



HAL
open science

Étude des défauts dans les alliages de semi-conducteurs à grand gap B(AlGa)N et de leur rôle dans les propriétés de transport : application aux photo-détecteurs U

Sarrah Amor

► **To cite this version:**

Sarrah Amor. Étude des défauts dans les alliages de semi-conducteurs à grand gap B(AlGa)N et de leur rôle dans les propriétés de transport : application aux photo-détecteurs U. Optique / photonique. Université de Lorraine; Université Sidi Mohamed ben Abdellah (Fès, Maroc), 2017. Français. NNT : 2017LORR0286 . tel-01810164

HAL Id: tel-01810164

<https://theses.hal.science/tel-01810164>

Submitted on 7 Jun 2018

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.

Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.

D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite encourt une poursuite pénale.

Contact : ddoc-theses-contact@univ-lorraine.fr

LIENS

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 122. 4

Code de la Propriété Intellectuelle. articles L 335.2- L 335.10

http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php

<http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm>



THESE DE DOCTORAT

*Etude des défauts dans les alliages de semi-conducteurs à grand gap
 $B(AlGa)N$ et de leur rôle dans les propriétés de transport.
Application aux photo-détecteurs UV*

Préparée au sein de l'UMI2958 GT-CNRS, du LMOPS EA4423 et du LERSI en cotutelle
entre l'Université de Lorraine en France et l'Université Sidi-Mohamed Ben Abdellah de
Fès au Maroc

Présentée pour l'obtention du grade de Docteur

Mme Sarrah AMOR

Spécialité : Optoélectronique et photonique

Soutenance prévue le 9 novembre 2017,

devant le jury composé de :

ES-SBAI Najia	Professeur à la FST de l'Université de Fès	Rapporteur
KASSIBA Abdelhadi	Professeur à l'Université du Maine	Rapporteur
ZAZOUI Mimoun	Professeur à la FST de Mohammedia	Rapporteur
MAHER Hassan	Professeur à l'Université de Sherbrooke	Examineur
AHAITOUF Abdelaziz	Professeur à la FP de Taza	Invité
OUGAZZADEN Abdallah	Directeur de Georgia Tech Lorraine à Metz	Co-directeur de thèse
SALVESTRINI Jean Paul	Professeur à Georgia Tech Lorraine à Metz	Co-directeur de thèse
AHAITOUF Ali	Professeur à la FST de l'Université de Fès	Co-directeur de thèse

Remerciements

Toute thèse a une histoire, ou plutôt un déclencheur (une personne, une rencontre, un sujet). A ce titre, je tiens à remercier plusieurs personnes. Parmi ces personnes, mon directeur de thèse Mr. Ali AHAITOUF, qui au fil des années est devenu un père. Qu'il trouve ici toute l'expression de ma reconnaissance pour son soutien et ses conseils. Merci pour son soutien sa présence et surtout son encouragement pendant les moments difficiles mais aussi pendant les moments de joie.

J'adresse de chaleureux remerciement à mon co-directeur de thèse Mr. Jean Paul SALVESTRINI, pour son attention sur mes travaux pour atteindre mes objectifs et ses conseils qui ont mené à la réussite de cette thèse.

Merci à Mr. Abdallah OUGAZZADEN pour avoir accepté de diriger cette thèse et pour m'avoir offert un cadre de travail souple et adapté à la co-tutelle.

Je souhaite remercier l'ensemble des membres de jury Mme. Najia ES-SBAI, Mr. Abdelhadi KASSIBA, Mr. Mimoun ZAZOUI, Mr. Hassan Maher et Mr. Abdelaziz AHAITOUF qui m'ont fait l'honneur de lire ma thèse et participer à ma soutenance. Je voudrais leur témoigner ma gratitude et les remercier de l'intérêt qu'ils ont porté à mon travail.

Il va être difficile de remercier toutes ces personnes qui ont croisé le chemin de ma thèse. J'adresse mes amitiés et ma profonde reconnaissance à toute l'équipe du LERSI et du LMOPS avec qui j'ai passé d'agréables moments.

Je remercie tous mes proches et tout ceux qui m'ont soutenu, aidé dans la vie quotidienne et réussi à me motiver pour relever la tête. Merci à mes parents, mon mari, mon fils, ma

Remerciements

sœur et mes frères ainsi à ma belle famille pour leur soutien inépuisable. Aujourd'hui c'est une consécration pour nous tous. J'espère avoir été à la hauteur de leurs espérances et qu'ils sauront fière que leurs sœur, fille et belle fille est bientôt docteur.

S. A.

Résumé

Le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages ternaires et quaternaires suscitent de plus en plus d'intérêt dans les communautés scientifiques et industrielles pour leur potentiel d'utilisation dans des dispositifs électroniques haute fréquence, dans les transistors à forte mobilité électroniques, dans la photo-détection UV et les cellules solaires de nouvelles générations. L'aboutissement de ces nouveaux composants reste entravé à l'heure actuelle, entre autre, par la non maîtrise des techniques d'établissement de contacts électriques. C'est dans ce cadre général que s'inscrivent les travaux de cette thèse. Même si l'objectif principal de cette thèse concerne l'étude des défauts électriquement actifs dans les alliages de semi-conducteurs à grand gap B(AlGa)N et de leur rôle dans les propriétés de transport, la réalisation des contacts ohmiques et des contacts Schottky constitue une étape essentielle dans la réalisation des dispositifs à étudier. Pour les contacts ohmiques, nous avons déposé des couches de type *Ti/Al/Ti/Au* (15/200/15/200) par évaporation thermique. Des résistances spécifiques des contacts de l'ordre de $3 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$ ont été déterminées par les méthodes des TLM linéaires et confirmées par les TLM circulaires. Une modélisation théorique a été entreprise dans ce sens pour analyser les mesures expérimentales. Ensuite on a réalisé des diodes Schottky en déposant des contacts métalliques de Platine (Pt) d'épaisseur 150 nm. Des facteurs d'idéalité de 1.3 et une hauteur de barrière de 0.76 eV ont été obtenus et d'une manière reproductible. Une fois ces dispositifs réalisés, une étude des mécanismes de transport a été entreprise et nous a permis de mettre en évidence l'existence des effets tunnel direct et assisté par le champ, en plus de l'effet thermoionique classique. Ceci a été mis en évidence par des mesures de courant et de capacité en fonction de la température. Pour les photodétecteurs, nous avons réalisés les mêmes mesures de courant et de capacité à l'obscurité et sous illumination à des longueurs d'ondes adaptées. Ces mesures nous ont permis de comprendre les phénomènes de gain qu'on a observés sur ces échantillons et aussi de mettre en évidence des mécanismes thermiquement actifs, dont les énergies d'activation ont été déterminées par la technique de l'Arrhenius. L'étude des défauts électriquement actifs a été menée par la technique transitoire de capacité de niveaux profonds, la (DLTS). Cette technique a été récemment mise en œuvre au laboratoire et nous a permis d'effectuer des mesures sous différentes conditions incluant diverses polarisations de repos, différentes fréquences, et différentes hauteur et largeurs d'impulsion de polarisation. Un des résultats importants est la possibilité de caractérisation à la fois des pièges à majoritaires et des pièges à minoritaires en changeant simplement les conditions de polarisation et contrairement aux procédures habituelles où une excitation optique supplémentaire est souvent nécessaire pour augmenter la concentration des porteurs minoritaires. Il a ainsi été mis en évidence, en accord avec la plupart des résultats de la littérature, l'existence de 6 pièges à électrons, tous situés en dessous de 0.9 eV de la bande de conduction, de trois pièges à trous dans l'intervalle 0.6 - 0.7 eV au dessus de la bande de valence et un piège à trous distribué à l'interface. Une procédure rigoureuse de fit a été mise au point et a permis de confirmer nos résultats obtenus par la procédure classique de l'Arrhenius.

Mots clés : Photo-détecteur UV, Schottky, grand gap, Semi-conducteur, GaN, B(Al)GaN et DLTS

Abstract

Gallium nitride (GaN) and its ternary and quaternary alloys are attracting more and more interest in the scientific and industrial communities for their potential for use in high frequency electronic devices, for transistors with high electronic mobility, for UV photo-detection and new-generation solar cells. The outcome of these new components is still be seen to be limited in many areas, mainly due to the lack of control of electrical contacts implementation techniques. It is in this context that this thesis takes place.

Although the main objective of this thesis deals with the study of the electrically active defects in high band gap B(AlGa)N semiconductor alloys and their role in the transport properties, the production of ohmic and Schottky contacts is an essential step in the realization of the devices under study. For the ohmic contacts, we have deposited *Ti/Al/Ti/Au* (15/200/15/200) layers by thermal evaporation. Using the Transfer Length Method (TLM), we obtained specific contact resistances in the order of $3 \times 10^{-4} \Omega \text{cm}^2$. This result has been also confirmed by the Circular TLM. Besides, a theoretical modelling has been carried out to analyse the experimental measurements. Schottky diodes were then produced by depositing 150 nm platinum (Pt) metal contacts. An ideality factor of 1.3 and a barrier height of 0.76 eV were obtained. On the other hand, a study of transport mechanisms has been performed. It allowed us to demonstrate the existence of the direct tunnelling and the Thermionic Field Emission, in addition to the conventional thermionic effect. This result was underpinned by current and capacity measurements as a function of temperature.

For photodetectors, we performed the same measurements of current and capacity in darkness and under illumination at suitable wavelengths. These measurements allowed to understand the internal gain that was observed on the samples. Furthermore, they show the effect of the thermally-active mechanisms whose activation energies were determined by the Arrhenius technique.

The study of the electrically active defects was followed up by using the Deep-Level Transient Spectroscopy (DLTS) technique. This technique has recently been implemented in the laboratory. It allowed us to perform measurements under different conditions including various reverse bias, different frequencies, and different voltage pulse amplitudes and durations.

One of the important results is the possibility of characterizing both majority and minority traps by simply changing the polarization conditions, as opposed to the usual procedures where an additional optical excitation is often necessary to increase the concentration of the minority carriers. In accordance with most of the encountered literature results, we found 6 electron traps all located below 0.9 eV of the conduction band, 3 hole traps in the 0.6-0.7 eV range above the valence band and one hole trap distributed at the interface. A rigorous procedure was developed and confirmed our results obtained by the standard Arrhenius technique.

Keywords : UV photodetector, Schottky, wide band gap, Semiconductor and DLTS

Table des matières

Résumé	v
Abstract	vii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	vii
Introduction générale	1
1 Généralités sur les nitrures III-N	7
1.1 Introduction	7
1.2 Propriétés structurales du nitrure de gallium	8
1.2.1 Structure cristalline	8
1.2.2 Structure de bande	9
1.3 Caractéristiques principales du nitrure de gallium	10
1.3.1 Champ de claquage ou champ critique	10
1.3.2 Résistivité, conductivité électrique et thermique	11
1.4 Substrats pour la croissance de GaN	11
1.5 Défauts dans le GaN	12
1.5.1 Défauts ponctuels	13
1.5.2 Défauts étendus	13
1.6 Processus de génération - recombinaison à travers les défauts	14
1.6.1 Généralités	14
1.6.2 Mécanismes de recombinaison	14
1.6.2.1 Recombinaison multiphonons (Modèle Shockley-Read-Hall (SRH))	14
1.6.2.2 Recombinaison radiative	15
1.6.2.3 Recombinaison Auger	15
1.6.3 Émission et capture des porteurs de charges	15
1.7 Conclusion	21
2 Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN	25
2.1 Introduction	25
2.2 Diagramme des bandes d'énergie	25
2.3 Contact Ohmique	27
2.3.1 Cas où $\phi_m < \phi_S$ - contact ohmique	27
2.3.2 Optimisation des contacts ohmiques	28

Table des matières

2.3.2.1	Traitement de surface	28
2.3.2.2	Réalisation des dispositifs	29
2.3.2.3	Évaporation : protocole expérimental	29
2.3.2.4	recuit	31
2.3.3	Détermination de la résistance spécifique de contact	32
2.3.3.1	Résistance spécifique de contact	32
2.3.3.2	Méthode de longueur de transfert : Transfert Length Method	33
2.4	Contact Schottky	38
2.4.1	État de l'art	38
2.4.2	Cas où $\phi_m > \phi_S$ - contact Schottky	38
2.4.3	Phénomènes de transport de courant	39
2.4.3.1	Émission par dessus la barrière - Émission thermoïonique	40
2.4.3.2	Emission tunnel assistée par effet de champ et Emission tunnel	41
2.4.3.3	Emission tunnel	45
2.4.3.4	Recombinaison dans la zone de charge d'espace	46
2.5	Extraction des paramètres du contact Schottky	47
2.5.1	Caractérisation à partir des mesures de la capacité en fonction de la tension :	47
2.5.2	Caractérisation à partir des mesures du courant en fonction de la tension	48
2.6	Conclusion	49
3	Réalisation et caractérisations des structures $B_xGa_{(1-x)}N$	53
3.1	Introduction	53
3.2	Contact Ohmique sur $B_xGa_{(1-x)}N$	54
3.3	Résultats expérimentaux : mesures à température ambiante	56
3.3.1	Mesures de courant - tension I-V sur les diodes Schottky $B_xGa_{(1-x)}N$	56
3.3.2	Mesures de capacité - tension C-V sur les diodes Schottky $B_xGa_{(1-x)}N$	58
3.3.3	Mesures de courant sous illumination : sensibilité des photodétecteurs	59
3.4	Résultats expérimentaux : mesures à plusieurs températures	60
3.4.1	Mesures du courant à plusieurs températures	60
3.4.2	Évolution de ϕ_b et de n en fonction de la température	63
3.4.3	Variations du facteur d'idéalité en fonction de la tension- Densité d'états d'interface -	63
3.5	Méthode d'extraction des énergies d'activation à l'aide des mesures I-V-T	66
3.5.1	Mesures de courant en fonction de la température et de la tension	67
3.5.2	Modèle physique pour expliquer les comportements des défauts dans les mécanismes de transport	71
3.6	Conclusion	72
4	Spectroscopie transitoire des niveaux profonds : DLTS	75
4.1	Introduction	75
4.2	Principe de la DLTS	76
4.2.1	Effet de la tension de repos U_r :	78
4.2.2	Effet de la hauteur d'impulsion U_p :	78
4.2.2.1	Distinction entre pièges de volume et états d'interface :	78
4.2.2.2	Détermination de la densité d'états d'interface :	79

4.2.3	Effet de la largeur d'impulsion τ_p :	79
4.3	Dispositifs expérimentaux	80
4.3.1	DLTS Boxcar	80
4.3.2	Détection synchrone	82
4.4	Banc de mesure	83
4.5	Conclusion	84
5	Étude expérimentale des structures	87
5.1	État de l'art	87
5.2	Étude par spectroscopie DLTS	92
5.2.1	Étude en fonction de la tension de repos U_r	92
5.2.2	Étude en fonction de la fréquence	94
5.2.3	Étude en fonction de la hauteur d'impulsion U_p	95
5.2.4	Calcul de la distribution des états d'interface du piège BH_2 :	96
5.2.5	Étude en fonction de la largeur d'impulsion τ_p	97
5.3	Décomposition des pics	100
5.3.1	Description de l'algorithme d'optimisation utilisé :	100
5.3.1.1	Idée générale :	100
5.3.1.2	Calcul et optimisation	100
5.3.2	Analyse des spectres en utilisant l'algorithme d'optimisation :	101
5.4	Analyse des résultats obtenus :	103
5.5	Conclusion	104
	Conclusion générale	107
	Bibliographie	113
	Publications en rapport avec la thèse	115

Table des figures

1	Les différents types de photodétecteurs.	2
1.1	Illustrations des deux types de structures cristallographiques du nitrure de gallium : (a) würtzite, (b) zinc blende	9
1.2	Structures cristallines würtzite face-Ga [0001] et face-N [000 $\bar{1}$].	9
1.3	Structure de bande de Ga würtzite selon les lignes à haute symétrie dans la zone de Brillouin [1].	10
1.4	Champs critiques de différents matériaux semi-conducteurs pour une densité de dopage de $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, en fonction de leur gap (à 300 K) [2, 3].	10
1.5	Bande interdite et paramètre de maille des nitrures d'éléments III.	12
1.6	Processus de recombinaison SRH.	14
1.7	Processus de recombinaison radiative : (a) directe, (b) indirecte	15
1.8	Processus de recombinaison Auger : (a) directe, (b) indirecte.	15
1.9	Processus d'émission et de capture des électrons et des trous dans la bande interdite du semi-conducteur.	16
2.1	Contact métal-semiconducteur (a) corps isolés. (b) contact intime. (c) à l'équilibre séparés par une distance δ	26
2.2	diagramme de bande d'énergie intégrant l'effet image.	27
2.3	Diagramme énergétique d'une jonction métal/semi-conducteur de type n tel que $\phi_m < \phi_s$ à l'équilibre thermodynamique.	28
2.4	Masques réalisés à LMOPS.	29
2.5	Banc d'évaporation à effet de joule (Edwards 306) [4].	30
2.6	Exemple de motifs pour les mesures TLM	34
2.7	Courbe caractéristique $R_T(l_i)$ d'un motif TLM linéaire	34
2.8	Extraction graphique du paramètre L_T à partir des mesures TLM linéaires	36
2.9	Représentation des différents motifs de TLM circulaires réalisés par Reeves, Marlow and Das et Rechid and Heime	37
2.10	Schéma d'une structure CTLM	37
2.11	Courbe représentant la résistance mesurée en fonction de "d"	37
2.12	Diagramme énergétique d'une jonction métal/semi-conducteur de type n tel que $\phi_m > \phi_s$ à l'équilibre thermodynamique.	38
2.13	Diagramme énergétique d'un contact Schottky (a) en polarisation direct, (b) en polarisation inverse.	39
2.14	Représentation simplifiée des principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact Schottky sous polarisation directe.	40

Table des figures

2.15	contact (a) M/Sc - E.T (b) M/Sc - E.T.A - E.C	42
2.16	diagramme de bande d'énergie intégrant l'approximation WKB.	43
3.1	Vue de dessous et vue en coupe des structures monocouches de B GaN réalisées sur des substrats de GaN et d'AlN.	53
3.2	Exemple de mesures (I - V) des échantillons B GaN pour différentes concentrations de bore	55
3.3	Mesure de la résistance totale entre deux contacts espacés par la distance l dans le B GaN avec une concentration de 0.48%	55
3.4	Les caractéristiques de courant-tension (I-V) pour les photodétecteurs Schottky $B_xGa_{(1-x)}N$.	57
3.5	C-V et $1/C^2$ -V dans des structures de diodes Schottky (a) GaN 0%. (b) GaN 0.48%. (c) GaN 0.7%	58
3.6	Courant à l'obscurité et sous illumination pour l'échantillon B GaN à 0% de bore à 300k .	59
3.7	Caractéristique de la sensibilité en fonction de la tension des photo-détecteurs Schottky à base de B GaN à température ambiante.	61
3.8	Densité de courant en fonction de V et pour différentes températures pour la structure B GaN 0%.	62
3.9	Densité de courant sous illumination en fonction de V et pour différentes températures pour la structure B GaN 0%.	62
3.10	Variations de la hauteur de barrière déduite des mesures de courant en fonction de la température pour les deux échantillons.	63
3.11	Variations du facteur d'idéalité, n, en fonction de la température pour les différents échantillons.	64
3.12	Les valeurs du facteur d'idéalité des diodes Schottky GaN 0% en fonction de la tension déduite des mesures I-V	65
3.13	Répartition de la densité des états d'interface sous le bord de la bande de conduction dans les structures étudiées.	66
3.14	Exemple de mesure de la sensibilité en fonction de la température pour le B GaN 0%. . .	67
3.15	Tracé d'Arrhenius du courant d'obscurité, I_d , normalisé à sa valeur maximale, par rapport à $1000/T$	68
3.16	Tracé d'Arrhenius du $\Delta\phi$, normalisé à sa valeur maximale, par rapport à $1000/T$	69
3.17	Tracé d'Arrhenius du courant sous illumination, I_{ill} , normalisé à sa valeur maximale, par rapport à $1000/T$	69
3.18	Tracé d'Arrhenius du quenching en fonction de $1000/T$	70
3.19	Croquis des niveaux déterminés pour chaque échantillon avec différentes concentrations de bore	70
3.20	Mécanismes de piègeage et dépiégeage des porteurs pour une structure Schottky polarisée en sens inverse	71
3.21	Une illustration graphique des courants pouvant exister dans la structure sous illumination	72
4.1	Variation de la largeur de la zone de déplétion et de la capacité après l'application d'une polarisation inverse et un pulse de remplissage pour des défauts à porteurs majoritaires (électrons) dans le cas d'un semi-conducteur type (n).	77
4.2	Variation de la ZCE en appliquant une polarisation inverse (a) Diode Schottky polarisée en inverse, (b) changement de polarisation afin de remplir les pièges et (c) retour à l'état initial, les pièges se vident.	78
4.3	Principe de la méthode boxcar DLTS.	81

4.4	Diagramme schématisant les différents spectres DLTS pour différents taux d'émission (a) et le diagramme d'Arrhenius obtenu (b)	82
4.5	Diagramme d'interconnexions du système DLS-83D	84
5.1	Spectres DLTS d'une diode Schottky pour différentes tension inverse U_r	92
5.2	Diagramme de bande d'une structure d'une diode Schottky polarisée en inverse montrant la variation de la hauteur de barrière effective pour les électrons et les trous pour deux tensions de polarisation inverses différentes.	93
5.3	Évolution de la position des pics en fonction de la fréquence (a) $U_r = -0.75V$. (b) $U_r = -2V$	94
5.4	Calcul de loi d'Arrhenius pour les différents pièges à électrons et à trous (a) $U_r = -0.75V$. (b) $U_r = -2V$	95
5.5	Spectres DLTS mesurés pour plusieurs hauteurs d'impulsions et à $U_r = -0.75V$ (a) et à $U_r = -2V$ (b).	96
5.6	Distribution de la densité des états d'interface.	97
5.7	Spectres DLTS à τ_p variables (a) pics positives entre $9 \mu s$ et $200 \mu s$. (b) pics positives entre $200 \mu s$ et $2 ms$. (c) pics négatives entre $9 \mu s$ et $200 \mu s$	98
5.8	tracé de $\ln(1 - \frac{\Delta C}{\Delta C_\infty})$ par rapport à la durée d'impulsion pour $U_r = -0.75V$, $U_p = 2.2V$, $f = 23Hz$ (E_1, E_2, BE_1, BE_2) et $U_r = -2V$, $f = 23Hz$ (BH_1).	99
5.9	Décomposition des pièges pour (a) larges pics BE_1 et BE_2 en deux pièges à électron, E_3, E_4, E_5 et E_6 , (b) large pic BH_1 en trois pièges à trou H_1, H_2 and H_3	101
5.10	Exemple de calcul de la loi d'Arrhenius pour les différents pièges à électrons et à trous.	103

Liste des tableaux

1.1	Les propriétés des matériaux à grand gap	7
1.2	Principaux paramètres des différents substrats utilisés pour la croissance du GaN	12
2.1	Quelques exemples de valeurs de courant et de tension	30
2.2	Quelques points repères lors de l'évaporation de l'aluminium	31
2.3	Valeurs typiques pour l'évaporation Au	31
3.1	Les échantillons des structures monocouches de B GaN avec différentes concentrations de bore	54
3.2	Valeurs de la résistance de couche R_{SH} et de la résistance spécifique de contact ρ_c dans le B GaN pour différentes concentrations de bore	56
3.3	Résistance série, facteur d'idéalité et hauteur de barrière apparente déduits des mesures de courant à température ambiante	56
3.4	Hauteur de barrière et concentration des porteurs déduites des mesures C-V	59
5.1	Les pièges à électrons les plus trouvés dans n-GaN dopés ou non intentionnellement dopés. Les énergies sont données en eV et la section efficace de capture en 10^{-15}cm^2	88
5.2	Les pièges à trous les plus trouvés dans n-GaN dopés ou non intentionnellement dopés. Les énergies sont données en eV et la section efficace de capture en 10^{-15}cm^2	90
5.3	Énergies d'activation E_a , section efficace de capture σ_a , des différents pièges obtenus par loi d'Arrhenius.	95
5.4	Énergies d'activation E_a , section efficace de capture σ_a , des différents pièges obtenus par l'algorithme d'optimisation.	102
5.5	Énergies d'activation E_a , section efficace de capture σ et la densité N_T , des différents pièges de nos structures. BH_2 est le piège d'interface avec $N_{ss}=9\times 10^{14}\text{cm}^{-2}\text{eV}^{-1}$	104

Introduction générale

Le nitrure de gallium (GaN) et ses alliages à base d'indium et de bore sont devenus au cours des dernières années les semi-conducteurs phares de l'optoélectronique, en particulier dans la gamme des courtes longueurs d'ondes allant du visible jusqu'à l'ultraviolet. Ils sont aussi très utilisés pour fabriquer des transistors à haute mobilité électronique (HEMT, AlGaIn/GaN). D'autre part, les alliages ternaires InGaIn ont fait une énorme percée dans le domaine des cellules solaires multijonctions et la réalisation de LED. Récemment, l'incorporation du bore dans les alliages B GaN, qui permet de varier voire d'ajuster la résistivité électrique du matériau, a permis la réalisation de photodétecteurs UV très performants. Les mécanismes à l'origine de ces performances ne sont pas simples et nécessitent une étude approfondie des phénomènes de transport dans ces structures. C'est l'objet de notre travail qui s'intitule "Étude des défauts dans les alliages de semi-conducteurs à grand gap B(Al)GaN et de leur rôle dans les propriétés de transport : Application aux Photo-détecteurs UV".

