractéristique capacité-tension.

IV.2.2.1. Caractéristique C(V) de la structure Hg/n-GaN

Les figures IV-12 et IV-13 représentent les caractéristiques C(V) et 1/C²(V) expérimentale et théorique calculées avec N_d = 2×10¹⁶ cm⁻³, V_d = 1.05 V et S=7.85×10⁻³ cm² de la structure Hg/n-GaN.

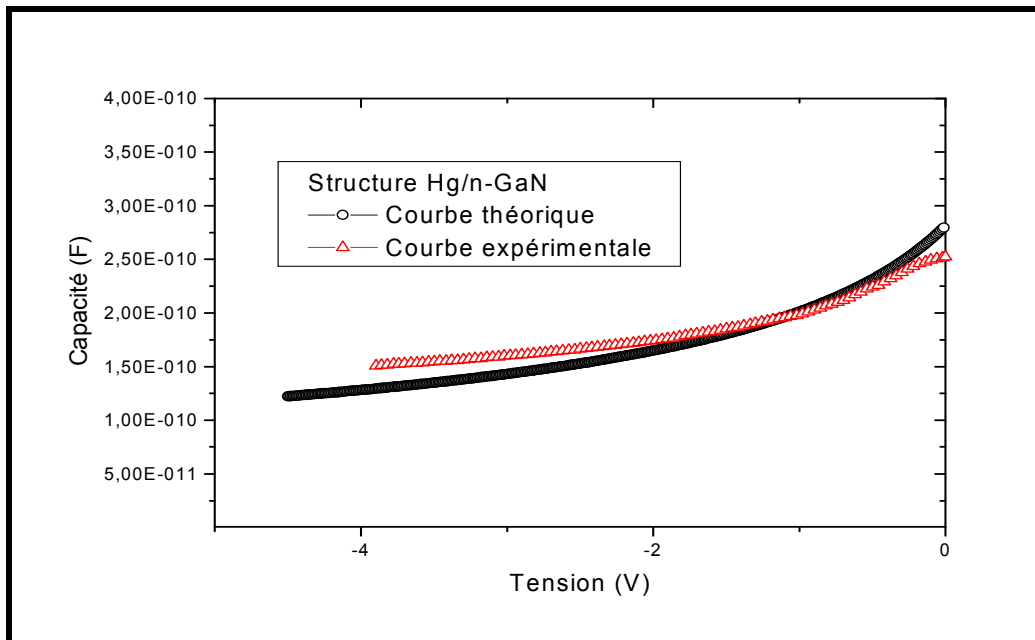


Figure IV-12: Caractéristiques C(V) théorique et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