La détection UV est utilisée dans nombre d'applications couvrant différents domaines. On peut citer par exemple la détection d'agents biologiques, la surveillance d'ozone, la détection de flammes, l'alerte au feu, la purification de l'eau, etc... De tels détecteurs doivent respecter certaines contraintes comme un fonctionnement à haute température, une grande sensibilité, un temps de réponse rapide, un faible coût ainsi qu'un faible courant d'obscurité. L'une des solutions techniques les plus intéressantes et les plus flexibles pour ces applications est l'utilisation de semi-conducteurs à large bande interdite, tels que les matériaux III-N de type GaN. Différentes structures (Figure 1, telles que photoconducteurs, p-i-n, diode Schottky et métal/semi-conducteur/métal (MSM), peuvent être utilisées pour la réalisation de ces photo-détecteurs. Récemment, il a été montré que ces structures peuvent présenter un gain interne, provenant d'un phénomène de piégeage de trous par des pièges qui sont plus ou moins proches de l'interface, lors de l'éclairement du composant, ce qui provoque une diminution de la hauteur de barrière Schottky, donnant lieu à l'apparition d'un photo-courant secondaire.

Ce gain interne est d'autant plus grand que l'abaissement de la barrière de Schottky sous éclairement et le courant d'obscurité sont grands. Un courant d'obscurité important étant un inconvénient, il s'agit de trouver le meilleur compromis entre ces deux paramètres. Pour atteindre ce but nous proposons l'utilisation de l'alliage B GaN. En effet, l'incorporation du B dans le GaN permet de contrôler la résistivité de la couche active et donc d'ajuster le courant d'obscurité. Les structures étudiées ont été caractérisées par des mesures de I-V.

Ce travail porte sur la caractérisation de nouveaux matériaux à base d'alliages III-N et la mise en oeuvre de procédés de réalisation des contacts ohmiques et Schottky sur des composants III-N. Le matériau de base est le Nitrure de Gallium (GaN) qui est un semi-conducteur à large bande interdite, ses propriétés

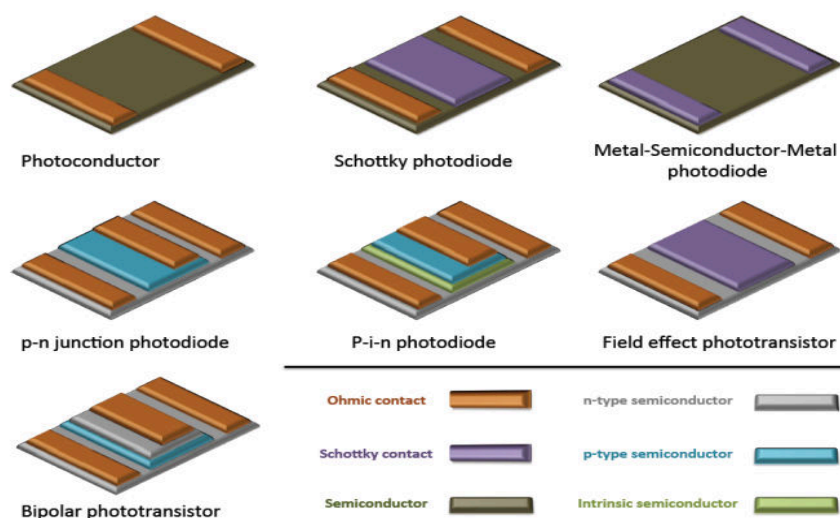


FIGURE 1 – Les différents types de photodétecteurs.

physiques mènent à plusieurs utilisations en optoélectronique et dans les dispositifs de grande puissance. Pour l'obtention d'un contact ohmique efficace, il faut avant tout passer par la maîtrise des différentes étapes technologiques comme : le traitement thermique, la lithographie et aussi par le masque du motif des contacts, dimensions... La première étape concerne la maîtrise des contacts métalliques, qui est délicate dans le cas des semi-conducteurs à grand gap où il faut prendre en considération les prétraitements de surface, l'évaporation des couches ainsi que les procédés de recuit. Les matériaux semi-conducteurs à large bande interdite possèdent des propriétés physiques intéressantes, néanmoins, les propriétés d'interface entre le métal et le semi-conducteur sont très particulières, surtout dans le cas d'un contact ohmique d'un GaN dopé p. Pour réaliser ce contact, il faut trouver un métal tel que le travail de sortie soit supérieur à la somme du gap et de l'affinité électronique du GaN (4.1eV).

Ce document est détaillé en cinq chapitres destinés à la maîtrise des contacts ohmiques et Schottky et puis à étudier les défauts électriquement actifs.

Le premier chapitre est dédié à la présentation des propriétés physiques et électroniques fondamentales du nitrure de gallium III-N, tout en décrivant les différents substrats de croissance du GaN.

Dans le deuxième chapitre, on décrit tout ce qui concerne l'étude et la caractérisation des contacts métal/semi-conducteurs, l'optimisation des contacts ohmiques et Schottky et le traitement de surface, l'étape de l'évaporation et enfin le recuit.

Dans le troisième chapitre on décrit les différents résultats expérimentaux obtenus à travers les mesures I-V et C-V à température ambiante. On réalise aussi des mesures en fonction de la température pour analyser les mécanismes activés thermiquement, afin d'en déduire les différentes valeurs d'énergies d'activation.

Le quatrième chapitre présente les technologies et méthodologies de caractérisation électrique utilisées dans le cadre de cette thèse pour analyser les défauts électriquement actifs : la Spectroscopie transitoire de capacité des centres profonds (Deep Level Transient Spectroscopy).

Dans le cinquième et dernier chapitre, nous présentons les résultats de la caractérisation des structures. En effet, une analyse des principaux paramètres caractéristiques des composants y est présentée. Nous présentons aussi une nouvelle technique de détermination des paramètres des porteurs minoritaires en utilisant la DLTS. Et enfin nous allons détaillé la procédure d'optimisation qui nous a permis de confirmer nos résultats obtenus par la procédure classique de l'Arrhenius.

Généralités sur les nitrures III-N

1 Généralités sur les nitrures III-N

1.1 Introduction

Les propriétés des semi-conducteurs nitrures du groupe III, qui englobent une gamme de matériaux tels que le nitrure de gallium, le nitrure d'aluminium et le nitrure d'indium en font des matériaux intéressants pour plusieurs applications. En effet, ce sont des semi-conducteurs présentant une large gamme d'énergie de bande interdite, allant de 0.7 à 6.2 eV, correspondant à un large domaine spectral, 200 à 1800 nm. Ces propriétés physiques permettent plusieurs utilisations en optoélectronique, dans les composants d'électronique de puissance, les diodes électroluminescentes, les diodes lasers et les photodétecteurs [3, 5, 6, 7]. En outre, le nitrure de Gallium (GaN) et son alliage $Ga_xIn_{(1-x)}N$ ont récemment intégré le domaine des énergies renouvelables, en particulier, la fabrication de cellules solaires [8, 9, 10]. D'autres propriétés intéressantes de ces matériaux sont le champ de claquage élevé, la mobilité électronique élevée et une conductivité thermique élevée. Ces propriétés favorisent d'autres applications haute fréquence et haute puissance tels que les transistors de puissance [3, 11], les transistors à haute mobilité d'électrons (HEMT) [12] et les commutateurs de puissance d'hyperfréquences [3]. Le tableau 1.1 rappelle quelques paramètres de base de plusieurs semi-conducteurs usuels.

	Si	GaAs	GaN	AlN	Diamant
Bande interdite E_g (eV)	1.12	1.4	3.39	6.2	5.6
Mobilité des électrons μ_n ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	1450	8500	2000	300	≤ 2200
Mobilité des trous μ_p ($cm^2.V^{-1}.s^{-1}$)	450	400	350		380
Concentration intrinsèque n_i (cm^{-3})	1.5×10^{10}	1.5×10^{16}	1.9×10^{-10}		1.6×10^{-27}
Champ électrique critique E_c ($V.cm^{-1}$)	3×10^5	4×10^4	5×10^6		1×10^7
Vitesse de saturation V_{sat} ($cm.s^{-1}$)	1×10^7	2×10^7	2.5×10^7	2.1×10^7	3×10^7
Champ de claquage ($10^5 V/cm$)	3	5	50	18	200
Constante diélectrique	11.8	12.8	9	8.7	5.5
Conductivité thermique ($W.cm^{-1}.K^{-1}$)	1.5	0.5	> 1.5	< 2.85	20

Tableau 1.1 – Les propriétés des matériaux à grand gap

Chapitre 1. Généralités sur les nitrures III-N

Les matériaux III-N ont fait l'objet de plusieurs recherches approfondies. Leur découverte a été initiée en 1907 lorsque Fichter et al. [13] qui ont synthétisé avec succès les matériaux AlN et InN [14], suivis par la synthèse réussie du matériau GaN dans les années 1930 par Johnson et al. Et Juza et al. [15, 16]. Au début, ces matériaux ne suscitaient pas beaucoup d'intérêt ; Ils ont été fabriqués à partir de matériaux polycristallins et n'étaient pas utiles pour les semi-conducteurs, jusqu'à ce que Maruska et Titjen ont démontré qu'on peut faire croître le GaN sur le saphir en utilisant le dépôt chimique en phase vapeur en 1969 [17]. Depuis, les nitrures du groupe III : AlN, GaN et InN, sont devenus un trio important et ont suscité beaucoup d'intérêt. Cette aptitude à former des alliages est essentielle pour produire des longueurs d'ondes spécifiques pour les émetteurs, et pour réaliser des hétéro-jonctions avec des barrières de potentiel ajustables.

Une question importante est la performance des dispositifs à base de ces semi-conducteurs qui est fortement affectée par des défauts dans le cristal. Dans le cas idéal, nous aimerions faire croître des cristaux parfaits sans défauts. Malheureusement ceci est impossible, les défauts existent toujours et ils auront une influence sur les performances des dispositifs. Pour résoudre ce problème, la compréhension de l'origine et des propriétés de ces défauts est nécessaire. Ceci nous permettra de comprendre le fonctionnement des dispositifs et essayer d'agir afin d'optimiser et d'améliorer leurs performances. Les défauts dépendent souvent de la technique de croissance. Il existe beaucoup d'études sur les défauts de GaN déposés par différents techniques telles que l'épitaxie en phase vapeur aux organométalliques MOCVD (MetalOrganic Chemical Vapor Deposition) [18, 19], épitaxie par jet moléculaires MBE (Molecular Beam Epitaxy) [20] et l'épitaxie en phase hybride HVPE (Hydride Vapour Phase Epitaxy). Ces défauts viennent du processus de croissance, mais ils peuvent également provenir de l'environnement de travail. En effet, de nombreux dispositifs sont largement utilisés dans un environnement radioactif tel que dans les centrales nucléaires et dans l'espace.

1.2 Propriétés structurales du nitrure de gallium

1.2.1 Structure cristalline

Le nitrure de gallium peut s'organiser sous deux formes cristallines : la structure cubique zinc blende (ZnS) et la structure hexagonal würtzite. La figure 1.1 illustre les deux types de structures, l'arrangement cristallographique est lié aux conditions de croissance et à la nature du substrat.

Dans la structure zinc blende, les atomes d'azotes forment un empilement cubique faces centrées dans lequel les atomes de gallium occupent la moitié des sites tétraédriques. Cette structure est caractérisée par le paramètre de maille « a » qui pourra être obtenu facilement sur des substrats tels que SiC, Si, l'oxyde de magnésium (MgO) et l'AsGa. Dans la structure würtzite, les atomes d'azotes forment un empilement hexagonal compact faces centrées dans lequel les atomes de gallium occupent la moitié des sites tétraédriques. Le GaN würtzite est noté h-GaN ou α -GaN, le GaN cubique est noté c-GaN ou β -GaN. La forte ionicité des liaisons III-N fait que la phase würtzite est la plus stable du point de vue de la thermodynamique.

Le manque de symétrie dans la structure fait que la phase hexagonale de GaN peut avoir deux faces différentes (la face Ga et la face N) qui correspondent respectivement aux directions 0001 et 000 $\bar{1}$, illustrée dans la figure 1.2.

1.2. Propriétés structurales du nitrure de gallium

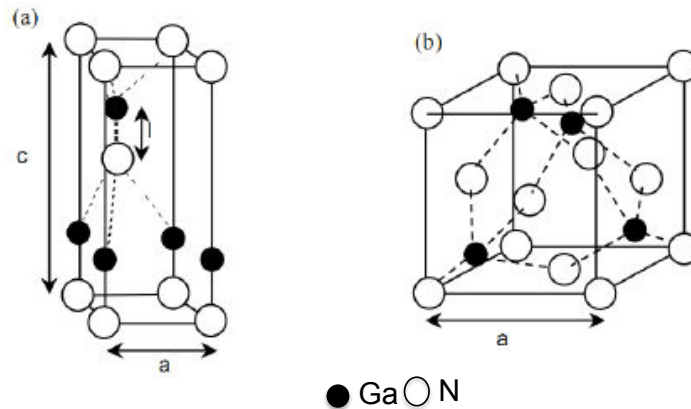


FIGURE 1.1 – Illustrations des deux types de structures cristallographiques du nitrure de gallium : (a) wurtzite, (b) zinc blende

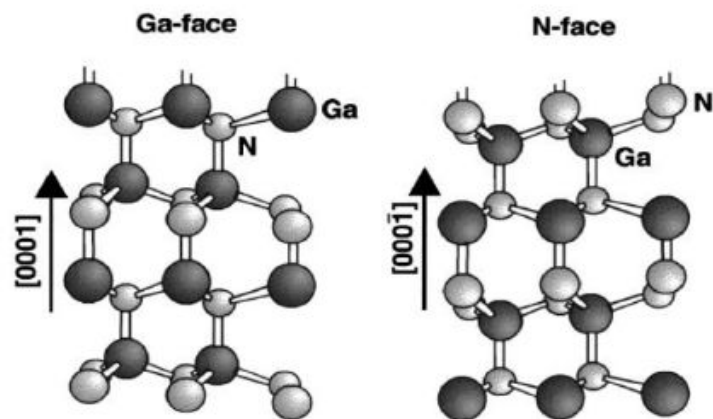


FIGURE 1.2 – Structures cristallines wurtzite face-Ga [0001] et face-N [000 $\bar{1}$].

1.2.2 Structure de bande

La figure 1.3 représente le diagramme de bandes du GaN wurtzite suivant des lignes de haute symétrie de la zone irréductible de Brillouin calculé par la méthode du pseudopotentiel empirique [1]. Ce diagramme montre la nature de gap direct du GaN wurtzite. Le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés au centre de la zone de Brillouin. A 300K, la largeur du gap généralement autour de 3.4 eV.

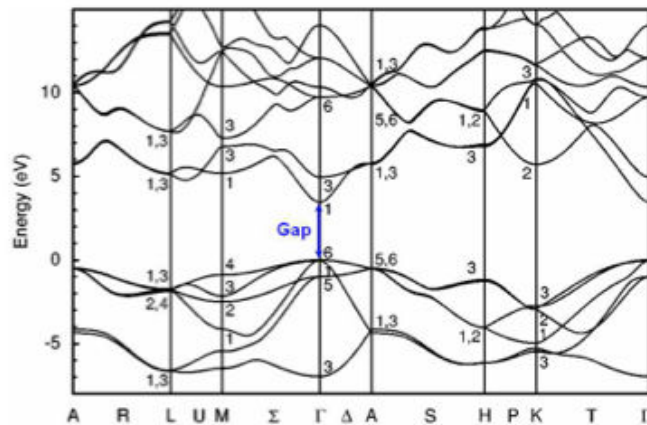


FIGURE 1.3 – Structure de bande de Ga würtzite selon les lignes à haute symétrie dans la zone de Brillouin [1].

1.3 Caractéristiques principales du nitrure de gallium

1.3.1 Champ de claquage ou champ critique

La valeur de la tension maximale que peut supporter le composant définit le champ de claquage, l'importance des matériaux à grand gap c'est qu'ils ont un champ de claquage très élevé. Ce paramètre est l'un des plus importants paramètres au niveau de performances en puissance d'un transistor. Il donne la tension maximale de fonctionnement d'un composant. Afin de réaliser des transistors de petites dimensions le champ critique doit être élevé. Si le champ critique est élevé, le composant aura une transconductance élevée, un meilleur rendement et aussi un meilleur gain en puissance [21]. La valeur du champ de claquage théorique du GaN est mise en regard de celui d'autres semi-conducteurs dans la figure 1.4 :

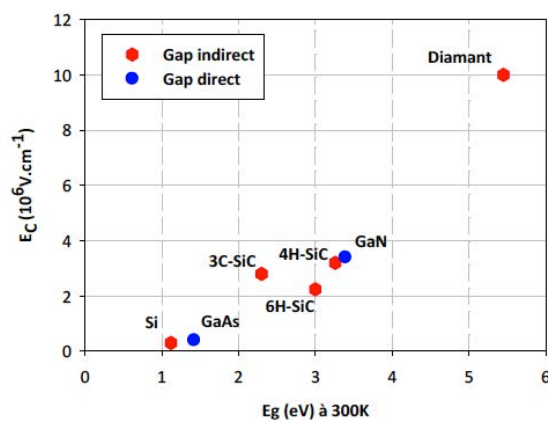


FIGURE 1.4 – Champs critiques de différents matériaux semi-conducteurs pour une densité de dopage de $1 \times 10^{16} \text{cm}^{-3}$, en fonction de leur gap (à 300 K) [2, 3].

1.4. Substrats pour la croissance de GaN

Les matériaux à large bande interdite possèdent un champ de claquage supérieur à celui des autres matériaux comme le Si ou le GaAs. Le champ électrique critique du diamant (environ 10 MV.cm^{-1} 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^{-1} à 300 K soit 11 fois plus élevé que le champ critique du Si.

1.3.2 Résistivité, conductivité électrique et thermique

La résistivité est une propriété qui décrit le comportement du matériau par rapport au courant, une faible résistivité autorise des courants importants. On définit la résistivité d'un matériau par la formule suivant : $\rho = 1/\sigma$ avec σ : la conductivité électrique, s'écrit sous la forme :

$$\sigma = q(n\mu_n + p\mu_p) \quad (1.1)$$

Avec μ_n la mobilité des électrons et μ_p la mobilité des trous. n et p sont les concentrations des électrons et des trous, q étant la charge électronique.

La conductivité électrique est liée à la conductivité thermique par la relation :

$$K = L.T.\sigma$$

où : K est la conductivité thermique en (W/cm.K) , L est le nombre de Lorentz ($2.45 \times 10^{-8} \text{ W.}\Omega/\text{K}^2$), T la température en Kelvin et σ la conductivité électrique en S/cm . Cela signifie que si on a une conductivité électrique importante on obtient aussi une conductivité thermique importante. Ce qui traduit la capacité du matériau à dissiper la chaleur. Pour les applications de puissance, il est préférable d'avoir une forte conductivité thermique.

1.4 Substrats pour la croissance de GaN

La réalisation de substrat GaN est délicate, c'est pour cela un des défis pour la croissance du GaN est de trouver un substrat présentant le plus faible désaccord de maille avec le nitrure de gallium. Les substrats actuellement utilisés sont le carbure de silicium (SiC), le silicium (Si) et surtout le saphir (Al_2O_3). Ce dernier est utilisé par l'industrie optoélectronique depuis les années 90. Ce substrat offre l'avantage d'être disponible en quantité, à coût relativement raisonnable, stable à très haute température et transparent sur l'ensemble du spectre visible. Il représente un désaccord de maille de près de 16% avec le GaN (30% au départ, réduit à 16% lors de la croissance grâce à une rotation de maille de 30° par rapport au saphir) [22]. Néanmoins, il présente des inconvénients tels qu'un coefficient de dilatation thermique assez éloigné de celui du GaN ($7,5 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour le saphir contre $5,59 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour le GaN), ainsi qu'une basse conductivité thermique ce qui fait que le saphir se comporte comme un isolant thermique lors d'une utilisation pour les fortes puissances. Le silicium est aussi un très bon candidat, de par son faible coût, sa disponibilité ainsi qu'une meilleure conductivité thermique. Cependant, la limitation en température et son fort désaccord de maille avec le GaN rend la croissance très complexe et limite la croissance du GaN à de faibles épaisseurs (Figure 1.5).

La figure 1.5 présente, les valeurs d'énergie de bande interdite ainsi que les paramètres de maille des

Chapitre 1. Généralités sur les nitrures III-N

principaux nitrures d'élément III, notamment du GaN, de l'AlN et de l'InN.

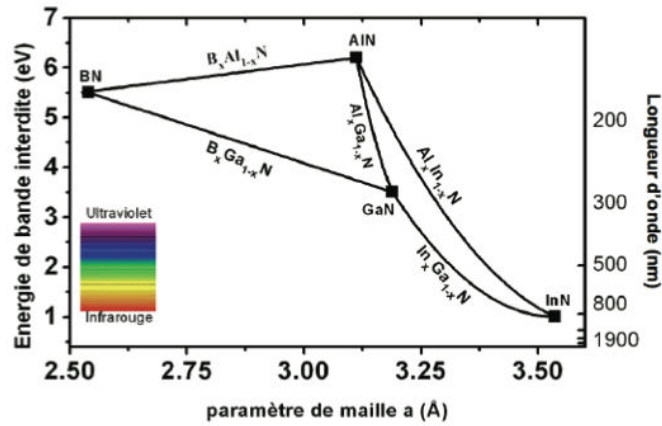


FIGURE 1.5 – Bande interdite et paramètre de maille des nitrures d'éléments III.

De manière générale, la réalisation de GaN par hétéro-épitaxie nécessite l'ajout d'une couche tampon entre le substrat et le GaN, et ceci afin d'absorber au maximum le désaccord de maille entre les réseaux cristallins. Le tableau 1.2 résume les caractéristiques des substrats usuels pour GaN ; ces derniers sont choisis en rapport avec les paramètres du GaN.

Substrats	Al ₂ O ₃	SiC	Si
Gap (eV)	8.8	3.3/3.0	1.12
Constante diélectrique relative	8.6	9.7	11.8
Conductivité thermique (W/K.cm)	0.5	4.9	1.5
Température de fusion (°C)	2030	2500	1410
Désaccord de maille avec GaN (%)	16	3.5	-17
Désaccord de coefficient d'expansion thermique (%)	-35	25	54

Tableau 1.2 – Principaux paramètres des différents substrats utilisés pour la croissance du GaN

1.5 Défauts dans le GaN

Les défauts structuraux dans les nitrures sont généralement en grande densité dans les couches déposées. Ils limitent donc les performances des composants et donc leur développement industriel. C'est pourquoi ils ont été activement étudiés depuis les années 1990.

Il existe plusieurs types de défauts dans un cristal. On peut les classer en deux catégories, les défauts ponctuels et les défauts étendus.

1.5.1 Défauts ponctuels

- Les lacunes (site atomique inoccupé, lacunes de gallium V_{Ga} ou lacunes d'azote V_N dans GaN). Celles-ci apparaissent lorsque les conditions expérimentales défavorisent la concentration de l'un ou de l'autre des éléments dans l'enceinte de dépôt. Ces vides dans la structure cristalline vont générer ce que l'on appelle un dopage résiduel. Ces niveaux sont plus ou moins profonds comme ont pu le montrer des études utilisant des calculs ab initio [23, 24] (0.8 eV en dessous de la bande de conduction pour les lacunes d'azote et 0.3 eV au dessus de la bande de valence pour celles de gallium);
- Les anti-sites (un atome occupe le site d'un autre atome, par exemple, un atome d'azote à la place d'un gallium N_{Ga} , ou un atome de gallium à la place d'un atome d'azote);
- Les impuretés par substitution (un atome étranger occupe un site atomique, par exemple, un atome de carbone dans un site de gallium C_{Ga}) qui peuvent venir des précurseurs ou du gaz porteur insuffisamment purs pour la croissance, du bâti, d'une oxydation ou d'un mauvais nettoyage de la surface du substrat, d'une diffusion d'atomes du substrat vers la couche déposée, etc.;
- Les défauts interstitiels (un atome du matériau ou une impureté qui occupe un site interstitiel, par exemple, un atome d'azote dans un site interstitiel, N_{int});

1.5.2 Défauts étendus

Le désaccord de maille entre substrat et couche épitaxiée étant très important, l'épaisseur critique d'épitaxie est atteinte dès les premières couches déposées. Les contraintes se relaxent alors pendant le processus de croissance, donnant naissance à des dislocations ou à des fautes d'empilement. De plus, la différence de coefficients de dilatation thermique entre substrat et couche épitaxiée provoque la propagation de ces dislocations, voire la création de dislocations, à la fin du processus de croissance [25].

- Les dislocations (discontinuité dans la structure cristalline) proviennent généralement de la relaxation du matériau;
- Les défauts d'empilement (la séquence d'empilement des atomes n'est plus respectée), ces défauts correspondent à une erreur dans la séquence d'empilement des atomes dans le matériau. L'erreur est ensuite conservée et répercutée sur les couches suivantes..
- Les inclusions (précipité ou changement de phase cristalline dans une zone du réseau).
- Les joints de grain (frontière entre deux cristaux possédant des orientations différentes). Ce type de défaut est très peu probable dans les couches déposées par épitaxie.

1.6 Processus de génération - recombinaison à travers les défauts

1.6.1 Généralités

En général, le mécanisme de piégeage consiste en la capture d'électrons par des défauts présents dans la structure cristalline du semi-conducteur, qui correspond à un niveau énergétique dans la bande interdite. De ce fait, les électrons capturés réduisent la densité de porteurs dans le canal de conduction, donc limitent directement le courant. De plus, ce phénomène influence directement les performances du dispositif avec généralement une saturation de la puissance de sortie et une diminution du rendement. On distingue deux types de pièges : les donneurs et les accepteurs. Un piège de type donneur peut être soit positif soit neutre, signifiant la possibilité de capture ou d'émission d'électron. Un piège de type accepteur peut être soit négatif soit neutre, signifiant la possibilité d'émission ou de capture d'électron.

1.6.2 Mécanismes de recombinaison

Nous présentons dans ce paragraphe les trois mécanismes les plus courants pour la recombinaison de porteurs excédentaires [26] :

1.6.2.1 Recombinaison multiphonons (Modèle Shockley-Read-Hall (SRH))

Ce processus de recombinaison est indirect (Figure 1.6). En effet, il se produit par l'intermédiaire de niveaux profonds E_t situés dans la bande interdite et s'accompagne de vibrations de réseau (émission de phonons)

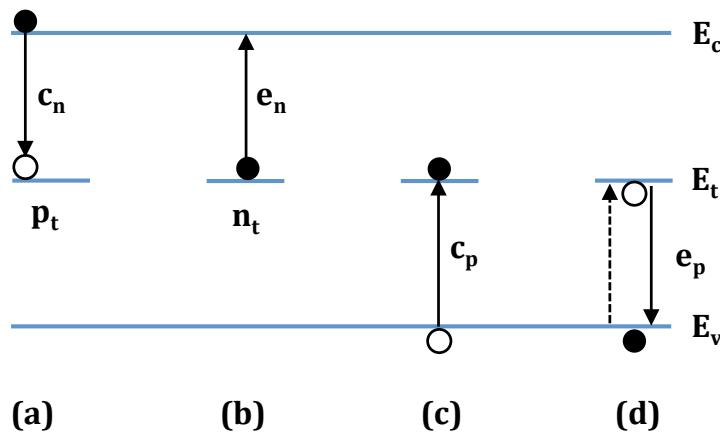


FIGURE 1.6 – Processus de recombinaison SRH.

1.6. Processus de génération - recombinaison à travers les défauts

1.6.2.2 Recombinaison radiative

C'est une transition d'un électron de la bande de conduction à la bande de valence accompagnée de l'émission d'un photon (Figure 1.7-(a)). La recombinaison radiative peut aussi se produire par l'intermédiaire de niveaux profonds (Figure 1.7-(b)).

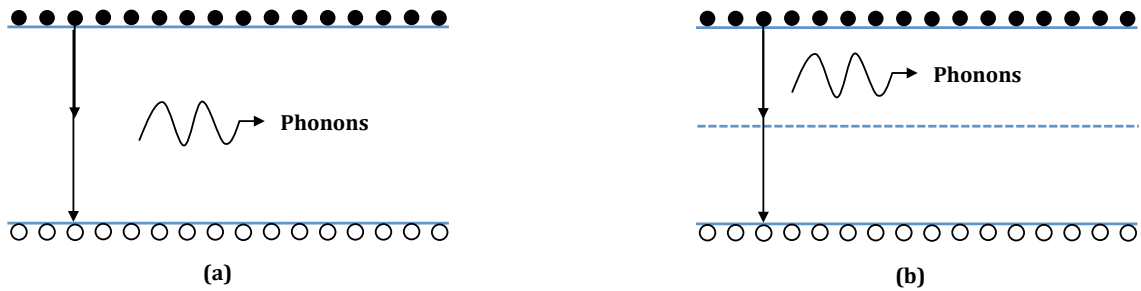


FIGURE 1.7 – Processus de recombinaison radiative : (a) directe, (b) indirecte

1.6.2.3 Recombinaison Auger

Dans ce mécanisme un électron se recombine avec un trou de la bande de valence et l'énergie dissipée est gagnée par un troisième porteur. La recombinaison Auger peut être directe (Figure 1.8-(a)) ou indirecte (Figure 1.8-(b)). La recombinaison Auger indirecte peut se produire lorsque le semi-conducteur est fortement dopé.

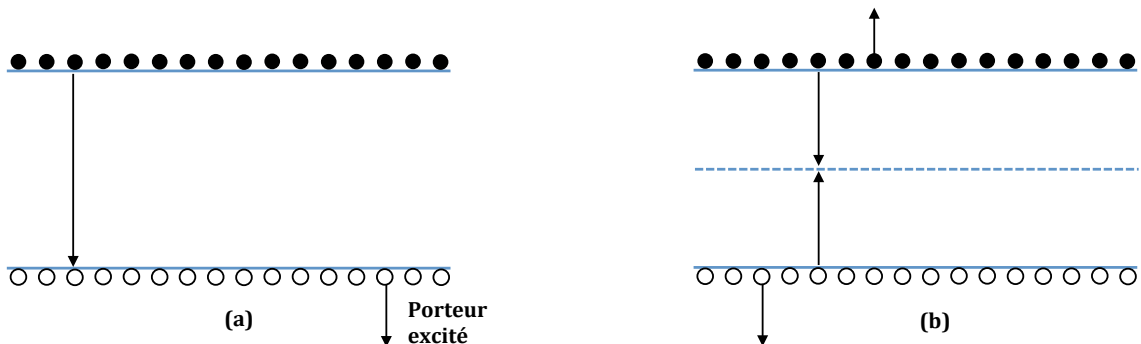


FIGURE 1.8 – Processus de recombinaison Auger : (a) directe, (b) indirecte.

1.6.3 Émission et capture des porteurs de charges

Le processus d'émission et de capture de porteurs de charge peut être décrit par les statistiques Shockley-Read-Hall [27]. Lorsque la périodicité du semiconducteur est perturbée par des atomes étrangers ou des défauts du cristal, des niveaux d'énergie discrets apparaissent dans le gap (Figure 1.9). De tels

Chapitre 1. Généralités sur les nitrures III-N

défauts se comportent comme des centres de recombinaison dans le cas d'un excès de porteurs dans le semiconducteur et comme centres de génération dans le cas d'un déficit de porteurs. Considérons le cas d'un niveau d'impureté d'énergie E_t et de densité N_t uniformément distribué dans le semi-conducteur. Lorsque le centre E_t , caractérisé par le coefficient de capture des électrons libres c_n , capture un électron de bande de conduction (Figure 1.9- processus (a)) deux événements sont possibles. L'électron est réémis dans la bande de conduction, c'est le processus d'émission caractérisé par la vitesse d'émission des électrons libres e_n (Figure 1.9- processus (b)) ou bien la capture d'un trou de la bande de valence, ce processus sera caractérisé par un coefficient de capture c_p (Figure 1.9- processus (c)). A la fin de ces deux événements le centre se trouve occupé par un trou et de nouveau deux cas se présentent, ou bien il va capturer de nouveau un électron de la bande de conduction (Figure 1.9- processus (a)) ou bien émettre un trou vers la bande de valence (Figure 1.9- processus (d)). Ce processus est caractérisé par sa vitesse d'émission de trous e_p .

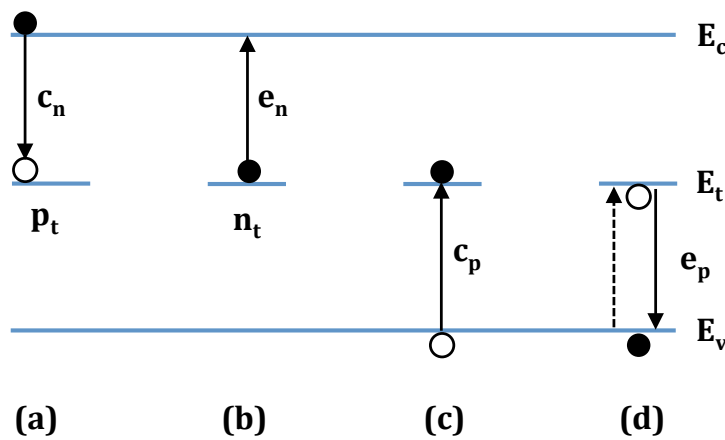


FIGURE 1.9 – Processus d'émission et de capture des électrons et des trous dans la bande interdite du semi-conducteur.

Les termes de C_n et le C_p sont les coefficients de capture défini par :

$$C_{n,p} = \sigma_{n,p} \langle v_{th} \rangle \quad (1.2)$$

où v_{th} est la vitesse thermique des électrons ou des trous, $\sigma_{n,p}$ est la section efficace de capture. En combinant les quatre processus de capture et d'émission, nous pouvons comprendre certains cas spécifiques importants. Une recombinaison se produit lorsqu'on assiste à l'événement (a) suivi de (c), la génération apparaît lorsque le processus (b) se produit suivi par le procédé (d). Un troisième cas qui n'est ni génération ni recombinaison, est le piégeage, il se produit lorsque la capture (a) ou (c) est suivie de l'émission (b) ou (d) respectivement. Dans ce cas il y a échange d'électrons entre le centre et la bande de conduction pour les pièges à électrons et entre le centre et la bande de valence pour les pièges à trous. Une impureté peut se comporter comme un centre de génération-recombinaison, ou comme un piège à porteurs. Ceci dépend de la position du niveau associé à l'impureté dans le gap, et à ses sections efficaces de capture. Généralement les niveaux qui se trouvent proches du milieu du gap se comportent comme des centres de génération ou de recombinaison, ceux qui sont à proximité des extréma de bandes agissent comme des pièges (donneurs

1.6. Processus de génération - recombinaison à travers les défauts

ou accepteurs).

Un centre de génération-recombinaison, sous l'effet d'un éclairage ou d'une tension peut se trouver ou bien occupé par des électrons et dans ce cas la densité de piège est noté n_t ou bien occupé par des trous et dans ce cas cette densité est noté p_t . La densité totale est celle des pièges à trous plus celle des pièges à électrons $N_T = n_t + p_t$.

Le taux de recombinaison est proportionnel à la concentration en porteurs minoritaires excédentaire (Δ_p). Dans un semi-conducteur de type n les porteurs minoritaires sont les trous :

$$U = \frac{p - p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta_p}{\tau_p} \quad (1.3)$$

p : concentration des trous

p_0 : concentrations des trous à l'équilibre.

τ_p : durée de vie des porteurs minoritaires en excès.

Le taux de capture des électrons lié au mécanisme (a) doit être proportionnel à la concentrations en électrons libres de la bande de conduction et à la concentration en centres de recombinaison qui ne sont pas occupés par les électrons. La concentration en centres inoccupés, situé à un niveau d'énergie E_T , est donné par $N_T(1 - F)$ où N_T est la concentration totale en centres et F est la probabilité d'occupation d'un centre par un électron. A l'équilibre thermodynamique F s'exprime par l'équation :

$$F(E_T) = \frac{1}{1 + \frac{1}{g} \exp\left(\frac{E_T - E_F}{kT}\right)} \quad (1.4)$$

où g est le degré de dégénérescence.

Donc le taux de capture du processus (a) s'écrit :

$$r_a = c_n \times N_T \times (1 - F) \quad (1.5)$$

Où $c_n = \sigma_n n \langle v_{th} \rangle$, est liée à la distance à laquelle doit s'approcher un électron du piège pour être capturé.

Le taux d'émission des électrons (mécanismes (b)) doit être proportionnel à la densité de centres occupés par des électrons, d'où l'émission des électrons s'écrit sous la forme :

$$r_b = e_n \times N_T \times F \quad (1.6)$$

Le taux de capture des trous (mécanisme (c)) suit, par analogie, la même loi que celle du mécanisme (a). Nous aurons donc :

$$r_c = c_p \times N_T \times F = \sigma_p \langle v_{th} \rangle N_T F \quad (1.7)$$

Chapitre 1. Généralités sur les nitrures III-N

Le facteur $N_T F$ traduit la concentration en centres occupés par les électrons qui peuvent passer à la bande de valence.

Le taux d'émission des trous (mécanisme (d)) est donné par :

$$r_d = e_p \times N_T \times (1 - F) \quad (1.8)$$

Les vitesses d'émission e_n et e_p peuvent s'exprimer en fonction des coefficients de capture en tenant compte des conditions d'équilibre, pour lesquels aucun mécanisme externe n'intervient. Dans ce cas, les taux des deux mécanismes à partir desquels les transitions à l'intérieur de la bande de conduction (respectivement de valence) ont lieu, doivent être égaux.

En utilisant les équation correspondantes à ces taux (1.5 ; 1.6 ; 1.7 ; 1.8) et en tenant compte des concentrations en électrons et en trous à l'équilibre :

$$n = N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_F}{kT}\right) = n_i \exp\left(-\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad (1.9)$$

et

$$p = N_V \exp\left(-\frac{E_F - E_V}{kT}\right) = n_i \exp\left(\frac{E_i - E_F}{kT}\right) \quad (1.10)$$

où N_C est la densité effective des états dans la bande de conduction

$$N_C = 2M_C \left(\frac{2\pi m_e^*}{h^2}\right)^{1/2} \quad (1.11)$$

où M_C représente le nombre de minimas de la bande de conduction du semi-conducteur, m_e^* est la masse effective de l'électron.

Le taux de capture des électrons (c_n) et des trous (c_p) vont déterminer les caractéristiques du défaut. Le niveau est un piège à électron si $c_n > c_p$ et un piège à trous si $c_p > c_n$. Si $c_n \simeq c_p$ le niveau se comporte comme un centre de recombinaison. Donc d'après les relations 1.5 et 1.7, un niveau profond peut se comporter comme un piège ou comme un centre de recombinaison, non seulement en fonction de la valeur de la section efficace de capture, mais aussi de la concentration des porteurs libres dans le semi-conducteur. Plus cette distance est grande, plus le centre intervient facilement dans le processus de génération-recombinaison. L'expression des coefficients d'émission est obtenue en faisant le bilan détaillé des processus d'émission et de capture à l'équilibre thermodynamique, où le taux de recombinaison n et est égal à 0 :

$$e_n F - c_n (1 - F) = 0 \quad (1.12)$$

1.6. Processus de génération - recombinaison à travers les défauts

En utilisant les équations 1.4, 1.5, 1.9 et 1.12 on obtient :

$$e_n = \sigma_n \langle v_{th} \rangle \frac{1}{g} N_C \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \quad (1.13)$$

Où $\langle v_{th} \rangle$ est la valeur moyenne de la vitesse thermique des électrons et des trous :

$$\langle v_{n,p} \rangle = \left(\frac{2k_B T}{m_e^*}\right)^{1/2} \quad (1.14)$$

la combinaison des équations 1.11, 1.13 et 1.14, nous permet d'écrire le taux d'émission sous la forme suivante :

$$e_n = \sigma_a \gamma_n T^2 \exp\left(-\frac{E_C - E_T}{kT}\right) \quad (1.15)$$

Notons que les vitesses d'émission augmentent exponentiellement lorsque le niveau d'énergie E_T se rapproche des extréma de bandes (bande de conduction pour e_n et bande de valence pour e_p).

Afin de déterminer le taux de recombinaison résultant SRH, nous considérons un cas hors d'équilibre, à titre d'exemple, un semi-conducteur uniformément éclairé avec un taux de génération G_l . Dans ce cas, en plus des mécanismes (a), (b), (c) et (d) précédents les électrons passent de la bande de valence à celle de conduction sous l'effet de l'éclairement.

En régime permanent, le nombre d'électrons par unité de temps qui atteignent la bande de conduction est le même que le nombre d'électrons qui la quittent, ce qui se traduit par :

$$\frac{dn}{dt} = G_l - (r_a - r_b) = 0 \quad (1.16)$$

D'une manière analogue, le nombre de trous par unité de temps, qui quittent la bande de valence, est égal au nombre de trous par unité de temps qui y pénètrent, par conséquent :

$$\frac{dp}{dt} = G_l - (r_c - r_d) = 0 \quad (1.17)$$

En identifiant les deux expressions précédentes nous pouvons écrire :

$$r_a - r_b = r_c - r_d \quad (1.18)$$

Chapitre 1. Généralités sur les nitrures III-N

En identifiant les deux expressions correspondantes dans l'équation 1.18, nous pouvons déterminer la probabilité d'occupation F des centres dans des conditions de non-équilibre en fonction des concentrations en électrons et en trous. Donc :

$$F = \frac{\sigma_n n + \sigma_p N_v \exp\left(-\frac{E_T - E_v}{kT}\right)}{\sigma_n \left(n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right)\right) + \sigma_p \left(p + N_v \exp\left(-\frac{E_T - E_v}{kT}\right)\right)} \quad (1.19)$$

$$= \frac{\sigma_n n + \sigma_p n_i \exp\left(-\frac{E_T - E_i}{kT}\right)}{\sigma_n \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right)\right) + \sigma_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_T}{kT}\right)\right)} \quad (1.20)$$

Le taux de recombinaison résultant SRH est donné en régime permanent par :

$$U_{SRH} = r_a - r_b = r_c - r_d \quad (1.21)$$

Nous pouvons substituer les termes r_a , r_b , r_c et r_d par leurs expressions en tenant compte de l'équation 1.20 ce qui donne :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_T (np - n_i^2)}{\sigma_n \left(n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right)\right) + \sigma_p \left(p + N_v \exp\left(-\frac{E_T - E_v}{kT}\right)\right)} \quad (1.22)$$

Ou bien :

$$U_{SRH} = \frac{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_T (np - n_i^2)}{\sigma_n \left(n + n_i \exp\left(-\frac{E_T - E_i}{kT}\right)\right) + \sigma_p \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_T}{kT}\right)\right)} \quad (1.23)$$

Nous déterminons ainsi la durée de vie SRH. En effet, le taux de recombinaison en volume est défini par l'équation 1.21 et en utilisant 1.22 nous déduisons :

$$\tau_{SRH} = \frac{\sigma_p \left(n + N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_T}{kT}\right)\right) + \sigma_n \left(p + N_v \exp\left(-\frac{E_T - E_v}{kT}\right)\right)}{\sigma_n \sigma_p v_{th} N_T (n_0 + p_0 + \Delta_p)} \quad (1.24)$$

Dans l'équation 1.24 ainsi que dans ce qui suit, nous supposons que $\Delta_n = \Delta_p$. τ_{SRH} peut être exprimée

sous forme différente :

$$\tau_{SRH} = \frac{\tau_p \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_T - E_i}{kT}\right) \right) + \tau_n \left(p + n_i \exp\left(\frac{E_i - E_T}{kT}\right) \right)}{n_0 + p_0 + \Delta_p} \quad (1.25)$$

Où, $\tau_p = -\frac{1}{\sigma_p v_{th} N_T}$ et $\tau_n = -\frac{1}{\sigma_n v_{th} N_T}$.