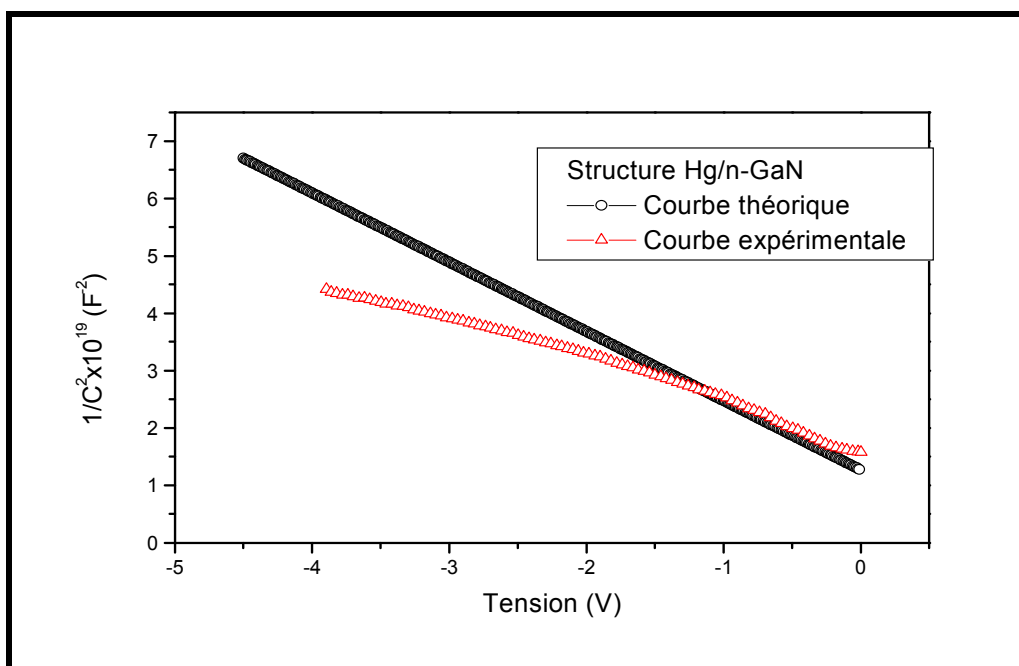


Figure IV-13: Caractéristiques 1/C²(V) théorique et expérimentale de la structure Hg/n-GaN.

On remarque que la courbe théorique rejoint la courbe expérimentale pour des tensions de polarisation comprises entre -0.25 V et -1.2V

Au-delà de -1.2 V la courbe expérimentale s'écarte de la courbe théorique, ceci peut être interprété par la présence de défauts dans le volume du GaN [13]. Ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite [13].

IV.2.2.2. Caractéristique C(V) de la structure Au/n-GaN

Les figures IV-14 et IV-15 représente les caractéristiques C(V) et $1/C^2(V)$ expérimentale et théorique calculées avec $N_d = 2 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $V_d = 1.05 \text{ V}$ et $S = 1.96 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$ de la structure Au/n-GaN.

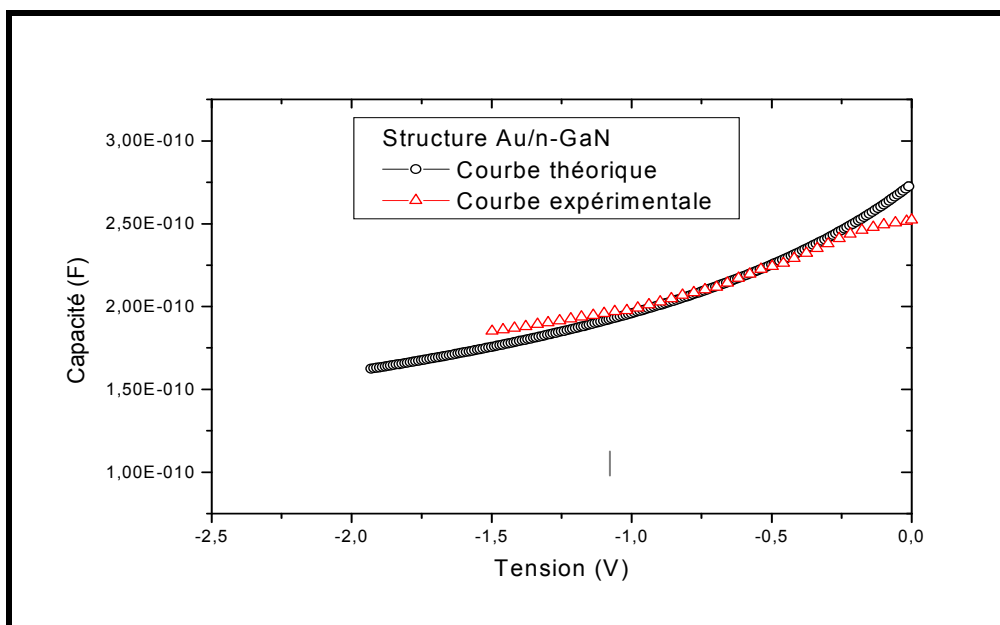


Figure IV-14: Caractéristiques C(V) théorique et expérimentale de la structure Au/GaN.