Il est important de noter que le matériau GaN contient une grande densité de défauts et des dislocations qui rendent l'étude complexes. En effet, les différents types de pièges peuvent être activés électriquement, ces effets limitent directement les performances des composants. Donc, le contrôle de ces dysfonctionnements est indispensable pour la fiabilité des dispositifs pour les applications à hautes fréquences et hautes températures.

Une méthode qui permet l'extraction de la signature d'un piège est la DLTS. Cette méthode de mesure permet la détermination de l'énergie d'activation apparente ainsi que la section efficace de capture du piège. Dans la suite, nous détaillerons le principe de cette méthode et présenterons des mesures réalisées à partir de cette méthode sur les différentes structures afin d'extraire les différentes énergies d'activation apparente et leur section efficace de capture.

1.7 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons introduit le matériau nitrure de gallium (GaN), ses propriétés intéressantes et ses apports technologiques. Le GaN et ses dérivés ont des potentiels pouvant révolutionner l'industrie de la microélectronique et de l'optoélectronique. Cependant, plusieurs verrous technologiques restent toujours à lever pour pouvoir profiter pleinement des avantages qu'offre ce matériau. Ceci nécessite beaucoup d'efforts pour pouvoir surpasser les barrières technologiques et lever le rideau sur une technologie à base de GaN plus performante et mieux maîtrisée. Nous avons aussi introduit la notion de cinétique de capture et d'émission qui sera utilisée un peu plus loin pour caractériser les défauts électriquement actifs et aussi qui nous permettra d'obtenir les paramètres importants qui caractérisent un piège.

Réalisation et caractérisations des contacts métalliques sur GaN

2 Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

2.1 Introduction

L'objectif de ce chapitre est d'introduire les aspects théoriques qui gouvernent le fonctionnement des contacts métal/semi-conducteur. Il est question tout d'abord d'une comparaison entre les diagrammes de bande d'énergie d'un contact métal/semi-conducteur ohmique et du contact Schottky. Les différents processus de transport qui régissent les mécanismes de conduction dans ce type de contact sont présentés. Ensuite, le processus technologique utilisé pour la fabrication des échantillons étudiés sera détaillé. Après la réalisation des différents contacts, nous allons décrire la façon dont on détermine expérimentalement les paramètres caractéristiques des contacts ohmique et Schottky. Ces techniques de mesure se résument dans deux catégories : les mesures tension-courant (I-V), les mesures capacité-tension (C-V).

2.2 Diagramme des bandes d'énergie

Les propriétés de redressement d'un contact métal-semi-conducteur proviennent de la présence d'une barrière de potentiel électrostatique à la jonction entre les deux matériaux. La figure 2.1 représente les diagrammes des niveaux d'énergie pour un électron dans un ensemble métal-semi-conducteur de type n, a) isolés, b) en contact intime lorsque le travail de sortie du métal est supérieur au travail de sortie du semi-conducteur, c) à l'équilibre séparés par une couche très fine d'épaisseur inférieure à une dizaine d'angströms. Si un contact électrique est établi entre les deux corps, le semi-conducteur perd des électrons qui s'accumulent à la surface du métal et une charge d'espace positive provenant des donneurs ionisés apparaît le semi-conducteur. Cette charge d'espace crée un champ électrique, dirigé du semi-conducteur vers le métal qui s'oppose au déplacement des charges. Un équilibre s'établit dès que les niveaux de Fermi sont alignés.

Quand le contact est réalisé, toute la chute de potentiel V_{bi} se produit dans la zone de charge d'espace du semiconducteur W. Cette chute de potentiel varie en fonction du travail de sortie (ϕ_m) et de l'affinité

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

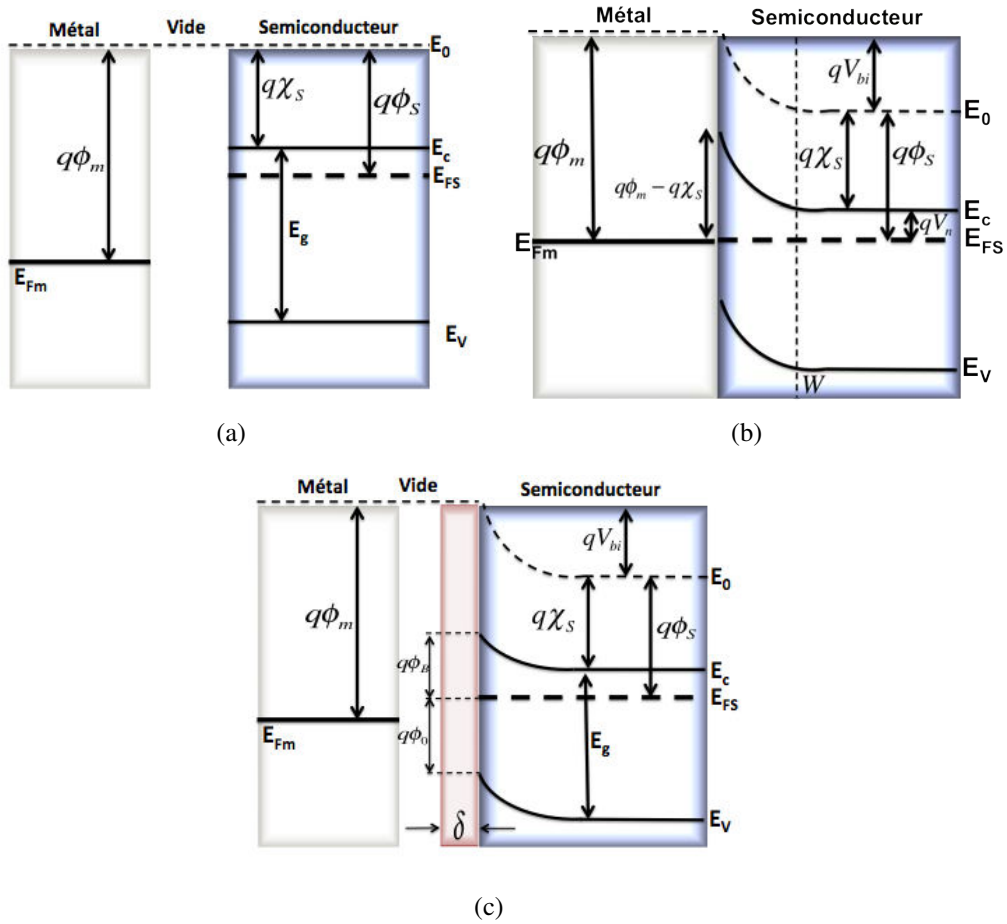


FIGURE 2.1 – Contact métal-semiconducteur (a) corps isolés. (b) contact intime. (c) à l'équilibre séparés par une distance δ .

électronique du semiconducteur $q\chi_s$ suivant l'équation 2.1 à l'équilibre thermodynamique.

$$V_{bi} = \phi_m - \chi_s - V_n \quad (2.1)$$

V_{bi} est appelé potentiel de diffusion.

$$V_n = E_c - E_{FS} = kT \log(N_c/N_D)$$

La barrière de potentiel du côté métal $q\phi_b$ est en fonction du travail de sortie et de l'affinité électronique seulement 2.2.

$$\phi_b = \phi_m - \chi_s \quad (2.2)$$

2.3. Contact Ohmique

Dans ce qui précède nous avons négligé le fait que lorsque l'électron est émis par le matériau, il induit une charge $+q$ à la surface du métal. Il en résulte une force de rétention de l'électron par le matériau, c'est l'effet Schottky [26], qui est exprimé par la relation suivante :

$$\Delta \phi_F = \sqrt{\frac{qE}{4\pi\epsilon_0\epsilon_{sc}}} \quad (2.3)$$

où E est le champ électrique maximal à l'interface, ϵ_0 la permittivité du vide et ϵ_{sc} est la permittivité relative du semi-conducteur. La valeur de la hauteur de barrière résultante est donnée par :

$$\phi_b = (\phi_m - \chi_S) - \Delta \phi_F \quad (2.4)$$

La figure 2.2 illustre le diagramme de bande pour un contact métal-semiconducteur sous polarisation directe en prenant en considération l'effet image.

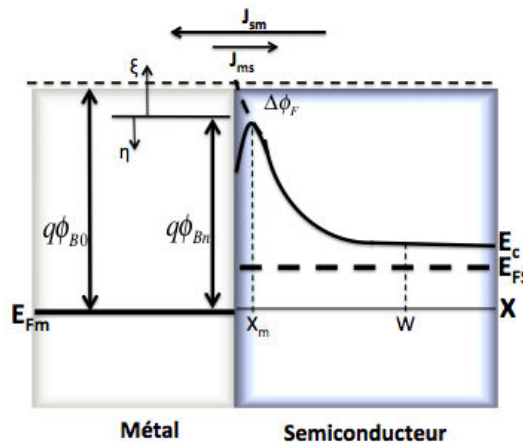


FIGURE 2.2 – diagramme de bande d'énergie intégrant l'effet image.

2.3 Contact Ohmique

2.3.1 Cas où $\phi_m < \phi_S$ - contact ohmique

Dans le cas où le travail de sortie du métal est inférieur à celui du semi-conducteur de type n (Figure 2.3, lors du contact, les électrons passent du métal vers le semi-conducteur.

Il se crée ainsi une couche de charges positives à la surface du métal et négatives dans le semi-conducteur au voisinage de la surface, jusqu'à atteindre l'équilibre thermodynamique donc un niveau de Fermi uniforme. A l'interface, l'hypothèse de continuité du niveau de vide est maintenue. On a, par suite de l'existence de ces charges, création d'un champ électrique, donc d'une courbure de bandes. Il existe alors une couche

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

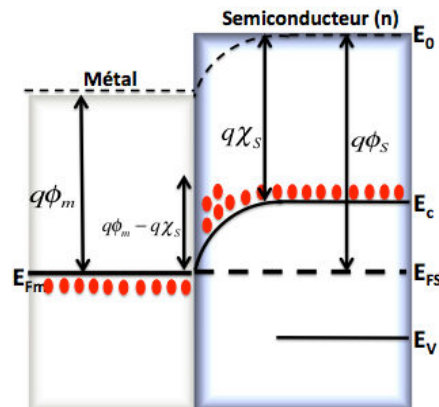


FIGURE 2.3 – Diagramme énergétique d'une jonction métal/semi-conducteur de type n tel que $\phi_m < \phi_s$ à l'équilibre thermodynamique.

d'accumulation d'électrons côté semi-conducteur. Il n'y a pas de barrière pour limiter la circulation des porteurs dans la structure. Le contact est appelé ohmique et sa caractéristique $I(V)$ est linéaire.

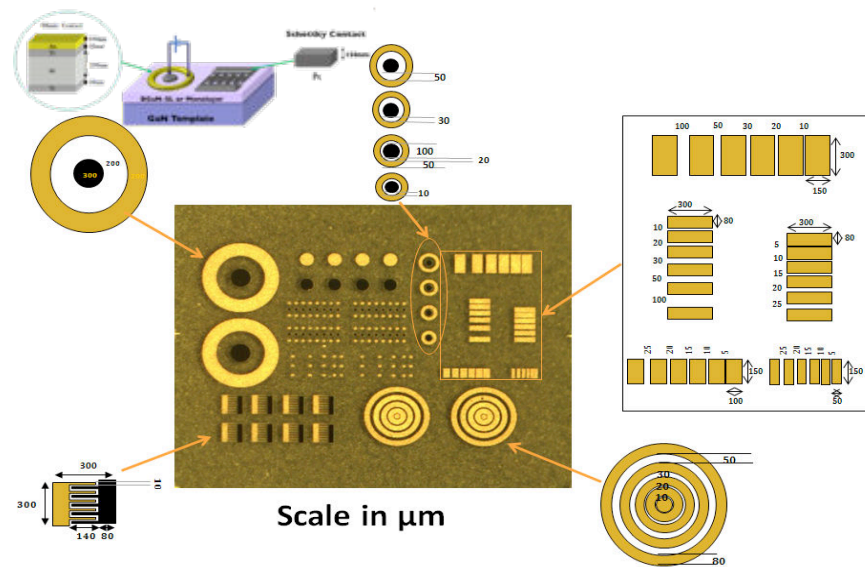
2.3.2 Optimisation des contacts ohmiques

Une bonne qualité de contact passe par une bonne préparation de la surface avant l'évaporation. Plusieurs études sont menées pour le traitement de surface avant le dépôt des contacts et du recuit des contacts.

2.3.2.1 Traitement de surface

La préparation de surface est une partie importante de tout processus de fabrication ou de structuration nécessaire dans nos expériences. Le choix de décapants chimiques appropriés pour nettoyer la surface avant le dépôt du contact métallique est une étape importante, en particulier pour réaliser les contacts. Dans la littérature plusieurs traitements ont été utilisés, C.K.Tan et al. [28] ont utilisé un traitement chimique de HCl :H₂O (1 :1) pendant 3 min. Ensuite, rinçage à l'eau désionisée puis séchage à l'azote. Wang et al. ont utilisé un traitement chimique BOE :H₂O (1 :10) pendant 30 sec [29], et Hake et al. ont fait un traitement chimique à l'eau régale (mélange d'acide chlorhydrique et d'acide nitrique concentrés dans une proportion de 2 à 4 volumes d'acide chlorhydrique pour 1 volume d'acide nitrique). pendant 10 minutes, suivi d'un traitement aux solvants dans un bain à ultrasons [30], Rajagopal Reddy et al. utilisent du trichloréthylène suivi de l'acétone et du méthanol pendant 5 minutes dans un bain à ultrasons, ensuite un traitement chimique à l'eau régale pendant 10 minutes [31]. Un processus de nettoyage spécifique optimisé est mis en œuvre durant nos expériences. Cela comprend :

- Dégraissage :
 - (1) à l'acétone.
 - (2) Rinçage à l'eau désionisée.
 - (3) Séchage à l'azote.



18

FIGURE 2.4 – Masques réalisés à LMOPS.

- Désoxydation :
 - (1) (HCL : H₂O) (1 : 1), utilisation des ultra sons pour activer la désoxydation (pendant une minute).
 - (2) Rinçage à l'eau désionisé.
 - (3) Séchage à l'azote.

2.3.2.2 Réalisation des dispositifs

La réalisation des contacts se fait par lithographie en salle blanche à Nancy, en transférant des motifs géométriques des masques réalisés au Laboratoire LMOPS, à SUPELEC. Les masques réalisés sont des plaques très fines, avec des diamètres précis et intercalé par un espace d'environ 1 mm, vers une fine couche de résine photosensible qui recouvre une tranche de semi-conducteur. Dans cette conception nous avons inclus divers motifs : motif TLM pour la mesure de la résistivité des contacts que ce soit pour la TLM linéaire ou circulaire et des motifs inter-digits pour les photodétecteurs 2.4.

2.3.2.3 Évaporation : protocole expérimental

Le dépôt d'un contact métallique (Ti/Al/Ti/Au - 8/250/10/100 nm) GaN, et du substrat est généralement accompli par dépôt sous vide. La figure 2.5 représente un système de dépôt sous vide classique. Il se compose d'une chambre à vide maintenue à une pression réduite par un système de pompage.

L'évaporation s'effectue avec un banc à effet de joule, sous un vide de 10^{-6} millibars. Ce banc d'évaporation est constitué d'une enceinte d'évaporation, d'un creuset, d'une pompe à diffusion et d'une pompe

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

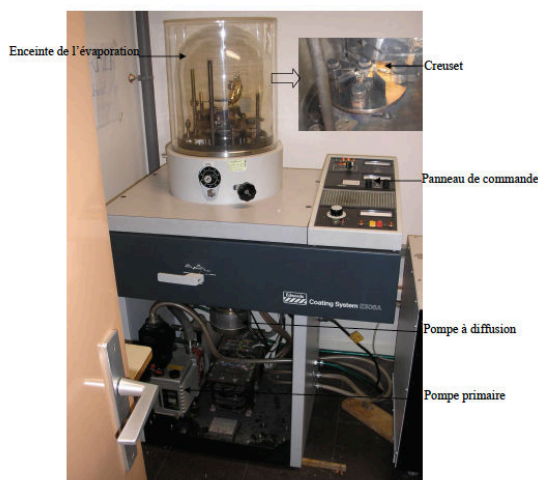


FIGURE 2.5 – Banc d'évaporation à effet de joule (Edwards 306) [4].

primaire.

Pour l'évaporation de nos contacts, on sélectionne "alimentation du creuset", pour le Ti, on augmente progressivement le courant dans le creuset, et on attend la stabilisation du vide pour augmenter d'avantage. Vers 100 A (0.64 V), on ouvre le cache du creuset n , et ensuite on ouvre aussi l'interrupteur du quartz pour la mesure de l'épaisseur. Quelques exemples de valeurs de courant et de tension mesurées lors de la montée, à titre indicatif.

Tableau 2.1 – Quelques exemples de valeurs de courant et de tension

courant(A)	127	147	154	171	201
Tension (V)	0.99	1.21	1.28	1.47	1.8

- Évaporation du Ti : 217A (2V) 0.1 par seconde. On est arrivé à seulement 8.2 nm.
- Évaporation de l'Al : vide 4×10^{-6} avec un taux de 0.5 par seconde. Début à 12h07, tableau 2.2 :
- Évaporation de l'Au : Le début de l'évaporation a eu lieu à 250 A tableau 2.3 :

Tableau 2.2 – Quelques points repères lors de l'évaporation de l'aluminium

Paramètre	Pression	courant (A)	tension (V)	Taux (Å/s)	e (nm)	
Time	12h15	2.5×10^{-6}	180	1.77	0.5	27.5
	12h30	2.6×10^{-6}	180	1.77	0.4 à 0.5	65.2
	12h45	2.49×10^{-6}	180	1.77	0.4	98.8
	13h	2.56×10^{-6}	180	1.77	0.5	141.6
	13h17	2.42×10^{-6}	180	1.77	0.5 à 0.6	193
	13h37	2.37×10^{-6}	180	1.77	0.5	250

Tableau 2.3 – Valeurs typiques pour l'évaporation Au

Paramètre	Pression	courant (A)	tension (V)	Taux (Å/s)	e (nm)	
Time	15h52	1.27×10^{-7}	250	1.27	0.1	0.1
	16h	3.72×10^{-7}	260	1.35	0.2	4.2
	16h05	3.93×10^{-7}	260	1.37	0.3	11
	16h08	4.61×10^{-7}	267	1.44	0.6	20.5
	16h12	5.36×10^{-7}	268	1.47	0.8	40
	16h15	6.16×10^{-7}	267	1.48	1	54.9
	16h17	7.16×10^{-7}	262	1.48	1.1	78
	16h22	8.16×10^{-7}	254	1.45	1.1	100
	16h25	8.84×10^{-7}	254	1.42	1.4	122
	16h30	9.48×10^{-7}	2246	1.42	1.1	150

Arrêt et récupération des échantillons :

- Diminuer progressivement le courant jusqu'à 0 A ; cette étape est valable pour toutes les évaporations intermédiaires. Éteindre les alimentations correspondantes
- Fermer le creuset et le quartz
- Pour couper la pompe, on active le bouton **Stand by**
- Attendre le retour à 0, ensuite faire circuler l'azote. L'ouverture de l'azote se fait derrière la pompe et la vanne d'arrivée de l'extérieur

2.3.2.4 recuit

Après l'évaporation des métaux, les contacts sont recuits à différentes températures sous atmosphère d'azote, grâce à un four à étuve au sein du laboratoire. La température est contrôlée à l'aide d'un thermocouple. Nous avons utilisé des recuits à différentes températures entre 300 °C et 600 °C, pendant une durée de 15 minutes.

Nous avons pris le soin, à chaque fois, de vérifier l'ohmicité de nos contacts, on avait une relation linéaire.

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

2.3.3 Détermination de la résistance spécifique de contact

Des contacts ohmiques avec des résistances de contact très faibles sont nécessaires pour établir les connexions entre un dispositif semi-conducteur ou un circuit intégré et le monde extérieur. De plus, des contacts ohmiques de haute qualité sont essentiels pour la réalisation très précise des mesures de Van der Pauw, les mesures Hall ou les mesures électriques de courant et de capacité. Dans cette partie, on parle de la résistance spécifique de contact ρ_c , qui est la propriété la plus importante des contacts ohmiques. Ensuite, nous allons présenter la méthode de longueur de transfert (TLM), qui est la technique d'analyse la plus couramment utilisée pour déterminer ρ_c .

2.3.3.1 Résistance spécifique de contact

La résistance spécifique de contact est due à la barrière de potentiel à l'interface métal/semi-conducteur et elle est définie par [26, 32] :

$$\rho_c \equiv \left(\frac{\partial J}{\partial V} \right)_{V=0}^{-1} \quad (2.5)$$

où V est la tension aux bornes de la barrière et J est la densité de courant à travers la barrière. Dans le cas d'un contact ohmique les phénomènes de transport à l'origine du courant J , peuvent avoir diverses origines : l'émission thermoïonique (TE), l'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) et l'émission par effet tunnel (EC). Par conséquent, en utilisant la définition de ρ_c et les équations de densité de courant, les expressions de la résistance de contact spécifique peuvent être déterminées pour chaque mécanisme [32] :

(TE)

$$\rho_c \propto \exp\left(\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.6)$$

(TFE)

$$\rho_c \propto \exp\left\{ \frac{4\pi\sqrt{m^*\epsilon_0\epsilon_{r,s}}}{h} \left(\frac{\phi_b}{\sqrt{N_d}} \right) \tanh\left[\frac{qh}{4\pi kT} \sqrt{\frac{N_d}{m^*\epsilon_0\epsilon_{r,s}}} \right] \right\} \quad (2.7)$$

(FE)

$$\rho_c \propto \exp\left\{ \frac{4\pi\sqrt{m^*\epsilon_0\epsilon_{r,s}}}{h} \left(\frac{\phi_b}{\sqrt{N_d}} \right) \right\} \quad (2.8)$$

La valeur de ρ_c dans un contact métal/semiconducteur est déterminée par la combinaison des trois paramètres suivants [32] :

1. la hauteur de barrière de potentiel (ϕ_b);
2. la concentration de dopage (N_d), dans le cas d'un semiconducteur de type (n);

3. la température (T).

L'effet relatif de ces paramètres dans les différents mécanismes de transport actuels peut être déduit des termes exponentiels qui contribuent à ρ_c . Dans le cas d'une émission de champ par effet tunnel thermoïonique (équation 2.7), $\ln(\rho_c)$ varie de façon non linéaire avec $N_d^{-1/2}$. Cependant lorsqu'on parle d'émission de champ (2.8), la résistance varie linéairement avec $N_d^{-1/2}$. Afin de déterminer la résistance spécifique de contact, la résistance de contact réelle (R_c) doit être mesurée. Dans le cas d'une distribution uniforme de courant dans la zone de contact, la résistance de contact métal/semiconducteur (R_c) peut être écrite comme suite :

$$R_c = \frac{\rho_c}{A} \quad (2.9)$$

où A est la surface du contact métal/semiconducteur. Cependant en réalité, la densité de courant est rarement répartie uniformément sur toute la surface de contact en raison de la chute de tension dans le semiconducteur. Ce phénomène est appelé l'effet de l'encombrement. Dans la pratique, il est généralement suffisant de mentionner que la densité de courant est négligeable au-delà d'une certaine distance de bord avant le contact. Cette distance, qui est également une propriété importante des contacts ohmiques, appelé longueur de transfert (L_t). Cette longueur est liée à la distance latérale nécessaire pour le passage du courant

2.3.3.2 Méthode de longueur de transfert : Transfert Length Method

La méthode TLM (transfert Length Method) est une méthode de caractérisation des résistances spécifiques de contact métal/semiconducteur proposé par W.Schokley en 1964 [27]. C'est une méthode de mesure très délicate qui dépend de nombreux paramètres comme la rugosité de surface et la surface de contact. Cette méthode permet de vérifier, si le courant circule plutôt via la périphérie ou par toute la surface de contacts. Il existe plusieurs types de motif TLM. On peut en distinguer deux, des motifs linéaires et d'autres circulaires. Les motifs circulaires présentent l'avantage de ne pas nécessiter d'étape d'isolation par gravure de la zone de test. Par ailleurs la méthode TLM linéaire permet des résultats aisément vérifiables et comparables avec la littérature, ce type de motif étant plus utilisé que les motifs circulaires.

Description des mesures TLM linéaires :

Pour mesurer la résistivité spécifique des contacts, il faut réaliser par lithographie un nombre de motifs TLM. Cela consiste en une rangée de contacts rectangulaires de dimensions identiques espacés de distances variables $l_i (l_0 < l_1 < \dots < l_i)$ comme indiqué sur la figure 2.6. La TLM linéaire nécessite une isolation par gravure de type mesa. Cette isolation permet de s'affranchir des courants de frange qui pourraient se propager latéralement. La procédure de caractérisation consiste en une mesure dite "quatre pointes", Le courant est injecté entre les deux pointes posées sur deux contacts voisins, puis la tension est mesurée entre les deux autres pointes posées à proximité.

La tension et le courant mesurés entre deux contacts voisins permettent de connaître la résistance entre ces deux contacts. Comme l'illustre la figure 2.6, cette résistance peut être considérée comme étant la somme (montage en série) des résistances des deux contacts (supposées égales et notées r_c) et de la résistance de la couche semi-conductrice située entre les deux contacts :

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

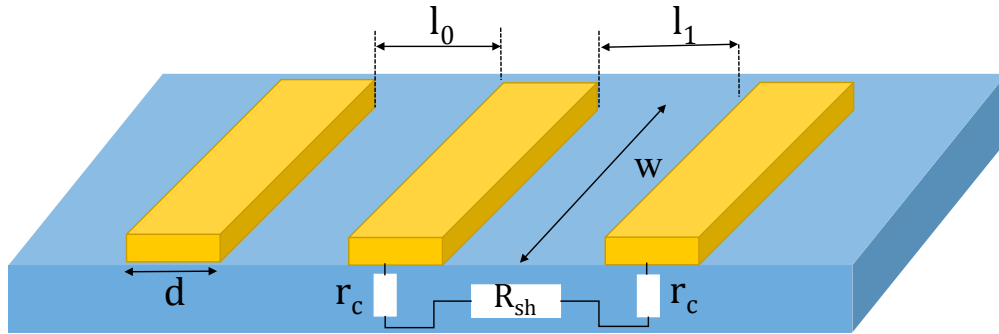


FIGURE 2.6 – Exemple de motifs pour les mesures TLM

$$R_T = 2r_c + R_{sh} \frac{l}{w} \quad (2.10)$$

Où R_{sh} est la résistance par carré de la couche semi-conductrice.

Afin d'obtenir la résistance spécifique de contact ρ_c , la résistance totale est mesurée entre deux contacts séparés de la distance l . En traçant R_T en fonction de l'espacement l , on obtient une droite. L'ordonnée à l'origine vaut deux fois la résistance de contact r_c . La pente de cette droite vaut R_{sh}/w . Un fit linéaire de l'équation 2.10 aux points expérimentaux permet ainsi la mesure de la résistance de contact (r_c) et de la résistance de couche (R_{sh}).

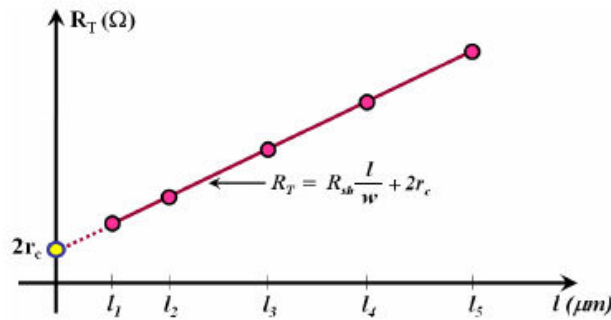


FIGURE 2.7 – Courbe caractéristique $R_T(l_i)$ d'un motif TLM linéaire

Comme l'intensité du courant mesuré entre deux contacts voisins d'un motif TLM dépend de la largeur du contact, la résistance r_c en dépend aussi. La résistance r_c est plus faible pour un contact plus large. Pour pouvoir comparer la résistance des contacts de différentes largeurs, la résistance de contact est normalisée

2.3. Contact Ohmique

par rapport à la largeur du contact et s'exprime en $\Omega.mm$:

$$R_c(\Omega.mm) = r_c.w \quad (2.11)$$

La caractéristique de la résistance de contact R_c n'est pas suffisante. En effet, il faut définir le courant en fonction de la longueur du plot. Pour prendre en considération ces calculs, une longueur théorique appelé longueur de transfert L_T est définie. Ce paramètre est important pour les réalisations technologiques ultérieures car il permet de prévoir la longueur minimale du contact, nécessaire de déposer pour ne pas nuire à sa résistance R_c . Le paramètre L_T est lié à la métallisation déposée, par l'intermédiaire de ρ_c , et à la résistance par carré de la couche de semi-conducteur sous le contact 2.12. celle-ci est notée R_{sk} , la différence provenant de l'alliage qui peut se former lors du recuit entre le semi-conducteur et le métal.

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sk}}} \quad (2.12)$$

Dans le cas où la longueur du contact est très supérieure à la longueur de transfert (L_T), cette dernière peut être déterminée à partir de la droite $R(l_i)$ d'un motif TLM linéaire.

En effet :

- En supposant que la longueur de contact est très supérieure à la longueur de transfert L_T , on peut écrire

$$r_c \approx \frac{\rho_c}{L_T.w} \quad (2.13)$$

- En émettant l'hypothèse que la résistivité de la couche de semi-conducteur entre les contacts est égale à la résistivité sous le contact, l'équation 2.12 devient :

$$L_T = \sqrt{\frac{\rho_c}{R_{sh}}} \quad (2.14)$$

D'où

$$r_c = \frac{L_T^2.R_{sh}}{L_T.w} = \frac{L_T.R_{sh}}{w} \quad (2.15)$$

- En combinant l'équation 2.10 et l'équation 2.15, on peut écrire :

$$R_T = \frac{R_{sh}}{w} (l + 2L_T) \quad (2.16)$$

Ainsi pour une résistance $R_T = 0$, la longueur l vaut $-2L_T$. la longueur de transfert peut donc être déduite de l'intersection entre la courbe des résistances mesurées et l'axe des abscisses 2.8.

La résistance spécifique de contact est ainsi obtenue à partir de l'équation 2.13, ou à partir de l'équation

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

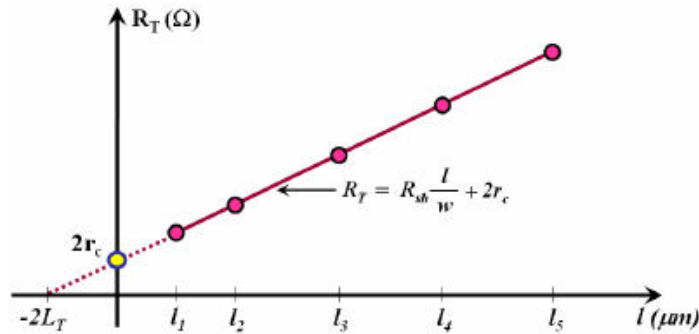


FIGURE 2.8 – Extraction graphique du paramètre L_T à partir des mesures TLM linéaires

2.14 :

$$\rho_C = r_c \cdot L_T \cdot w \quad (2.17)$$

ou

$$\rho_C = R_{sh} \cdot L_T^2 \quad (2.18)$$

Cette valeur permet de vérifier si le courant circule plutôt via la périphérie devant ou par toute la surface des contacts. Plus la valeur de ρ_C est grande, plus la surface nécessaire à la circulation du courant est importante. En conclusion la méthode TLM linéaire est une méthode très pratique pour la caractérisation des contacts. Elle permet d'évaluer la résistance de contact $R_c (\Omega \cdot mm)$, la résistance par carré de la couche du semi-conducteur $R_{sh} (\Omega / \square)$, et la résistance spécifique de contact $\rho_C (\Omega \cdot cm^2)$ des contacts horizontaux dans le cas où la longueur du contact (d) est très supérieure à la longueur de transfert (L_T).

Description des mesures TLM circulaires

La deuxième méthode de calcul de la résistance spécifique de contact est la TLM circulaire, qui a été étudié par Marlow et Das [33] et par Reeves [34]. L'avantage de cette méthode réside dans le fait qu'il n'est plus nécessaire d'isoler la couche sur laquelle sont faits les contacts. La géométrie circulaire permet aux lignes de courant de s'établir entre le plot central et le plan de masse. Dans la littérature, plusieurs configurations de motifs circulaires ont été développées. En 1979, Reeves [34] a proposé un motif d'un contact sous forme d'un disque central circulaire entouré de deux anneaux concentriques. En 1981, Marlow et Das, ont utilisés un contact disque interne dans une plaque métallique et ils ont enlevés les anneaux avec des diamètres variables. Et en 1999, Rechid and Heime [35] raffinent la configuration de Reeves en augmentant le nombre des anneaux circulaires jusqu'à sept anneaux. La figure 2.9, montre les différentes représentations des motifs de TLM circulaires.

comme le montre la figure 2.10, les mesures sont semblables à ceux utilisés sur les structures linéaires.

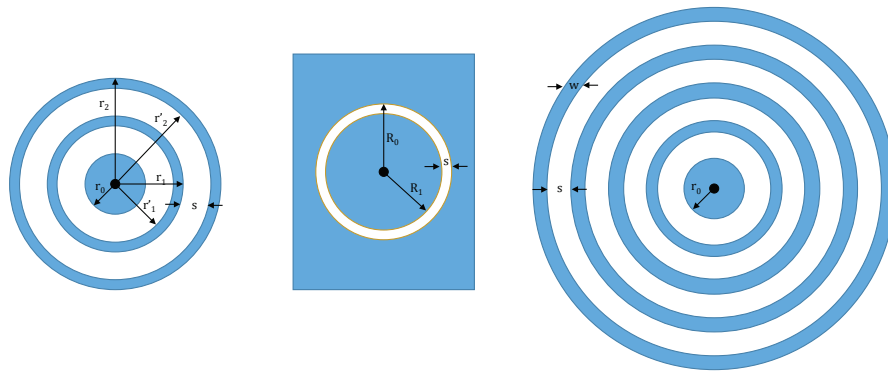


FIGURE 2.9 – Représentation des différents motif de TLM circulaires réalisés par Reeves, Marlow and Das et Rechid and Heime

Les résistances totales mesurées sont reportées sur un graphe en fonction de la distance "d" entre les plots et le plan de masse. Comme on remarque sur la figure 2.11 les points ne sont pas alignés comme ceux des motifs linéaires.

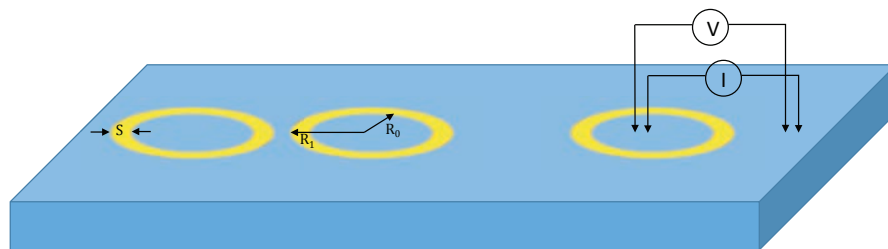


FIGURE 2.10 – Schéma d'une structure CTLM

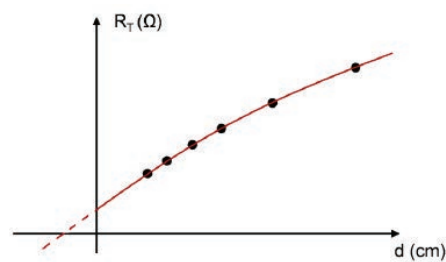


FIGURE 2.11 – Courbe représentant la résistance mesurée en fonction de "d"

La résistance totale s'exprime par l'équation 2.19 :

$$R_T = \frac{R_{sc}}{2\pi} \left[\ln \left(\frac{r_0 + d}{r_0} \right) + L_T \left(\frac{1}{r_0} + \frac{1}{r_0 + d} \right) \right] \quad (2.19)$$

Où r_0 représente le rayon constant des plots circulaires et d la distance entre les plots et le plan de masse.

2.4 Contact Schottky

2.4.1 État de l'art

L'obtention d'un contact Schottky nécessite le dépôt d'un métal sur un semi-conducteur. Malheureusement, il n'est pas possible de créer un contact parfait avec n'importe quel métal placé sur un semi-conducteur. Certains métaux ont tendance à se diffuser dans le semi-conducteur et le comportement de redressement du contact disparaît. Un bon contact Schottky devrait présenter une grande hauteur de barrière et un facteur d'idéalité proche de l'unité. Pd, Ni et Pt se révèlent être de bons métaux Schottky pour le type GaN de type n car ils ont une grande valeur de travail de sortie. Le contact Schottky sur GaN est encore loin d'être idéal, car il a une grande variation de la constante de Richardson par rapport à la valeur théorique, la hauteur de barrière mesurée par I-V est inférieure à celle mesurée par C-V et les facteurs d'idéalité des diodes sont beaucoup plus importants que 1 [36]. Lin et al. [37] ont rapporté que le contact typique pour le GaN de type n est le Ti en raison de son faible travail de sortie ainsi que de la couche de formation de TiN cubique, ce qui entraîne un excès important de lacunes dans le GaN près de l'interface après un recuit thermique. Motayed et al. [38] ont montré que l'alliage Ti / Al peut fournir la plus faible résistance de contact du GaN de type n, en raison de la cohérence entre la valeur du travail de sortie de Al avec la valeur d'affinité électronique de GaN. Habituellement, le contact comporte une structure de multicouches. En raison de l'oxydation rapide de la couche Al, une bi-couche métal/Au est utilisée pour empêcher cette oxydation qui peut augmenter la résistance de contact. Le métal le plus couramment utilisé pour empêcher l'inter-diffusion de Ti/Al est Pd, Ti, Pt, Mo, Re, Ir, Ni et Nb [39].

2.4.2 Cas où $\phi_m > \phi_s$ - contact Schottky

Considérons le cas où le travail de sortie du métal ϕ_m est supérieur au travail de sortie ϕ_s d'un semi-conducteur de type n (Figure 2.12). Une fois en contact les deux matériaux échangent des porteurs jusqu'à ce que l'équilibre thermodynamique soit établi. Le niveau de Fermi est alors aligné dans toute la structure.

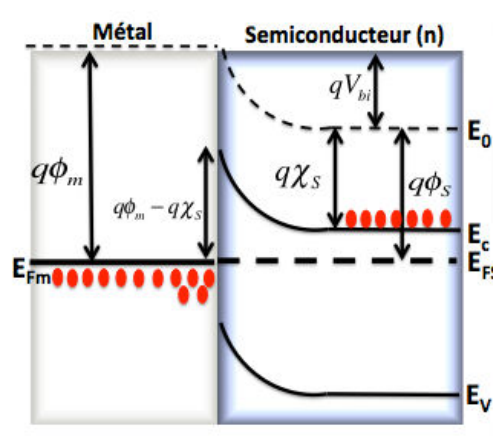


FIGURE 2.12 – Diagramme énergétique d'une jonction métal/semi-conducteur de type n tel que $\phi_m > \phi_s$ à l'équilibre thermodynamique.

2.4. Contact Schottky

Au voisinage de l'interface métal/semi-conducteur, un électron trouve un niveau de vide identique qu'il soit du côté métal ou bien du côté semi-conducteur. Côté semi-conducteur, la distance énergétique du niveau de Fermi à la bande de conduction est fortement modifiée, ce qui se traduit par l'apparition d'une zone de charge d'espace qui s'étend dans le volume jusqu'à atteindre les conditions d'équilibre. Côté métal, la très forte densité électronique restreint l'étendue et le potentiel de la zone de charge d'espace à des grandeurs négligeables. Si la jonction est polarisée par une tension métal/semi-conducteur V positive, le champ électrique appliqué est opposé au champ électrique de la zone de charge d'espace. le champ électrique dans la zone de charge d'espace et donc la courbure des bandes diminuent. Ce flux d'électrons du semi-conducteur vers le métal, qui se traduit par un courant allant de métal au semi-conducteur, augmente exponentiellement avec la tension appliquée. La jonction est dite polarisée dans le sens passant ou direct.

Si la structure est polarisée par une tension métal/semi-conducteur V négative. le champ électrique appliqué renforce le champ électrique de la zone charge d'espace. la zone de déplétion s'élargit et les bandes d'énergie du semi-conducteur s'abaissent. la hauteur de la barrière semi-conducteur/métal augmente mais la barrière métal/semi-conducteur reste inchangée car la chute de potentiel dans le métal reste négligeable. le flux d'électrons passant du semi-conducteur au métal diminue fortement. Par contre, le flux d'électrons du métal vers le semi-conducteur reste inchangé. Le passage d'électrons du semi-conducteur vers le métal est pratiquement bloqué et l'on observe un très faible courant qui sature dès que la tension inverse V dépasse quelques kT . La jonction est dite polarisée dans le sens bloqué ou inverse. Ce contact est de type redresseur et est appelé contact Schottky.

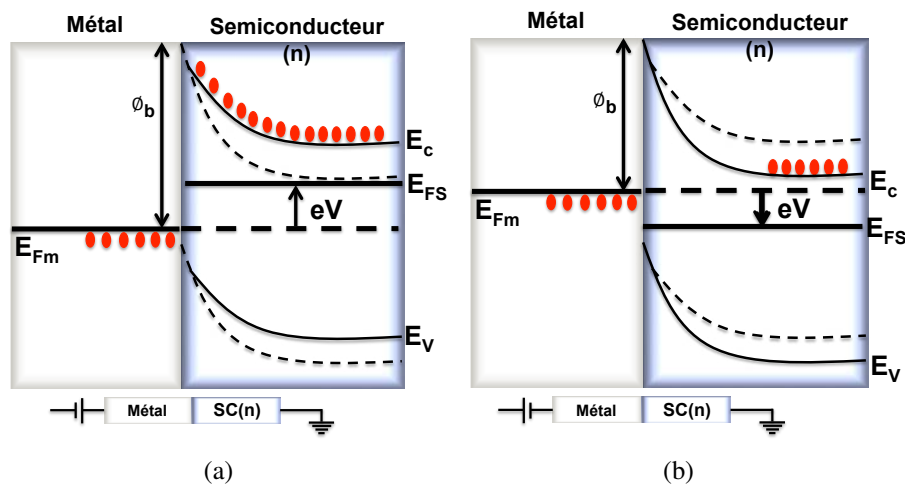


FIGURE 2.13 – Diagramme énergétique d'un contact Schottky (a) en polarisation direct, (b) en polarisation inverse.

2.4.3 Phénomènes de transport de courant

Les diodes Schottky sont essentiellement des dispositifs à porteurs majoritaires. Néanmoins dans certaines conditions, les porteurs minoritaires peuvent intervenir dans le transport du courant. De nombreux mécanismes peuvent être ainsi responsables du passage du courant, en particulier [40] (Figure 2.14).

1. L'émission des électrons du semi-conducteur vers le métal, par dessus de la barrière de potentiel.

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

2. Le perçage de la barrière de potentiel par effet tunnel pur ou assisté.
3. La recombinaison ou/et la génération dans la zone de charge d'espace.
4. L'injection des porteurs minoritaires et recombinaison dans la région neutre.

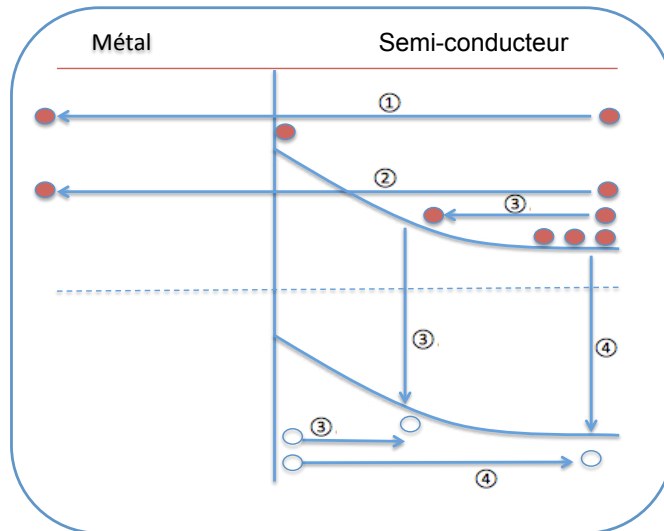


FIGURE 2.14 – Représentation simplifiée des principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact Schottky sous polarisation directe.

Par ailleurs, l'existence d'une couche interfaciale peut introduire des modifications à ces mécanismes de base, que nous allons examiner point par point.

2.4.3.1 Émission par dessus la barrière - Émission thermoïonique

C'est le mécanisme dominant dans les jonctions Schottky idéales ou proches de l'idéalité. Il implique le transit de l'électron à travers la zone désertée puis l'émission thermoïonique dans le métal. Dans ce cas de figure, le libre parcours moyen des électrons doit être plus grand que la largeur de la zone de charge d'espace, ou tout au moins plus grand que la distance correspondant à une variation de la hauteur de barrière égale à kT [26].

La densité de courant traversant la structure J_{TE} résulte de deux contributions. Une composante dans le sens métal/semi-conducteur J_{ms} et une composante dans le sens semi-conducteur/métal J_{sm} .

La théorie de l'émission thermoïonique par Bethe (1942) est dérivée à partir des hypothèses [26] que :

- La hauteur de la barrière ϕ_b est beaucoup plus grande que kT .
- L'existence d'un courant net ne modifie pas cet équilibre, de sorte que les deux flux de courant, l'un du semi-conducteur au métal et l'autre du métal vers le semi-conducteur, peuvent être superposés.
- Le processus de limitation de courant est le transfert effectif des électrons à travers l'interface entre le semi-conducteur et le métal.