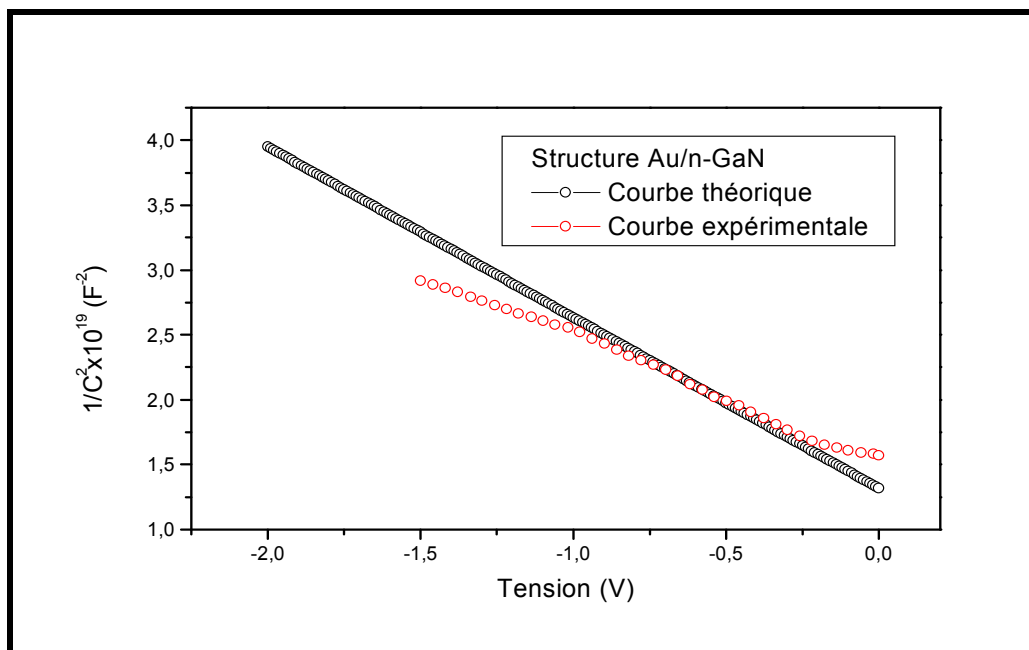


Figure IV-15: Caractéristiques $1/C^2(V)$ théorique et expérimentale de la structure Au/GaN.

On remarque que la courbe théorique rejoint la courbe expérimentale pour des tensions de polarisation comprise entre -0.25 V et -1.2 V.

On observe, la aussi, un pallier entre -0.25 V et 0 V dû probablement à une accumulation de charge en surface ou à la résistance série [11, 12].

Au-delà de -1.2 V la courbe expérimentale s'écarte de la courbe théorique, ceci peut être interprété par la présence de défauts dans le volume du GaN [13]. Ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite [13].

IV.2.2.3. Conclusion

Les caractéristiques $C(V)$ théoriques des structures Hg/n-GaN et Au /n-GaN rejoignent les caractéristiques expérimentales pour des tensions comprises entre (-0.25 V,-1.2 V).

De plus ces structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN présentent un pallier pour l'intervalle de tensions (-0.25 V, -1.2 V) qui est probablement dû à une accumulation de charge en surface ou à la résistance série. Au delà de -1.2 V, les caractéristiques simulées s'éloignent des caractéristiques expérimentales indiquant probablement la présence de défauts dans le volume

de GaN. Ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite.

IV.3. Conclusion

Sur l'ensemble des résultats obtenus:

La simulation des caractéristiques $I(V)$ en comparaison avec la caractéristique expérimentale a montré la prédominance du courant tunnel dans les mécanismes de transport pour la structure Hg/n-GaN et du courant thermoionique pour la structure Au/n-GaN.

La contribution du courant de fuite apparaît uniquement aux faibles tensions pour les deux structures.

Les caractéristiques $C(V)$ théoriques des structures Hg/n-GaN et Au /n-GaN rejoignent les caractéristiques expérimentales pour des tensions comprises entre (-0.25 V, -1.2 V).

De plus ces structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN présentent un pallier pour l'intervalle de tensions (-0.25 V, -1.2 V) qui est probablement dû à une accumulation de charge en surface ou à la résistance série. Au delà de -1.2 V, les caractéristiques simulées s'éloignent des caractéristiques expérimentales indiquant probablement la présence de défauts dans le volume de GaN. Ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite.