La densité de courant totale selon la théorie de l'émission thermoïonique est donnée par [26, 40] :

$$J_{TE} = \left[A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \right] \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} - 1\right) \right] \quad (2.20)$$

$$= J_S \left[\exp\left(\frac{qV}{kT} - 1\right) \right] \quad (2.21)$$

Avec

$$J_S = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (2.22)$$

et

$$A^* = \frac{4\pi q m_n^* k^2}{h^3} \quad (2.23)$$

où A^* est la constante de Richardson, T la température absolue, q la charge de l'électron, k est la constante de Boltzmann, ϕ_b est la hauteur de barrière que l'électron traverse du métal vers le semi-conducteur, V la tension appliquée aux bornes de la barrière et J_S est la densité de courant de saturation. Le facteur d'idéalité n a été introduit empiriquement. Lorsque nous considérons l'effet de la résistance en série, la tension de polarisation nette sur le contact semi-conducteur métallique est réduite par $R_s I$. Ensuite, en utilisant la définition du facteur d'idéalité, la densité de courant de l'équation 2.21 peut être écrit comme :

$$J_{TE} = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{q(V - R_s I)}{kT}\right) \right] \quad (2.24)$$

2.4.3.2 Emission tunnel assistée par effet de champ et Emission tunnel

L'émission tunnel assistée par effet de champ (E.T.A) dépend de la température. Dès que celle-ci augmente, l'énergie des électrons augmente et la barrière qu'ils peuvent traverser par effet tunnel est à la fois moins haute et plus étroite. Si la température augmente encore, on obtient alors l'émission thermoïonique (E.T.). Dans ce cas de figure l'énergie des électrons est supérieure à la hauteur de la barrière.

L'émission tunnel ou émission de champ (E.C.) se produit seulement dans les semiconducteurs fortement dopés ou dégénérés. Dans ce cas, le courant provient essentiellement des électrons dont l'énergie est proche de l'énergie de Fermi et indépendamment de la température [26, 40]. La figure 2.15 illustre les domaines d'énergie correspondants à ces différents mécanismes.

Le courant est obtenu grâce au coefficient de transmission quantique, la probabilité d'occupation dans le semiconducteur et d'inoccupation dans le métal suivant l'équation 2.25 :

$$J_{sm} = \frac{A^* T}{K} \int_0^{+\infty} T(\xi) \exp\left[\frac{-q(V_b + V_n + \xi - \Delta\phi)}{KT}\right] d\xi + \frac{A^* T}{K} \int_0^{q(V-\Delta\phi)} F_s(V) T(\eta) (1 - F_m) d\eta \quad (2.25)$$

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

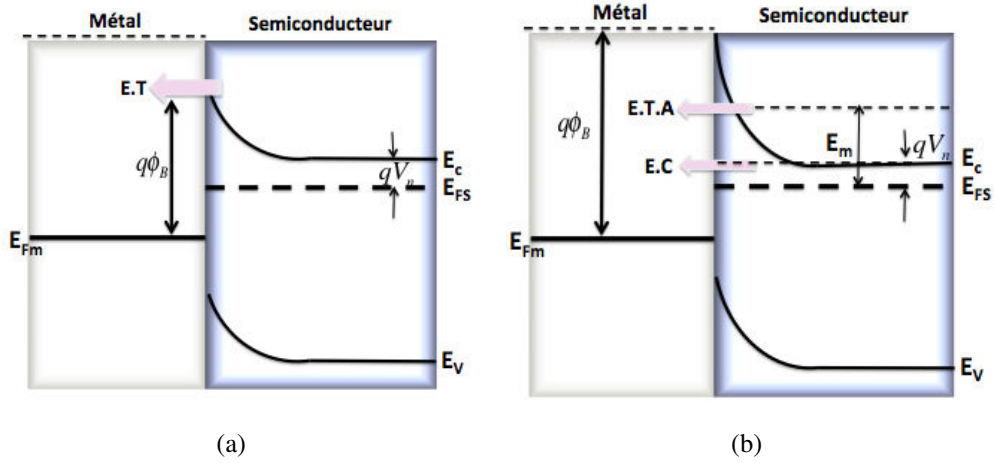


FIGURE 2.15 – contact (a) M/Sc - E.T (b) M/Sc - E.T.A - E.C

Où ξ et η représentent l'énergie des électrons au-dessus et au-dessous de la barrière efficace. F_s et F_m sont respectivement les fonctions de distribution de Fermi-Dirac du semiconducteur et du métal. $T(\xi)$ et $T(\eta)$ sont les coefficients de transmissions.

Une expression similaire peut être donné pour le courant J_{ms} traversant le métal vers le semiconducteur :

$$J_{ms} = - \frac{A^*T}{K} \exp \left[\frac{-q\phi_b}{KT} \right] \int_0^{+\infty} T(\xi) \exp \left(-\frac{\xi}{KT} \right) d\xi - \frac{A^*T}{K} \int_0^{q(V-\Delta\phi)} F_m(V) T(\eta) (1 - F_s) d\eta \quad (2.26)$$

La densité de courant totale est donc la somme des deux équations (2.25) et (2.26). Le courant s'obtient à partir du coefficient de transmission de la barrière de potentiel dans l'approximation WKB (Wentzel-Kramers-Brillouin). La figure 2.16 représente la barrière de potentiel à l'interface métal-vide en présence d'un champ électrique à la surface du métal. L'effet de la force image est négligé. Le coefficient de transmission de la barrière de surface s'écrit :

$$T(\eta) = \exp \left(-2 \int_{X_1}^{X_2} \frac{2m^*}{\hbar} q(V(x) - \eta(x)) dx \right) \quad (2.27)$$

Où $X_1 = 0$ et $X_2 = W$ sont les points limites de l'intervalle correspondant au passage tunnel.

En calculant l'intégrale et en explicitant W , on obtient :

$$T(\eta) = \exp \left(-\frac{4}{3} \left(\frac{2m^*}{\hbar^2} \right)^{1/2} \left(\frac{W}{qV_0} \right) \left[(qV_0 - \eta)^{3/2} - (-\eta)^{3/2} \right] \right) \quad (2.28)$$

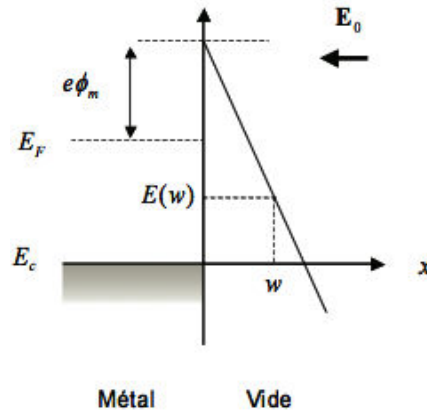


FIGURE 2.16 – diagramme de bande d'énergie intégrant l'approximation WKB.

Le développement de $T(E)$ fait apparaître le paramètre caractéristique E_{00} défini par :

$$E_{00} = \frac{qh}{4\pi} \left(\frac{N_D}{m^* \epsilon_S} \right)^{1/2} \quad (2.29)$$

E_{00} est la constante pour un matériau donné puisqu'il ne dépend que de la densité des donneurs N_D et de la masse effective des électrons supposée indépendante de l'énergie.

1. Résultats en polarisation directe

Pour des tensions positives, la densité de courant peut se mettre sous la forme :

$$J_{tfeF} = J_{sF} \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right) \quad (2.30)$$

Où

$$E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{KT}\right) \quad (2.31)$$

Et

$$J_{sF} = \frac{A^* T^2 \sqrt{\pi q E_{00} (\phi_b - V + V_n)}}{KT \cosh(E_{00}/KT)} \exp\left(\frac{qV_n}{KT} - \frac{q(\phi_b + V_n)}{E_0}\right) \quad (2.32)$$

Le rapport kT/E_{00} nous permet de faire la différence relative entre l'émission de champ et l'émission thermoionique assistée :

- (a) Si $kT/E_{00} \ll 1$ alors $E_0 \approx E_{00}$ et donc la pente q/E_0 est indépendante de la température. C'est le cas de l'émission de champ. Cette émission nécessite une faible température et un E_{00} élevé, en d'autre terme, un semi-conducteur très dopé dont la masse effective des porteurs

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

est très faible. Par conséquent l'équation de la densité de courant totale s'écrit alors :

$$J = J_s \exp(qV/E_{00}) \quad (2.33)$$

- (b) $kT/E_{00} > 1$ c'est le domaine de l'émission thermoïonique assistée où les électrons traversent la barrière à l'énergie E_m qui représente le maximum de la distribution énergétique des électrons émis, et donnée par la relation :

$$E_m = q(V_{bi} - V) \left\{ \cosh\left(\frac{E_{00}}{KT}\right) \right\}^{-2} \quad (2.34)$$

On peut obtenir l'expression générale de la densité de courant analogue à l'équation (2.21), mais avec un paramètre n qui est donné par la relation suivante :

$$n = \frac{E_{00}}{KT} \coth\left(\frac{E_{00}}{KT}\right) \quad (2.35)$$

- (c) Lorsque $kT/E_{00} \gg 1$, l'émission thermoïonique apparaît, le terme qV/E_0 de l'équation (2.30) devient tout simplement qV/kT .

2. Résultats en polarisation inverse

Pour les électrons du métal, l'effet tunnel peut se produire plus facilement sous polarisation inverse, même pour des dopages modérés car la barrière de potentiel se rétrécit avec la tension inverse appliquée. On distinguera comme dans le cas précédent l'émission de champ qui concerne les électrons émis du métal avec une énergie voisine de l'énergie de Fermi et l'émission thermoïonique assistée où le maximum de la distribution des électrons émis se trouve entre le niveau de Fermi du métal et le sommet de la barrière.

Lorsque la température devient suffisante pour permettre l'émission thermoïonique assistée, la densité de courant prend la forme suivante :

$$J_{tfeR} = J_{sR} \exp\left(-\frac{qV}{E'}\right) \quad (2.36)$$

où

$$E' = E_{00} \left\{ \frac{E_{00}}{KT} - \tanh\left(\frac{E_{00}}{KT}\right) \right\}^{-1} \quad (2.37)$$

Et

$$J_{sR} = \frac{AT^2 \sqrt{\pi q E_{00} (\phi_b - V \cosh(E_{00}/KT))}}{KT \cosh(E_{00}/KT)} \exp\left(-\frac{q\phi_b}{E_0}\right) \quad (2.38)$$

L'effet tunnel est très important dans les barrières Schottky polarisées en inverse, c'est une des causes principales de la non saturation du courant inverse.

2.4.3.3 Emission tunnel

A basse température et avec une grande concentration de dopages, l'émission de champ (EC) domine. La densité de courant du semiconducteur vers le métal est proportionnelle au produit du coefficient de transmission, et de la probabilité d'occupation dans le semiconducteur, F_s et d'innoculation dans le métal, $(1 - F_m)$. Lorsque le champ électrique présent à l'interface entre deux matériaux atteint des valeurs de l'ordre de $10^7 V/cm$, la barrière de potentiel devient suffisamment étroite pour autoriser un transfert par effet tunnel. Une cathode peut ainsi émettre des électrons même à la température ambiante. Cette émission froide porte le nom d'émission de champ.

$$J_{sm} = \frac{A^*T}{K} \int_0^{q\phi_b} F_s T(\xi)(1 - F_m) d\xi \quad (2.39)$$

Où $T(\xi)$ est le coefficient de transmission qui s'écrit sous la forme de $T(\xi) \approx \exp(-q\phi_b/E_{00})$, pour les basses températures et pour les fortes concentrations. La densité de courant traversant le métal vers le semiconducteur est similaire à celle traversant le semiconducteur vers le métal :

$$J_{ms} = \frac{A^*T}{K} \int_0^{q\phi_b} F_m T(\xi)(1 - F_s) d\xi \quad (2.40)$$

La densité totale du courant peut être simplifiée par la somme des densité de courant des deux directions, et peut s'écrire sous la forme :

$$J_t \approx \exp\left(\frac{-q\phi_b}{E_{00}}\right) \quad (2.41)$$

En polarisation directe, la densité de courant pour une émission champ est défini par :

$$J_{fe} = J_{sfeF} \exp\left(\frac{qV}{E_{00}}\right), \quad (2.42)$$

Avec

$$J_{sfeF} = \frac{2\pi A^* T^2 E_{00}}{KT \left[\log \left\{ 2 \left(\frac{\phi_b - V}{V_n} \right) \right\} \right] \sin \left[\frac{\pi KT}{2E_{00}} \log \left\{ 2 \left(\frac{\phi_b - V}{V_n} \right) \right\} \right]} \exp\left(\frac{-q\phi_b}{KT}\right) \quad (2.43)$$

Pour une polarisation inverse, en supposant le champ électrique constant dans la zone désertée traversée par l'électron, on obtient l'expression de la densité de courant correspondant à l'effet de champ pur, qui intervient aux basses températures. On obtient finalement la densité de courant :

$$J_{feR} = A \left(\frac{E_{00}}{KT} \right)^2 \left(\frac{V_{bi} - V}{\phi_n} \right) \exp \left\{ -\frac{2}{3} \frac{q}{E_{00}} \frac{\phi_b^{3/2}}{(V_{bi} - V)^{1/2}} \right\} \quad (2.44)$$

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

Où A est la constante de Richardson du métal. A la limite à zéro l'équation (2.44) est réduit à :

$$J_{feR} = AT^2 \left(\frac{E_{00}}{KT} \right)^2 \frac{\phi_b - V}{\phi_b} \exp \left(\frac{-2(q\phi_b)^{3/2}}{3E_{00}\sqrt{q\phi_b - qV}} \right) \quad (2.45)$$

2.4.3.4 Recombinaison dans la zone de charge d'espace

La recombinaison dans la zone désertée peut avoir une grande influence aux faibles tensions appliquées. Le courant peut se calculer en intégrant le taux de recombinaison U sur la largeur de la zone de charge d'espace [26, 41]

$$J_r = \int_0^W qU dx \quad (2.46)$$

En polarisation directe les processus de capture dominant ; si la recombinaison a lieu sur un seul niveau, situé au milieu de la bande interdite et de densité N_t , le taux de recombinaison évalué à partir de la statistique Shockley, Read and Hall (1952), s'écrit, en supposant égales les sections de capture $\sigma_n = \sigma_p = \sigma$ et en utilisant l'équation 1.23 décrite dans le chapitre 1 :

$$U = N_t \sigma v_{th} \frac{pn_e - n_i^2}{2n_i + p + n_e} \quad (2.47)$$

Où n_i est la concentration intrinsèque, n_e et p les concentrations des électrons et des trous, v_{th} la vitesse thermique moyenne des porteurs. En traitant le contact métal-semiconducteur comme une jonction p-n abrupte où les quasi-niveaux de Fermi sont constants dans la région de charge d'espace, on obtient :

$$U = \frac{1}{2} \sigma v_{th} N_t n_i \exp \left(\frac{qV}{2KT} \right) \quad (2.48)$$

Et le courant de recombinaison s'écrit :

$$J_r \approx \int_0^W qU dx = \frac{qW}{2} \sigma v_{th} N_t n_i \exp \left(\frac{qV}{2KT} \right) \quad (2.49)$$

L'expression que l'on peut donner sous la forme simplifiée :

$$J_r \approx \frac{qn_i W}{\tau} \exp \left(\frac{qV}{2KT} \right) \quad (2.50)$$

où τ est la durée de vie effective des porteurs à l'intérieur de la zone de charge d'espace. Cette relation correspond au courant de porteurs minoritaires. Elle montre que la composante de courant direct due à la recombinaison dans la zone désertée est importante si la durée de vie des porteurs est faible.

En polarisation inverse la concentration des porteurs dans la zone désertée est très faible, $pn_e \ll n_i^2$, le taux de génération obtenu à partir de l'équation est :

$$U = -\frac{n_i}{\tau}$$

2.5. Extraction des paramètres du contact Schottky

Le courant est alors un courant de génération J_G est donné par :

$$J_G = \int_0^W q|U|dx = q|U|W = qn_i \frac{W}{\tau} \quad (2.51)$$

2.5 Extraction des paramètres du contact Schottky

Avant de présenter les résultats expérimentaux, nous rappelons brièvement comment obtenir les hauteurs de barrière, la densité de dopage, le courant de saturation et le facteur d'idéalité à partir des mesures de capacité tension (C-V) et de courant tension (I-V).

2.5.1 Caractérisation à partir des mesures de la capacité en fonction de la tension :

La capacité (C) des contacts Schottky est un paramètre très important qui permet la détermination de la concentration de dopage de la couche semiconductrice et la valeur de la hauteur de barrière ϕ_b . Dans l'approximation de la zone de déplétion [40, 42], la capacité de la structure métal semi-conducteur est donnée par :

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon_{SC} A}{W} \quad (2.52)$$

où ϵ_0 est la permittivité du vide, et ϵ_{SC} est la permittivité relative du matériau semi-conducteur, A est la surface du contact Schottky et W est la largeur de la zone de charges d'espace, donnée par :

$$W = \sqrt{\frac{2\epsilon_0 \epsilon_{SC}}{qN_D} (V_{bi} - V)} \quad (2.53)$$

V_{bi} est le potentiel de diffusion et V est la tension de polarisation de la structure. Ce modèle prévoit que la capacité de la structure augmente lorsque la tension de polarisation croît. Connaissant la surface A de la diode, on trace la caractéristique S^2/C^2 en fonction de V et on en déduit la concentration du dopant et la hauteur de barrière à bandes plates, données dans le cas d'un semiconducteur de type n par :

$$\phi_b = V_{bi} + \frac{E_c - E_{Fsc}}{q} + \frac{kT}{q} \quad (2.54)$$

Chapitre 2. Méthodes de réalisation et de caractérisations des contacts métalliques sur GaN

$$N_D = -\frac{2}{q\epsilon_0\epsilon_{sc}} \times \frac{dV}{d(S^2/C^2)} \quad (2.55)$$

Où $E_c - E_{F_{sc}}$ est la différence d'énergie entre la bande de conduction et le niveau de Fermi dans le volume du semiconducteur.

2.5.2 Caractérisation à partir des mesures du courant en fonction de la tension

La résistance série R_s est un paramètre important dans la caractérisation des diodes Schottky car elle limite le processus de conduction. En effet dans ce cas, à cause de la valeur élevée de R_s la partie linéaire de la caractéristique courant tension en direct, (LogI-V), est fortement réduite et les valeurs caractéristiques R_s , ϕ_b et n deviennent difficiles à déterminer [40]. Ce paramètre peut être déterminé à partir de l'équation 2.24, en utilisant la technique de Cheung et Cheung [43], pour des tensions suffisamment élevées $V \geq 3kT/q$:

$$\log\left(\frac{I}{SA^*T^2}\right) = -\frac{q\phi_b}{kT} + \frac{q}{nkT}(V - R_s I) \quad (2.56)$$

et ensuite :

$$\frac{dV}{d\log(I)} = \frac{nkT}{q} + R_s I \quad (2.57)$$

Cette fonction est la première fonction de Cheung et Cheung, elle est linéaire en fonction de I, sa pente donne R_s et son ordonnée à l'origine permet de déterminer un facteur d'idéalité moyen n .

La valeur de la hauteur de barrière Schottky est ensuite déduite de la caractéristique courant tension en utilisant l'équation :

$$\phi_b = -\frac{kT}{q} \ln \frac{J_s}{A^*T^2} \quad (2.58)$$

Où J_s est la densité de courant de saturation obtenue en extrapolant le graphe logarithmique I-V à $V = 0$.

2.6 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons présenté une étude approfondie sur les contacts Schottky et les contacts ohmiques ainsi que les différents mécanismes de conduction existant dans un contact métal/semi-conducteur. Nous avons détaillé aussi le calcul de la résistance spécifique de contact linéaire et circulaire.

Réalisation
et caractérisations des
structures $B_xGa_{(1-x)}N$

3 Réalisation et caractérisations des structures $B_xGa_{(1-x)}N$

3.1 Introduction

Dans ce chapitre, nous allons caractériser électriquement les diodes Schottky sur le matériau $B_xGa_{(1-x)}N$. Pour étudier les propriétés électriques et optiques de ce matériau, deux étapes sont nécessaires. La première étape consiste à réaliser et à optimiser les contacts ohmiques et Schottky et la deuxième étape consiste à effectuer et à analyser les mesures de courant en fonction de la tension à l'obscurité et sous illuminations, en utilisant des longueurs d'ondes excitatrices bien adaptées. Les contacts ohmiques et schottky utilisés dans cette étude sont constitués de la même manière, Ti / Al / Ti / Au (10/250/8/150 nm) pour les contacts ohmiques et du Pt (150 nm) pour les contacts Schottky, utilisée sur les diodes réalisées sur GaN. Les échantillons utilisés sont des structures monocouches de GaN avec différentes concentrations de bore variant de 0% à 0.82 %, Une vue de dessus et en coupe des échantillons étudiés ici est schématisé sur la figure 3.1

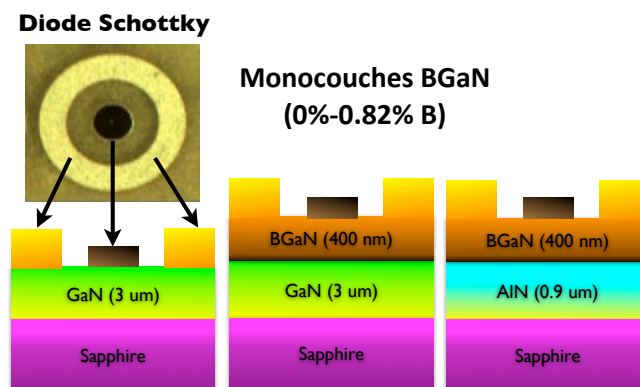


FIGURE 3.1 – Vue de dessus et vue en coupe des structures monocouches de BGaN réalisées sur des substrats de GaN et d'AlN.

La liste des échantillons utilisés dans ce travail est indiquée dans le tableau 3.3 ci-dessous.

Tous les substrats BGaN ont été cultivés par MOVPE en utilisant un réacteur en forme de T en utilisant

Chapitre 3. Réalisation et caractérisations des structures $B_xGa_{(1-x)}N$

Tableau 3.1 – Les échantillons des structures monocouches de BGaN avec différentes concentrations de bore

Nom	Matériau	Concentration de bore (%)	Type
T559	$B_xGa_{1-x}N/GaN$	0	Monocouche
T674	$B_xGa_{1-x}N/GaN$	0.48	Monocouche
T561	$B_xGa_{1-x}N/AlN$	0.7	Monocoche
T562	$B_xGa_{1-x}N/AlN$	0.82	Monocouche

100% d'azote. Le triméthylgallium (TMG), le triéthylboron (TEB) et l'ammoniac (NH₃) ont été utilisés comme précurseurs sources de gallium, bore et d'azote, respectivement. Afin de se concentrer sur l'incorporation de bore, la croissance de BGaN a été réalisée sur les substrats modèles de GaN de 3 μm d'épaisseur sur saphir en utilisant une couche tampon GaN de 200 nm. La croissance de la couche tampon de GaN et des couches de BGaN a été effectuée à 1050 °C à une pression totale de $600 \times 10^2 Pa$ (450 Torr) et $133 \times 10^2 Pa$ (100 Torr). Les épaisseurs typiques des couches cultivées se situaient entre 100 et 650 nm. La distribution du bore tout au long de la croissance des couches de BGaN a été évaluée par la spectroscopie de masse ionique secondaire (SIMS). Les détails sur les conditions de croissance, l'incorporation du bore et la morphologie des couches sont mentionnés dans des travaux antérieurs [44, 45]. Tous les échantillons ont été non intentionnellement dopés. La surface des échantillons a été traitée chimiquement avant le dépôt de Pt, en utilisant un procédé de photolithographie standard, pour former les contacts des diodes Schottky.

Dans cette partie, on donne un bref aperçu des paramètres des contacts Schottky qui peuvent être utilisés pour indiquer leur qualité. Nous allons décrire une approche pour l'extraction des énergies d'activation des pièges électriquement actifs dans ces diodes Schottky en exploitant les mesures de courant en fonction de la tension et en fonction de la température I-V-T. Il sera tout d'abord question de présenter les différentes étapes de cette méthodologie d'extraction. Ensuite nous allons présenter les résultats obtenus par l'application de cette dernière sur les structures étudiées. afin de pouvoir faire une comparaison entre ces résultats et les résultats de la DLTS obtenus.