Références

- [1] H. Mathieu,
“Physique semi-conducteurs et des composants électroniques”, Masson, 1996.
- [2] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur,
“Properties of Advanced Semiconductor Materials: GaN, AlN, InN, BN, and SiGe”,
John Wiley and Sons, 2001.
- [3] W. J. Fan, M. F. Li, T. C. Chong, J. B. Xia,
“Electronic properties of zinc-blende GaN, AlN, and their alloys Ga_{1-x}Al_xN”, J.
Appl. Phys. 79 188-194,1996.
- [4] H. Harima,
“Properties of GaN and related compounds studied by means of raman scattering”,
J. Phys:Condens. Matter, 14 R967-R993, 2002.
- [5] D. K. Gaskill, L. B. Rowland, K. Doverspike,
“In Properties of Group III Nitrides”, Ed. by J. Edgar, EMIS Data reviews series No.
11 101-116, 1995.
- [6] S. Selberherr,
“Analysis and Simulation of Semiconductor Devices”, Springer-Verlag, Wien-New
York, 1984.
- [7] D. Donoval, M. Barus, M. Zdimal,
“Analysis of I (V) measurements on Pt Si-Si Schottky structures in a wide temperature
range”, Solid-State Electronics, Volume 34, Issue12,Pages 1365-1373, December
1991
- [8] S. Ashok, J. M. Borrego, R. J. Gutmann,
“Electrical characteristics of GaAs MIS Schottky diodes”, Solid-State Electronics,
Volume 22, Issue 7, Pages 621-631, July 1979.

- [9] K. Ameer,
“Etudes Surfactive Electrique des Dispositifs Electroniques à Base de Semiconducteur III-V Nitrures -Modelisation Associee”, Thèse de doctorat, Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, 2012.
- [10] M. Boumahrat, A. Gourdin,
“Méthodes Numériques Appliquées”, Edition OPU, Alger, 1993. Let. Vol.77, N°13, 2000.
- [11] E. Arslan, S. Butun, Y. Safak, H. Cakmak, H. Yu, and E. Ozbay, “Current transport mechanisms and trap state investigations in (Ni/Au)-AlN/GaN Schottky barrier diodes”, *Microelectronics Reliability*, Vol. 51, No. 3, pp.576-580, 2011.
- [12] Ö. Güllü, S. Aydoğan, and A. Türüt, “Fabrication and Electrical Characteristics of Schottky Diode Based on Organic Material”, *Microelectronic Engineering*, Vol. 85, No. 7, pp.1647-1651,2008.
- [13] A. Boumesjed,
“Simulation d’un Dispositif Actif sous Environnement Silvaco”, Thèse de Magister, Université Djillali Liabes de Sidi Bel Abbès, 2014.

CONCLUSION GENERALE

Le nitrure de gallium présente les avantages d'une bande interdite large et directe, d'une grande stabilité chimique, de très bonnes propriétés mécaniques, mais également de propriétés physiques intéressantes.

L'intérêt réside dans son application, par exemple, dans le domaine de l'optoélectronique (diodes bleues et blanches) ou dans les dispositifs opérant en environnement hostiles, à hautes températures, à hautes fréquences et à fortes puissances.

L'objectif de notre travail était de caractériser électriquement la structure métal/n-GaN avec un contact temporaire de mercure correspondant aux structures Hg/n-GaN et avec un contact à base d'or, après un dépôt de grilles d'or, correspondant aux structures Au/n-GaN. Le substrat GaN utilisé consiste en du GaN autosupporté (freestanding).

Nous pouvons conclure à partir de l'ensemble de ces résultats expérimentaux obtenus sur les structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN réalisées sur substrat GaN autosupporté:

A partir des caractéristiques courant-tension I(V)

La structure Au/n-GaN présente une couche d'oxyde natif plus faible par rapport à la structure Hg/n-GaN.

La structure Au/n-GaN montre un contact redresseur (Schottky) de meilleure qualité que celui de la structure Hg/n-GaN.

Les valeurs des hauteurs des barrières des diodes Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN sont de l'ordre 0.68 eV et 0.65 eV respectivement.