3.2 Contact Ohmique sur $B_xGa_{(1-x)}N$

Dans cette section, nous allons détailler l'étude de contact ohmique sur les monocouches de $B_xGa_{(1-x)}N$ avec une concentration de bore allant jusqu'à 0,7%. La fabrication du contact ohmique sur BGaN de 0,82% était presque impossible en raison de sa grande résistivité. La figure 3.2 montre un exemple de mesures de tension de courant des échantillons BGaN pour différentes concentrations de bore. Toutes les mesures (I - V) sont linéaires, ce qui indique un parfait comportement ohmique du contact électrique.

Comme prévu, pour une même valeur de la tension appliquée, plus la concentration de bore est élevée, plus le courant injecté est faible.

La figure 3.3 montre un exemple de mesure de la résistance totale R_T en fonction de l'espacement entre deux contacts, obtenus à partir des mesures I-V du BGaN 0.48%. Les valeurs de la résistance de couche R_{sh}

3.2. Contact Ohmique sur $B_xGa_{(1-x)}N$

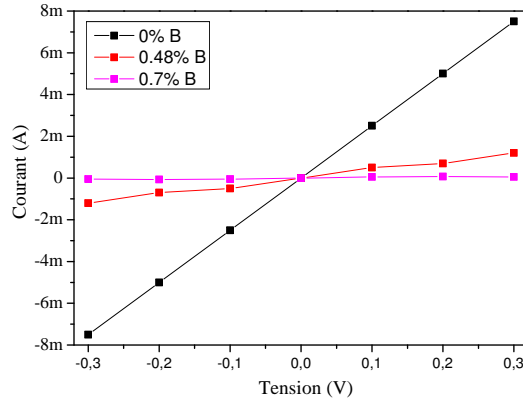


FIGURE 3.2 – Exemple de mesures (I - V) des échantillons B GaN pour différentes concentrations de bore

et de la résistance spécifique de contact ρ_C obtenues à partir des mesures de la figure 3.3 sont présentées dans le tableau 3.2. Toutes ces valeurs sont obtenues en utilisant les différents espacement répartis sur toute la surface de l'échantillon. Pour des concentrations de bore allant jusqu'à 0.48%, la valeur de ρ_C varie entre $10^{-4}\Omega cm^2$ et $10^{-3}\Omega cm^2$ et atteint des dizaines de cm^2 pour des concentrations plus élevées. Cette augmentation est attendue puisque, comme le montre le tableau 3.2, la résistivité, et la résistance de couche R_{sh} , des films B GaN augmente avec la concentration de bore conduisant à des contacts ohmiques moins efficaces.

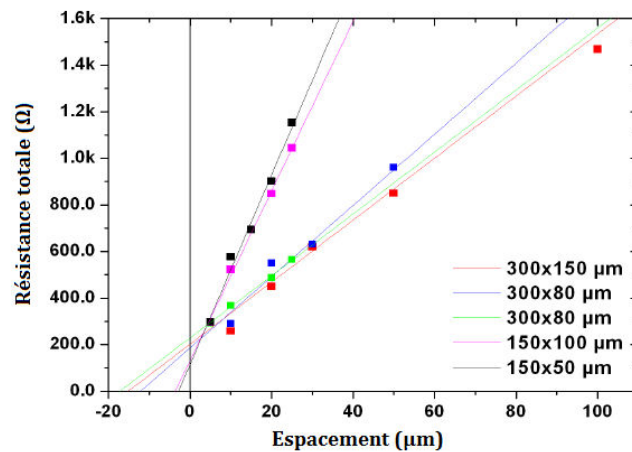


FIGURE 3.3 – Mesure de la résistance totale entre deux contacts espacés par la distance l dans le B GaN avec une concentration de 0.48%

Chapitre 3. Réalisation et caractérisations des structures $B_xGa_{(1-x)}N$

Tableau 3.2 – Valeurs de la résistance de couche R_{SH} et de la résistance spécifique de contact ρ_c dans le B GaN pour différentes concentrations de bore

Bore concentration (%)	Résistance spécifique de contact ($\Omega.cm^2$)	R_{SH} (Ω/\square)
0	1×10^{-4} - 3×10^{-4}	53 ± 1
0.48	1×10^{-3} - 2×10^{-3}	$(4.3 \pm 0.6) \times 10^3$
0.7	2-40	80×10^3 - 285×10^3

3.3 Résultats expérimentaux : mesures à température ambiante

3.3.1 Mesures de courant - tension I-V sur les diodes Schottky

$B_xGa_{(1-x)}N$

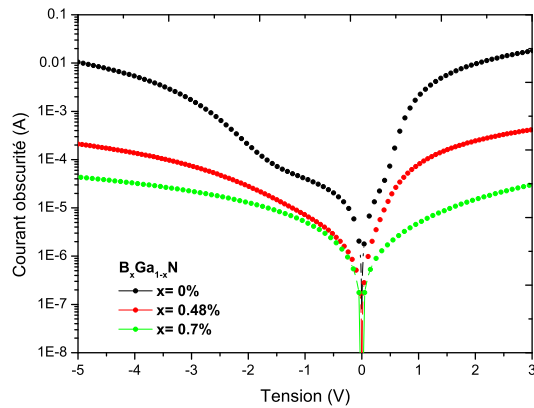
Les courbes représentant les variations de courant en fonction de la tension sont représentées sur les figures 3.4 pour des échantillons de B GaN avec différentes concentrations de bore. Comme a été montré dans des travaux antérieurs [46], pour une même valeur de la tension appliquée, plus la concentration de bore est élevée, plus le courant injecté est faible. Toutes les mesures ont été effectuées pour l'ensemble des dispositifs B GaN (de $x = 0\%$ à $x = 0,82\%$).

Le courant dans les monocouches B GaN diminue, jusqu'à quelques μA quand on a une tension inverse élevé ($I_d = 0,51 \mu A$ - $100 V$ pour $x = 0,82\% B$) en raison de la forte augmentation de la résistivité de la couche causée par l'augmentation de la concentration de bore. Il est clair que la composition du bore contrôle la résistivité de la couche B GaN puisque, à $-5 V$ pour $x = 0\%$ $I_d = 27 mA$, et en ajoutant une quantité de $x = 0,48\%$ de B, le courant à l'obscurité diminue. En augmentant la concentration de bore jusqu'à $0,82\%$, la couche devient très résistive et le courant atteint $2,8 nA$. Les valeurs de la résistance série R_s , les valeurs de la hauteur de barrière Schottky ϕ_b et les valeurs du facteur d'idéalité n sont déduites en utilisant les données de la figure 3.4 et l'équation 2.24, à partir des mesures des 4 pointes, ces valeurs sont regroupées dans le tableau 3.3.

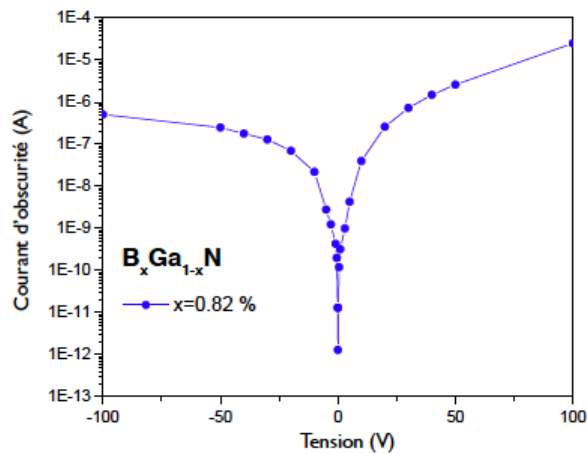
Tableau 3.3 – Résistance série, facteur d'idéalité et hauteur de barrière apparente déduits des mesures de courant à température ambiante

$B_xGa_{1-x}N$	Résistance série $R_s(\Omega)$	facteur d'idéalité n	hauteur de barrière ϕ_b (eV)
$x = 0\%$	107.1	1.3	1.01
$x = 0.48\%$	89.33	4.9	0.47
$x = 0.7\%$	23×10^3	5	0.56
$x = 0.82\%$	3×10^9	6	0.83

3.3. Résultats expérimentaux : mesures à température ambiante



(a)



(b)

FIGURE 3.4 – Les caractéristiques de courant-tension (I-V) pour les photodétecteurs Schottky $B_xGa_{(1-x)}N$.

Il est évident que les facteurs d'idéalité n pour B GaN sont supérieurs à l'unité et ceci peut être attribué aux états d'interface dus à une mince couche d'oxyde entre le métal et le semi-conducteur, incluant d'autres contaminations, des courants tunnels dans des semi-conducteurs hautement dopés, et des courants de génération/recombinaison dans la région d'appauvrissement [40].

3.3.2 Mesures de capacité - tension C-V sur les diodes Schottky $B_xGa_{(1-x)}N$

La figure 3.5 montre un exemple typique des courbes C - V et $1/C^2$ - V obtenues sur des diodes Schottky BGaN à 0%, BGaN 0.48% et BGaN 0.7% en utilisant un modèle RC parallèle. Les données de $1/C^2$ - V sur la figure 3.5 (a) montrent un comportement linéaire, dans la zone de déplétion, de la courbe $1/C^2$ par rapport à V, indiquant un profil de concentration de dopants uniforme. Cette concentration de dopants peut être obtenue à partir de la pente de la courbe $1/C^2$ - V par la relation 2.55.

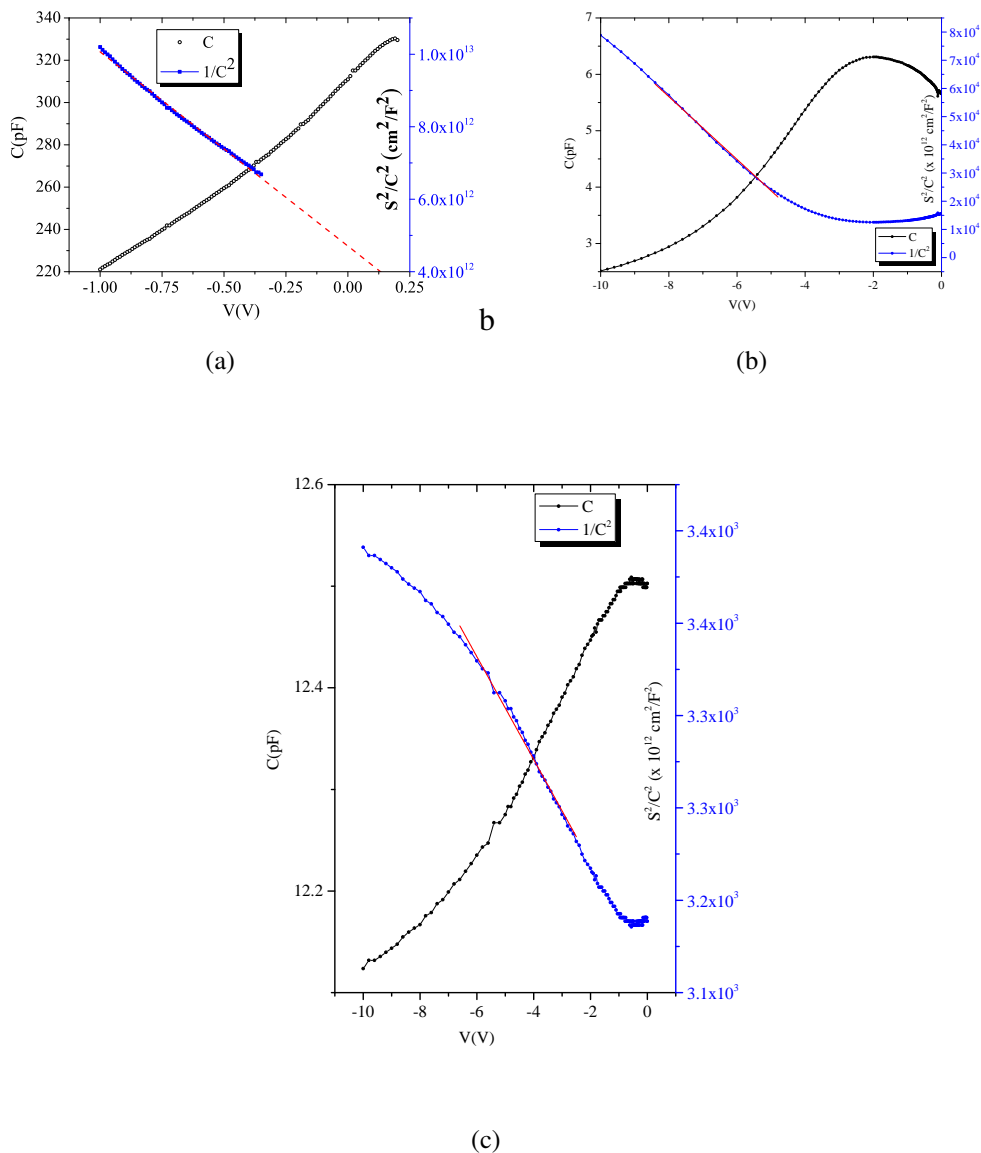


FIGURE 3.5 – C-V et $1/C^2$ -V dans des structures de diodes Schottky (a) GaN 0%. (b) GaN 0.48%. (c) GaN 0.7%

3.3. Résultats expérimentaux : mesures à température ambiante

La hauteur de barrière ϕ_b varie entre 0.4 et 1.01 eV tandis que la concentration de dopants diminue avec l'augmentation de la concentration de B comme montré sur le tableau 3.4, ce qui explique la diminution du courant d'obscurité avec l'augmentation de la concentration du bore.

Tableau 3.4 – Hauteur de barrière et concentration des porteurs déduites des mesures C-V

$B_xGa_{1-x}N$	hauteur de barrière ϕ_b (eV)	concentration des porteurs (cm^{-3})
$x = 0\%$	1	5.9×10^{18}
$x = 0.48\%$	0.43	2.4×10^{18}
$x = 0.7\%$	0.56	3×10^{17}
$x = 0.82\%$	0.51	1×10^{17}

3.3.3 Mesures de courant sous illumination : sensibilité des photo-détecteurs

La figure 3.6 montre les caractéristiques de courant en fonction de la tension sous illumination UV et à l'obscurité de l'échantillon B GaN 0% à 300 K, nous avons effectué les mêmes mesures pour toutes les températures et pour tous les échantillons avec différentes concentrations de bore.

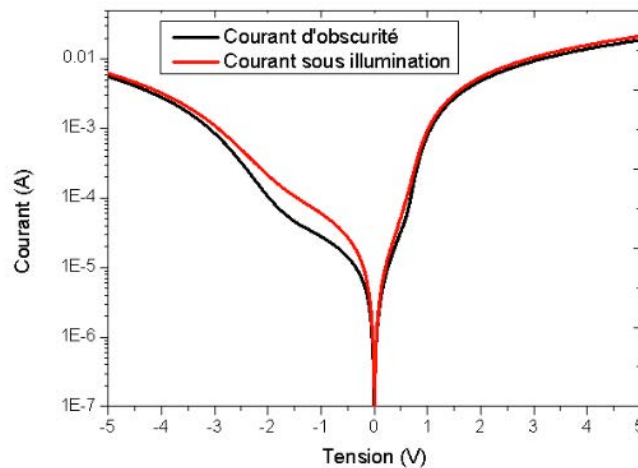


FIGURE 3.6 – Courant à l'obscurité et sous illumination pour l'échantillon B GaN à 0% de bore à 300k

Les échantillons ont été mis sous illumination UV de 266nm avec une puissance de $31.5\mu W$ ce qui provoque une diminution de la hauteur de barrière Schottky, donnant lieu à l'apparition d'un photo-courant

secondaire :

$$I_\lambda^G = I_d e^{\Delta\phi_b/kT} \quad (3.1)$$

où I_d est le courant à l'obscurité de la structure et $\Delta\phi_b$ est la diminution de la hauteur de barrière Schottky. Ce photo-courant secondaire apparaît en plus du photo-courant "réel" généré par le photodétecteur donné par :

$$I_\lambda = qSP \left\{ 1 - \exp \left[-\alpha \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_{bi} - V)}{dN_D}} \right] \right\} \quad (3.2)$$

Où q est la charge électronique, S est la surface zone du contact, P est la puissance optique, α est le coefficient d'absorption optique correspondant à la longueur d'onde d'excitation λ . Le courant total I_{ill} produit par la structure est alors la somme de I_λ^G et I_λ , et donc, la sensibilité R du détecteur, selon les équations 3.1 et 3.2, peut être écrite comme suit :

$$R = \left| \frac{I_{ill} - I_d}{P} \right| = \frac{\left(\exp \frac{\Delta\phi_b}{kT} - 1 \right) I_d + I_\lambda}{P} \quad (3.3)$$

La figure 3.7 montre la dépendance de la sensibilité en fonction de la tension pour les différents échantillons de BGaN à température ambiante.

Un gain excédentaire est observé pour une tension inverse appliquée supérieur à 0.072 (0% B), 1.2V (0.48% B) et 1.5V (0.7% B) et pour une tension continue supérieure à 0.077 V (0% B), 0,51 V (0,48% B) et 0,46 V (0,7% B). Au contraire, dans le BGaN (0,82% B), aucun gain interne n'est observé quelle que soit la tension de polarisation inverse appliquée. Il est évident que l'incorporation de B dans GaN conduit à un matériau résistant et par conséquent on a une diminution du courant. La variation de la sensibilité d'un PD à l'autre est étroitement liée à la valeur du courant d'obscurité.

3.4 Résultats expérimentaux : mesures à plusieurs températures

3.4.1 Mesures du courant à plusieurs températures

Les figures 3.8 et 3.9 présentent les relevés du courant en fonction de la tension pour différentes températures entre 80 k et 400 K avec un pas de 20 k pour l'échantillon BGaN 0% à l'obscurité et sous illumination. Pour une tension relativement grande (>0.9V), le courant est saturé en raison de l'effet de la résistance

3.4. Résultats expérimentaux : mesures à plusieurs températures

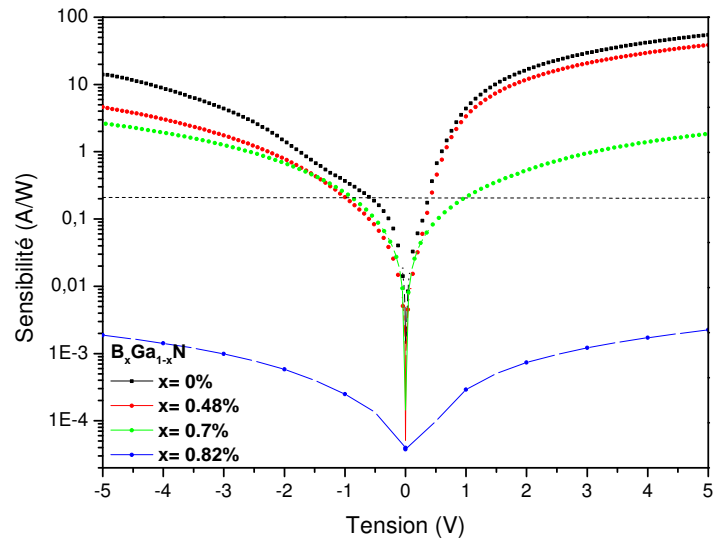


FIGURE 3.7 – Caractéristique de la sensibilité en fonction de la tension des photodétecteurs Schottky à base de BGaN à température ambiante.

série [40]. Pour une tension plus faible, la caractéristique présente deux régimes caractérisés par deux pentes différentes correspondant à différents mécanismes de transport. Le courant entre la tension (0.4 - 0.6V) est un courant dominé par l'émission thermique (TE). En revanche, pour les basses tensions (0 - 0.2V), le courant est dominé par l'émission de champ thermoionique (TFE).

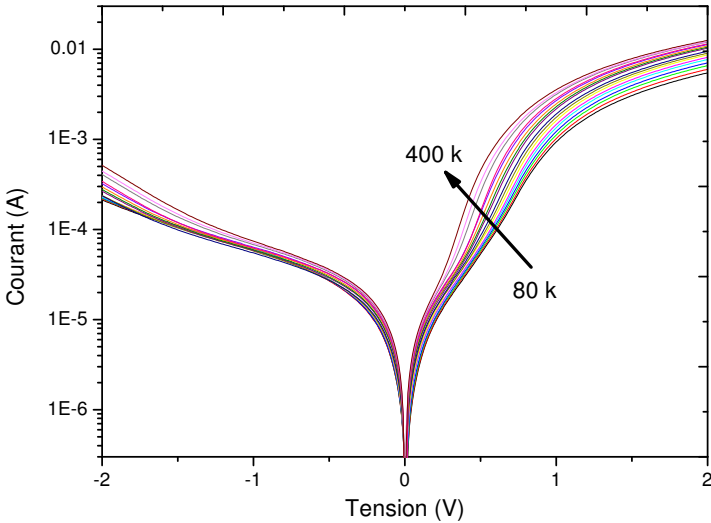


FIGURE 3.8 – Densité de courant en fonction de V et pour différentes températures pour la structure BGaN 0%.

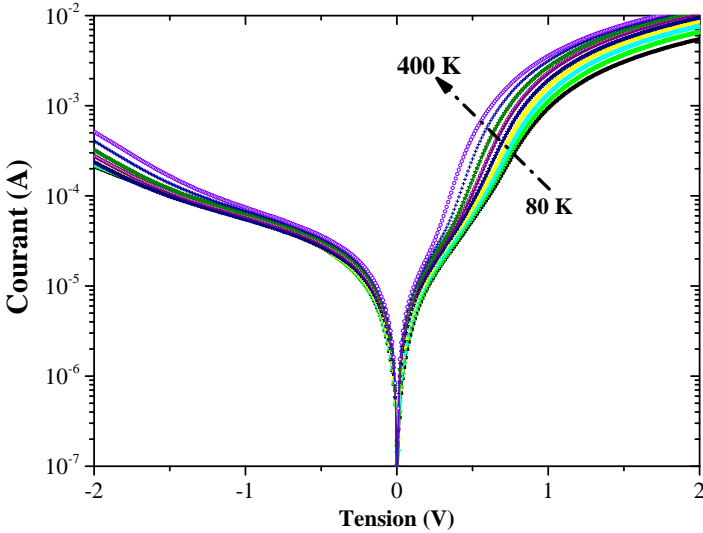


FIGURE 3.9 – Densité de courant sous illumination en fonction de V et pour différentes températures pour la structure BGaN 0%.

3.4.2 Évolution de ϕ_b et de n en fonction de la température

Sur la figure 3.10 nous avons représenté les variations de ϕ_b en fonction de la température pour les deux échantillons 0% et 0,48%. On remarque que pour les deux échantillons, ϕ_b augmente avec la température alors que théoriquement, la hauteur de la barrière Schottky diminuerait en fonction de la température à cause de la dilatation du réseau [40]. Ce comportement sera attribué par la suite à l'existence des états d'interface entre le métal et le semiconducteur. La figure 3.11 montre l'évolution de n en fonction de la température pour ces deux types de structures.