La structure Au/n-GaN présente un facteur d'idéalité et une résistance série beaucoup plus faibles que la structure Hg/n-GaN.

A partir des caractéristiques capacité-tension C(V)

On a observé un décalage de la caractéristique C(V) de la structure Hg/n-GaN par rapport à la structure Au/n-GaN. Ceci est probablement dû à la présence d'une capacité résiduelle due au contact temporaire de mercure Hg (sous forme de bille), comme il a été observé dans les structures de Hg/GaN/GaAs étudiées par K. Ameer, H. Mazari et al.

La hauteur de barrière déterminée pour la structure Au/n-GaN est plus faible que celle déterminée pour la structure Hg/n-GaN. Par contre le dopage évalué est légèrement plus élevé pour la structure Au/n-GaN.

La valeur élevée de la hauteur de barrière Schottky peut-être attribuable à la face Gallium présente en surface d'après U. Karrer . Des valeurs élevées de la hauteur de barrière ont été aussi observées par G. L. Martinez, M. Ambrico et H. Mazari.

Il a été constaté que la hauteur de barrière augmente avec l'épaisseur de la couche d'oxyde, notons que nos échantillons présentent une fine couche d'oxyde.

Les hauteurs de barrière déterminées par $C(V)$ sont plus élevées en comparaison avec celles déterminées par $I(V)$. Ceci peut être expliqué par le fait qu'au courant thermoionique s'ajoute fort probablement d'autres courants.

A partir de l'évolution de la densité d'états d'interface N_{ss}

Nous avons observé une augmentation de la densité des états d'interface sur les structures lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction et ceci lorsqu'on ne tient pas compte de résistance série (R_s). L'augmentation de la densité pour la structure Hg/n-GaN apparaît bien avant que celle de la structure Au/n-GaN.

Lorsqu'on tient compte de la résistance série, on a observé un pic élevé situé à $E_c - E_{ss} = 0.42$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 7.19 \times 10^{13}$ eV⁻¹ cm⁻² pour les structures Hg/n-GaN et un pic plus petit et étendu, situé à $E_c - E_{ss} = 0.40$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 9.31 \times 10^{12}$ eV⁻¹ cm⁻² pour les structures Au/n-GaN.

La densité N_{ss} pour la structure Au/n-GaN est beaucoup plus faible.

Selon notre étude sur la comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur les deux structures, Hg/n-GaN et Au/n-GaN, un bon contact Schottky et un bon contact ohmique s'avèrent nécessaires pour une meilleure étude et une meilleure interprétation des résultats.

A partir des caractéristiques C-f-V et G-f-V

L'interprétation de l'évolution de la capacité en fonction de la fréquence s'explique par:

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires. Les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une capacité C_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette capacité dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} , elle est en parallèle avec la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la capacité totale de la diode est égale à la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .

De même l'interprétation de l'évolution de la conductance en fonction de la fréquence s'explique par:

Conclusion générale

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires, les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une conductance G_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette conductance dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la conductance totale de la structure est faible et est constante. Ceci peut-être expliqué par l'effet uniquement de la résistance série.

L'étude a été suivie par la simulation analytique concernant les caractéristiques courant-tension et capacité-tension.

La simulation des caractéristiques $I(V)$ en comparaison avec la caractéristique expérimentale a montré la prédominance du courant tunnel dans les mécanismes de transport pour la structure Hg/n-GaN et du courant thermoïonique pour la structure Au/n-GaN.

La contribution du courant de fuite apparaît uniquement aux faibles tensions pour les deux structures. En conclusion, nous pouvons dire que le contact temporaire Hg/n-GaN peut être utilisé juste pour nous donner une idée ou une information sur le contact s'il est de type Schottky ou ohmique.

La simulation des caractéristiques $C(V)$ a montré que les caractéristiques théoriques des structures Hg/n-GaN et Au /n-GaN rejoignent les caractéristiques expérimentales pour des tensions comprises entre -0.25 V et -1.2 V.

De plus ces caractéristiques présentent un pallier pour l'intervalle de tensions (-0.25 V, -1.2 V) qui est probablement dû à une accumulation de charge en surface ou à la résistance série. Au delà de -1.2 V, les caractéristiques simulées s'éloignent des caractéristiques expérimentales indiquant probablement la présence de défauts dans le volume de GaN. Selon les travaux sous environnement Silvaco de A. Boumesjed, ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite.

Enfin, en perspectives on pourra améliorer cette étude en apportant plus d'informations sur les phénomènes de transport de ces structures en faisant des caractérisations électriques $I(V)$ et $C(V)$ en hautes et basses températures et de la DLTS pour étudier les niveaux pièges. Le dépôt d'un isolant via une pré-étude sur le comportement de la structure MIS pourra être fait afin d'envisager la réalisation de transistor MISFET à base du GaN autosupporté.

Le nitrure de gallium présente les avantages d'une bande interdite large et directe, d'une grande stabilité chimique, de très bonnes propriétés mécaniques, mais également de propriétés physiques intéressantes.

L'intérêt réside dans son application, par exemple, dans le domaine de l'optoélectronique (diodes bleues et blanches) ou dans les dispositifs opérant en environnement hostiles, à hautes températures, à hautes fréquences et à fortes puissances.

L'objectif de notre travail était de caractériser électriquement la structure métal/n-GaN avec un contact temporaire de mercure correspondant aux structures Hg/n-GaN et avec un contact à base d'or, après un dépôt de grilles d'or, correspondant aux structures Au/n-GaN. Le substrat GaN utilisé consiste en du GaN autosupporté (freestanding).

Nous pouvons conclure à partir de l'ensemble de ces résultats expérimentaux obtenus sur les structures Hg/n-GaN et Au/n-GaN réalisées sur substrat GaN autosupporté:

A partir des caractéristiques courant-tension I(V)

La structure Au/n-GaN présente une couche d'oxyde natif plus faible par rapport à la structure Hg/n-GaN.

La structure Au/n-GaN montre un contact redresseur (Schottky) de meilleure qualité que celui de la structure Hg/n-GaN.

Les valeurs des hauteurs des barrières des diodes Schottky Hg/n-GaN et Au/n-GaN sont de l'ordre 0.68 eV et 0.65 eV respectivement.

La structure Au/n-GaN présente un facteur d'idéalité et une résistance série beaucoup plus faibles que la structure Hg/n-GaN.

A partir des caractéristiques capacité-tension C(V)

On a observé un décalage de la caractéristique C(V) de la structure Hg/n-GaN par rapport à la structure Au/n-GaN. Ceci est probablement dû à la présence d'une capacité résiduelle due au contact temporaire de mercure Hg (sous forme de bille), comme il a été observé dans les structures de Hg/GaN/GaAs étudiées par K. Ameer, H. Mazari et al.

La hauteur de barrière déterminée pour la structure Au/n-GaN est plus faible que celle déterminée pour la structure Hg/n-GaN. Par contre le dopage évalué est légèrement plus élevé pour la structure Au/n-GaN.

La valeur élevée de la hauteur de barrière Schottky peut-être attribuable à la face Gallium présente en surface d'après U. Karrer . Des valeurs élevées de la hauteur de barrière ont été aussi observées par G. L. Martinez, M. Ambrico et H. Mazari.

Il a été constaté que la hauteur de barrière augmente avec l'épaisseur de la couche d'oxyde, notons que nos échantillons présentent une fine couche d'oxyde.

Les hauteurs de barrière déterminées par $C(V)$ sont plus élevées en comparaison avec celles déterminées par $I(V)$. Ceci peut être expliqué par le fait qu'au courant thermoionique s'ajoute fort probablement d'autres courants.

A partir de l'évolution de la densité d'états d'interface N_{ss}

Nous avons observé une augmentation de la densité des états d'interface sur les structures lorsqu'on se rapproche de la bande de conduction et ceci lorsqu'on ne tient pas compte de résistance série (R_s). L'augmentation de la densité pour la structure Hg/n-GaN apparaît bien avant que celle de la structure Au/n-GaN.

Lorsqu'on tient compte de la résistance série, on a observé un pic élevé situé à $E_c - E_{ss} = 0.42$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 7.19 \times 10^{13}$ eV⁻¹ cm⁻² pour les structures Hg/n-GaN et un pic plus petit et étendu, situé à $E_c - E_{ss} = 0.40$ eV correspondant à une densité des états d'interface $N_{ss} = 9.31 \times 10^{12}$ eV⁻¹ cm⁻² pour les structures Au/n-GaN.

La densité N_{ss} pour la structure Au/n-GaN est beaucoup plus faible.

Selon notre étude sur la comparaison des résultats expérimentaux obtenus sur les deux structures, Hg/n-GaN et Au/n-GaN, un bon contact Schottky et un bon contact ohmique s'avèrent nécessaires pour une meilleure étude et une meilleure interprétation des résultats.

A partir des caractéristiques C-f-V et G-f-V

L'interprétation de l'évolution de la capacité en fonction de la fréquence s'explique par:

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires. Les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une capacité C_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette capacité dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} , elle est en parallèle avec la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la capacité totale de la diode est égale à la capacité différentielle du semiconducteur C_{sc} .

De même l'interprétation de l'évolution de la conductance en fonction de la fréquence s'explique par:

Conclusion générale

- Pour les basses fréquences et les fréquences intermédiaires, les pièges peuvent suivre plus ou moins le signal de modulation (a.c). Ce phénomène se traduit par une conductance G_{ss} supplémentaire due aux états d'interfaces N_{ss} . Cette conductance dépend de la fréquence du signal de modulation (a.c) et de la constante du temps des pièges τ_{ss} .
- Pour les hautes fréquences, les pièges ne peuvent pas suivre le signal de modulation (a.c) et la conductance totale de la structure est faible et est constante. Ceci peut-être expliqué par l'effet uniquement de la résistance série.

L'étude a été suivie par la simulation analytique concernant les caractéristiques courant-tension et capacité-tension.

La simulation des caractéristiques $I(V)$ en comparaison avec la caractéristique expérimentale a montré la prédominance du courant tunnel dans les mécanismes de transport pour la structure Hg/n-GaN et du courant thermoïonique pour la structure Au/n-GaN.

La contribution du courant de fuite apparaît uniquement aux faibles tensions pour les deux structures. En conclusion, nous pouvons dire que le contact temporaire Hg/n-GaN peut être utilisé juste pour nous donner une idée ou une information sur le contact s'il est de type Schottky ou ohmique.

La simulation des caractéristiques $C(V)$ a montré que les caractéristiques théoriques des structures Hg/n-GaN et Au /n-GaN rejoignent les caractéristiques expérimentales pour des tensions comprises entre -0.25 V et -1.2 V.

De plus ces caractéristiques présentent un pallier pour l'intervalle de tensions (-0.25 V, -1.2 V) qui est probablement dû à une accumulation de charge en surface ou à la résistance série. Au delà de -1.2 V, les caractéristiques simulées s'éloignent des caractéristiques expérimentales indiquant probablement la présence de défauts dans le volume de GaN. Selon les travaux sous environnement Silvaco de A. Boumesjed, ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite.

Enfin, en perspectives on pourra améliorer cette étude en apportant plus d'informations sur les phénomènes de transport de ces structures en faisant des caractérisations électriques $I(V)$ et $C(V)$ en hautes et basses températures et de la DLTS pour étudier les niveaux pièges. Le dépôt d'un isolant via une pré-étude sur le comportement de la structure MIS pourra être fait afin d'envisager la réalisation de transistor MISFET à base du GaN autosupporté.

Résumé

Aujourd'hui, les semiconducteurs à large bande interdite tels que les nitrures s'élément III (GaN, InN et AlN) sont les candidats idéaux pour réaliser un nouveau saut technologique. Leurs propriétés physiques en font des matériaux sans concurrents pour un grand nombre d'applications dans des environnements hostiles (hautes températures, hautes puissances et hautes fréquences).

Parmi ces semiconducteurs, on peut citer le nitrure de gallium (GaN) qui est beaucoup étudié en raison de son important potentiel dans les dispositifs électroniques comme les diodes, les transistors, les capteurs et les cellules solaires.

Le travail de cette thèse se rapporte sur la recherche d'informations concernant le substrat GaN autosupporté (freestanding). Les procédures expérimentales adoptées et les résultats expérimentaux obtenus par les caractérisations électriques sur les structures Au/n-GaN autosupporté telles que les caractéristiques courant-tension $I(V)$, capacité-tension $C(V)$, capacité-fréquence-tension $C-f-V$ et conductance-fréquence-tension $G-f-V$ associés à de modestes interprétations. La simulation des caractéristiques $I(V)$ en comparaison avec la caractéristique expérimentale a montré la prédominance du courant tunnel dans les mécanismes de transport pour la structure Hg/n-GaN et du courant thermoionique pour la structure Au/n-GaN. La simulation des caractéristiques $C(V)$ a montré que les caractéristiques théoriques des structures Hg/n-GaN et Au /n-GaN rejoignent les caractéristiques expérimentales pour des tensions, comprises entre -0.25 V et -1.2 V. Un pallié apparaît au voisinage de zéro volt dû à une accumulation de charge en surface ou à la résistance série. Au delà de -1.2 V les caractéristiques simulées s'éloignent des caractéristiques expérimentales indiquant probablement la présence de défauts dans le volume de GaN. Ces défauts sont de types donneurs avec un nombre important et une répartition de plusieurs niveaux à l'intérieur de la bande interdite.

Mots clé: GaN autosupporté, modélisation, $I(V)$, $C(V)$, $C-f-V$, $G-f-V$.

ملخص موضوع البحث

هذا اليوم، أشباه الموصلات ذات فجوة واسعة النطاق مثل نتريدات العنصر III (GaN, InN et AlN) مرشحة مثالية لتحقيق قفزة تكنولوجية جديدة. خصائصها الفيزيائية تجعلها من بين المواد المنافسة على العديد من التطبيقات في البيئات القاسية (ارتفاع في درجة الحرارة، وارتفاع الطاقة والترددات العالية).

ومن بين هذه أشباه الموصلات تشمل نيتريد الغاليوم (GaN)، التي تدرس على نطاق واسع بسبب أهميتها الكبرى في الأجهزة الإلكترونية مثل الثنائيات والترانزستورات وأجهزة الاستشعار والخلايا الشمسية.

عمل هذه الأطروحة يرتبط إلى البحث عن معلومات لركيزة GaN الذاتي الدعم (قائمة بذاتها). الإجراءات التجريبية المعتمدة والنتائج التجريبية التي تم الحصول عليها عن طريق توصيف الكهربائية لهيكل Au/n-GaN الذاتي الدعم مثل خصائص تيار- فولت $I(V)$ ، القدرة - فولت $C(V)$ ، القدرة-تردد- فولت $C-f-V$ و مواصلة- تردد - فولت $G-f-V$ مرتبطة بتفسيرات متواضعة. محاكاة الخصائص $I(V)$ تقارنها بالخصائص التجريبية التي أظهرت غلبة التيار النفق في آليات النقل لهيكل Hg/n-GaN و تيار الترميوني لهيكل . Au/n-GaN محاكاة الخصائص $C(V)$ أظهرت أن الخصائص النظرية للهياكل Hg/n-GaN و Au /n-GaN الانضمام لخصائص التجريبية للتوترات المحصورة ما بين -1.2 V و -0.25 V. يظهر تأثيرا قريبا من الصفر فولت بسبب تكديس الحمولة على السطح أو سلسلة المقاومة.

ما وراء -1.2 V خصائص المحاكاة بعيدة عن خصائص التجريبية تعطي بذلك تقريبا وجود عيوب في حجم GaN. هذه العيوب هي أنواع من عدد كبير من المانحين موزعة في مختلف المستويات داخل فجوة الحزمة.

الكلمات المفتاحية: GaN الذاتي الدعم، نمذجة، $I(V)$ ، $C(V)$ ، $C-f-V$ ، $G-f-V$.