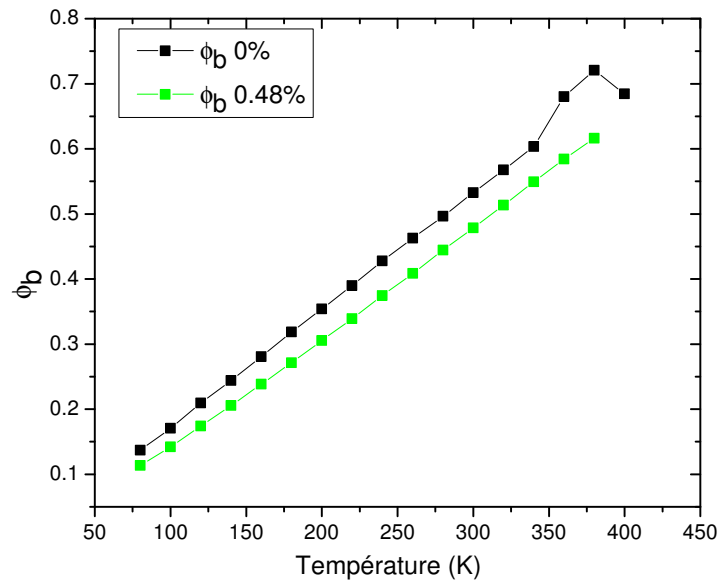


FIGURE 3.10 – Variations de la hauteur de barrière déduite des mesures de courant en fonction de la température pour les deux échantillons.

Les valeurs de n sont grandes par rapport à l'unité. Ce comportement peut être expliqué par la présence des états d'interface comme nous allons le voir plus loin.

3.4.3 Variations du facteur d'idéalité en fonction de la tension- Densité d'états d'interface -

L'augmentation de la valeur du facteur d'idéalité n en fonction de la température a été interprétée de plusieurs façons. Elle a été attribuées aux fluctuations de la hauteur de barrière par Werner et Güttler [47] et Tung [48], ainsi qu'à la présence d'une densité d'états d'interface élevée par Levine [49] Et Crowell [50]. Pour chaque température, n augmente avec l'augmentation de la tension, jusqu'à atteindre un maximum puis il diminue comme on le remarque sur la figure 3.12. Un tel comportement a été montré sur les surfaces oxydées de GaAs [51] et InP [52] et a été attribué aux effets d'états d'interface. Il est à noter que le pic de la courbe $n(V)$ (figure 3.12) augmente pour une tension voisine de 0,3 V et diminue à nouveau. Pour les

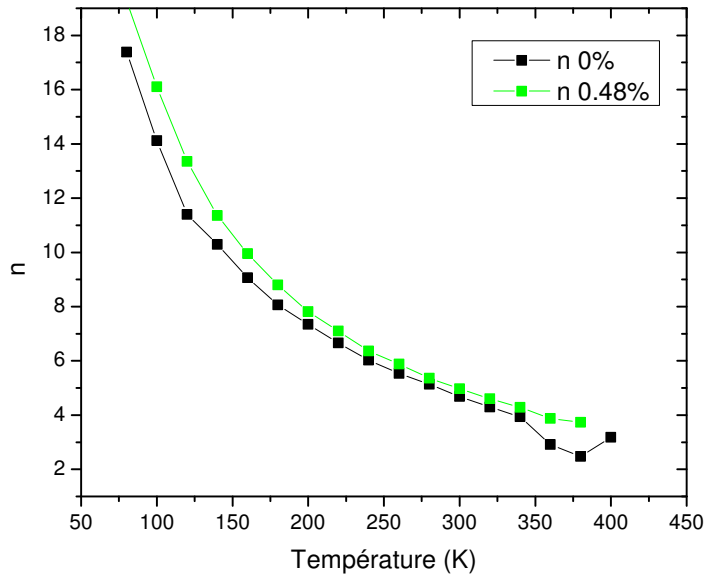


FIGURE 3.11 – Variations du facteur d'idéalité, n , en fonction de la température pour les différents échantillons.

valeurs élevées de la tension, n dépasse la valeur 2 à cause de l'effet de la résistance série qui limite le courant [42].

Lorsque ces états d'interface sont en équilibre avec le semi-conducteur, la densité d'états d'interface est liée au facteur d'idéalité par [40] :

$$N_{ss} = \frac{\epsilon_0 \epsilon_i}{\delta q^2} (n - 1) - \frac{\epsilon_0 \epsilon_{sc}}{q^2 W} \quad (3.4)$$

Où W est la largeur de la zone de déplétion, ϵ_i et δ sont respectivement la constante diélectrique relative et l'épaisseur de la couche interfaciale. L'épaisseur de cette couche a été trouvée supérieure à $3nm$ dans la couche de GaN exposée à l'air. En utilisant l'équation 3.4 et les données de la figure 3.12, on peut déterminer la dépendance en tension N_{ss} (V). Selon la relation $E_c - E = \phi_{b0} - qV'$ [53], où ϕ_{b0} est la valeur de la hauteur de barrière à température ambiante, la dépendance énergétique de la distribution d'états d'interface N_{ss} ($E_c - E$) a été calculée et tracée sur la figure 3.13 en supposant une couche de $4nm$ d'épaisseur. Cette approche a été utilisée dans le cas de GaAs [51] et InP [52], montrant des résultats en bon accord avec ceux obtenus par DLTS.

Cette technique a l'avantage de donner un moyen rapide pour obtenir une estimation correcte de la densité d'états impliquées dans le mécanisme de conduction puisque, ces états étant en équilibre avec le semi-conducteur, permettent le transfert de charges de la bande de conduction par les phénomènes de capture et d'émission. Comme le montre la figure 3.13, la dépendance énergétique de N_{ss} présente le même

3.4. Résultats expérimentaux : mesures à plusieurs températures

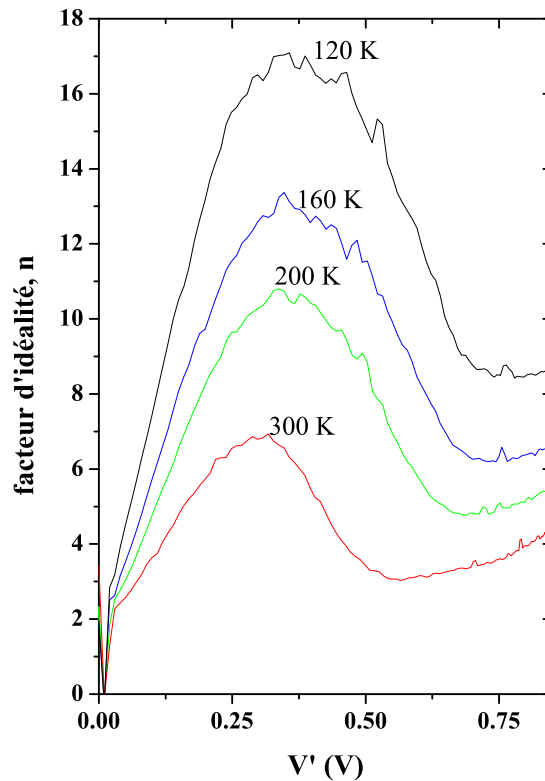


FIGURE 3.12 – Les valeurs du facteur d'idéalité des diodes Schottky GaN 0% en fonction de la tension déduite des mesures I-V

comportement quelle que soit la température. La densité d'états d'interface montre un large pic centré sur une énergie qui dépend de la température. Ces valeurs d'énergie, comprises entre 0,2 eV et 0,35 eV en fonction de la température, sont en bon accord avec celles obtenues par Cho et al. [54] (0.19 - 0.23 eV), Gotz et al. [55] (0.18 eV), et Tsarova et al. [56] (0.28 eV) en utilisant la DLTS dans les diodes Schottky GaN, et sont attribués aux anti-sites d'azote[42]. Ces pics peuvent également provenir d'une oxydation superficielle non intentionnelle qui peut se produire pendant les étapes du procédé de fabrication.

Les états d'interface jouent un rôle majeur dans le transfert de charge vers ou à partir de la bande de conduction par des mécanismes de capture et d'émission ou avec le métal par effet tunnel. Ces états se comportent comme une couche interfaciale à travers laquelle les porteurs peuvent se déplacer vers le métal par effet tunnel et sont responsables des grandes variations de ϕ_b et n par rapport à la température. Il en résulte un facteur d'idéalité supérieur apparent (voir figure 3.12). Les états d'interface assurent le passage des porteurs au métal et conduisent à un flux de courant plus élevé à travers la structure, de sorte que la hauteur de barrière Schottky apparente soit réduite. En revanche, lorsque la température augmente, les états d'interface sont partiellement ou complètement remplis, ce qui rend les variations de potentiel de

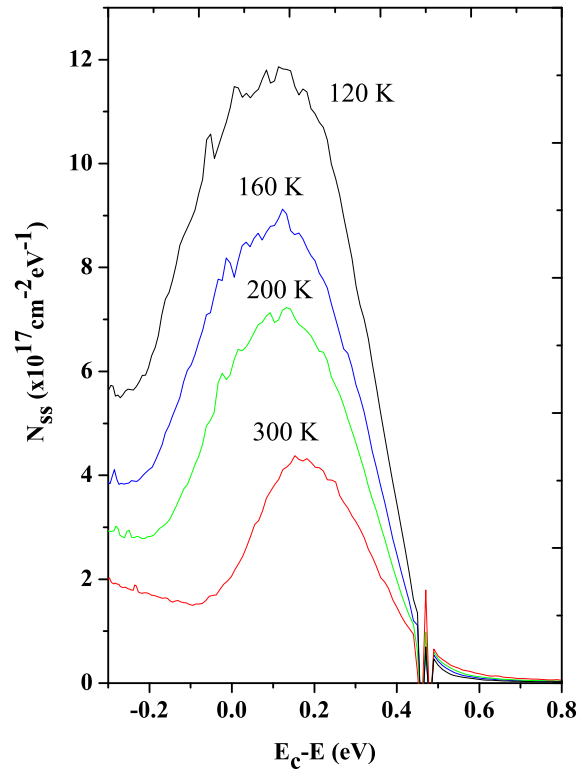


FIGURE 3.13 – Répartition de la densité des états d’interface sous le bord de la bande de conduction dans les structures étudiées.

surface plus faciles et le facteur d’idéalité correspondant plus petit. Le courant suit alors le comportement d’émission thermionique et la hauteur de barrière mesurée est donc plus proche des valeurs attendues théoriquement.

3.5 Méthode d’extraction des énergies d’activation à l’aide des mesures I-V-T

Nous avons effectué plusieurs mesures de courant à l’obscurité et sous illumination en fonction de la tension, en fonction d’une large gamme de température (80k – 400k). Des mesures expérimentales, on a remarqué une évolution du courant en fonction de la température. puisqu’il y a une évolution du courant avec la température on a des phénomènes activés thermiquement, ces phénomènes sont les piègeages et dépiégeages des paires électron-trous. En traçant l’évolution des courants en fonction de la température, et

3.5. Méthode d'extraction des énergies d'activation à l'aide des mesures I-V-T

en traçant spécifiquement les loi d'Arrhenius, on va pouvoir mesurer ces énergies d'activation qu'on se propose d'associer à différentes énergies de pièges.

3.5.1 Mesures de courant en fonction de la température et de la tension

Exemple de mesures sur B GaN 0%

A partir de l'équation 3.3, on a pu tracer l'évolution de la sensibilité par rapport à la température pour les différentes concentrations de bore. Une courbe typique obtenue pour le B GaN 0% est présentée sur la figure 3.14 :

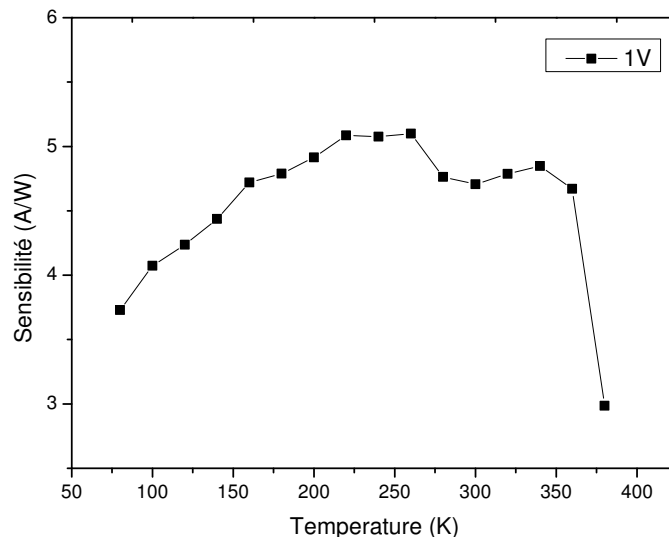


FIGURE 3.14 – Exemple de mesure de la sensibilité en fonction de la température pour le B GaN 0%.

Sur cette figure on constate que la sensibilité augmente avec la température, atteint un maximum puis diminue. Cela est directement observé sur le photocourant qui augmente également avec la température avant de commencer à diminuer. Cette évolution de la sensibilité en fonction de la température peut être expliquée par la concurrence entre deux mécanismes : mécanismes de piégeage et de dépiégeage de porteurs par des états d'interface ou des défauts profonds au niveau de la bande interdite de semi-conducteur.

En traçant la loi d'Arrhenius pour le courant d'obscurité, dans la région de polarisation inverse, nous pouvons obtenir les énergies d'activation des pièges impliqués dans l'augmentation du courant d'obscurité par rapport à la température.

A titre d'exemple sur la figure 3.15 nous avons obtenu pour le GaN 0% trois niveaux localisés énergétiquement à 0,05, 0,1 et 0,3 en dessous du maximum de la bande de conduction.

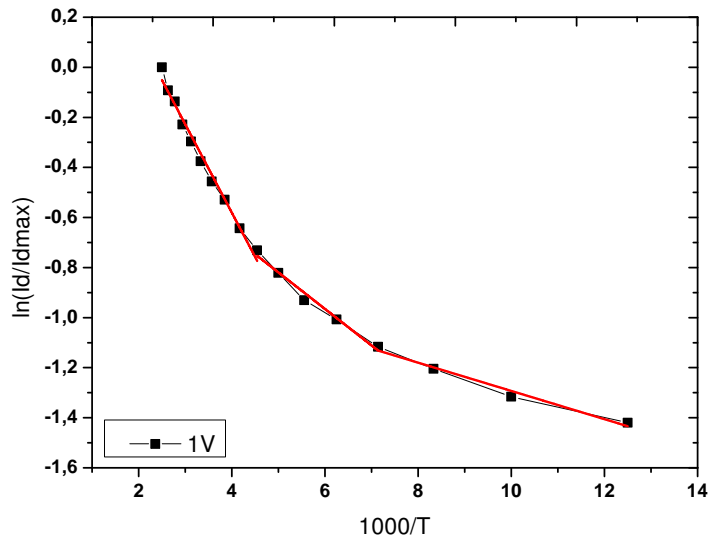


FIGURE 3.15 – Tracé d'Arrhenius du courant d'obscurité, I_d , normalisé à sa valeur maximale, par rapport à $1000/T$

De la même manière, la figure 3.16 montre la variation de la hauteur de barrière Schottky induite par l'illumination $\Delta\phi$ par rapport à $1000/T$. Comme mentionné ci-dessus, nous observons une diminution de $\Delta\phi$ par rapport à la température. Cette courbe d'Arrhenius donne naissance à des énergies d'activation de 0.08 eV, 0.32 eV et 1.1 eV au-dessus de la bande de valence.

Sur la figure 3.17, on peut observer que le photocourant augmente en fonction de la température. On remarque qu'à basses températures le piègeage est dominant.

Cependant, nous avons déterminé une énergie d'activation de 0.32 eV Pour le niveau impliqué dans le dépiégeage de trou.

Un autre mécanisme qui donne plus d'informations sur les pièges impliqués est le "Quenching". La figure 3.18 montre l'évolution du rapport :

$$\frac{I_{ill}}{I_d \exp\left(\frac{\Delta\phi_b}{kT}\right)} \quad (3.5)$$

Cette courbe montre également que le piègeage des trous domine à une température plus élevée alors que le dépiégeage des électrons et le piègeage des trous sont plus importants pour les basses températures. A partir de ce tracé, une énergie d'activation de 1.3 eV au-dessus de la bande de valence a été déterminée et correspond à un piège à trous.

Nous avons effectué de telles mesures pour l'ensemble des dispositifs en tension directe et inverse. Les résultats sont regroupés dans la figure 3.19. Pour GaN, nous avons trouvé 3 niveaux pour les pièges à électrons et trous. Avec l'augmentation de l'incorporation B, les pièges à électrons deviennent plus

3.5. Méthode d'extraction des énergies d'activation à l'aide des mesures I-V-T

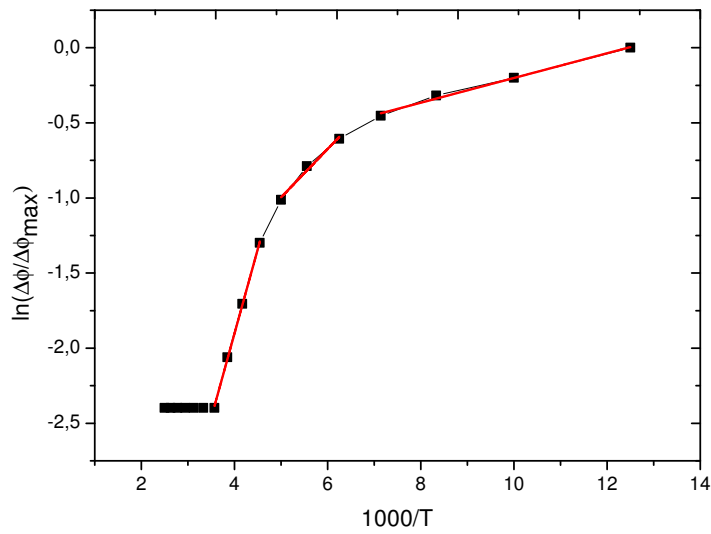


FIGURE 3.16 – Tracé d'Arrhenius du $\Delta\phi$, normalisé à sa valeur maximale, par rapport à $1000/T$

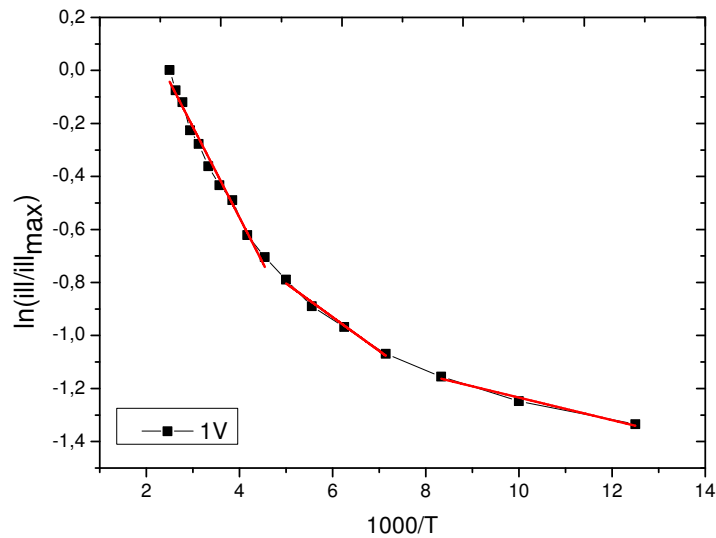


FIGURE 3.17 – Tracé d'Arrhenius du courant sous illumination, I_{ill} , normalisé à sa valeur maximale, par rapport à $1000/T$

profonds, sauf pour le super-réseau. Cela correspond bien à l'augmentation de la résistivité dans les matériaux BGaN. En ce qui concerne les pièges à trous, il s'avère que, au contraire, ils deviennent moins profonds avec l'augmentation de la concentration de bore.

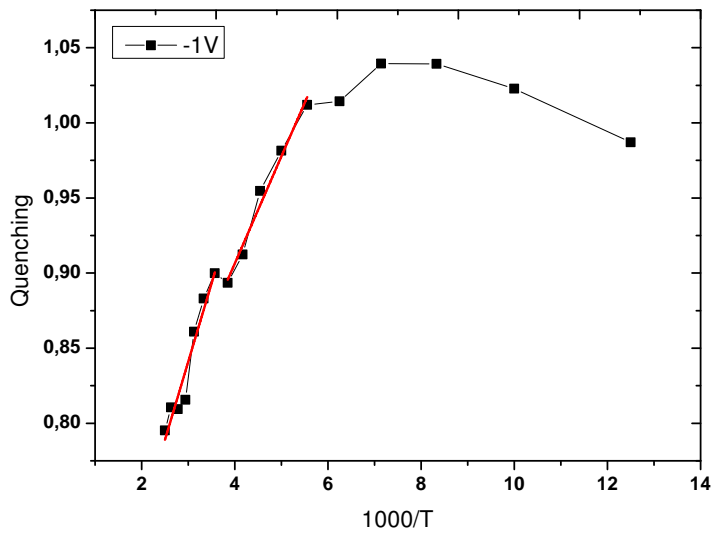


FIGURE 3.18 – Tracé d'Arrhenius du quenching en fonction de 1000/T

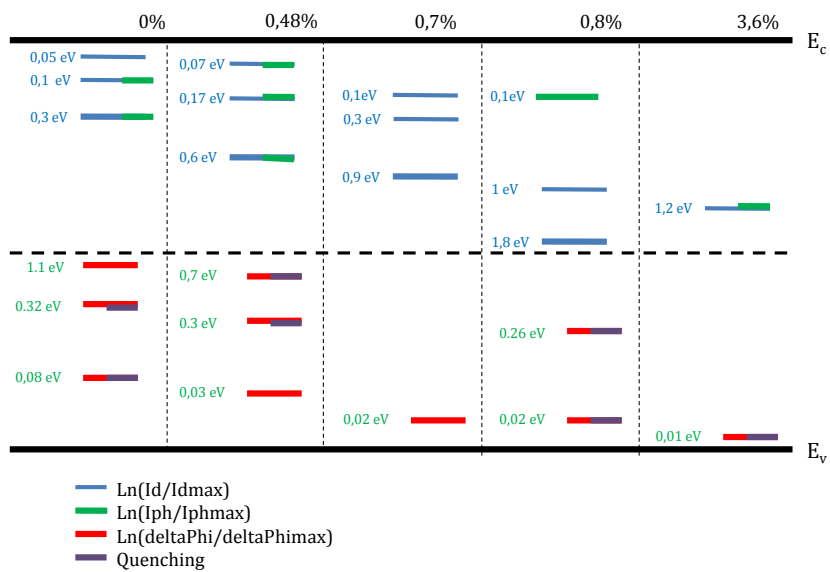


FIGURE 3.19 – Croquis des niveaux déterminés pour chaque échantillon avec différentes concentrations de bore

3.5.2 Modèle physique pour expliquer les comportements des défauts dans les mécanismes de transport

La figure 3.20 montre un schéma de bandes pour une structure Schottky polarisée en sens inverse. Dans les conditions d'obscurité, seul un courant à l'obscurité inverse passe dans la structure. S'il existe une importante densité d'états d'interface, ou même des niveaux localisés dans le gap du semi-conducteur, indiqué par (1) et (3) dans la figure 3.20, les électrons peuvent se déplacer vers les états d'interface directement par le tunneling ou via des états intermédiaires se trouvant dans la bande de conduction, ce déplacement d'électrons participe à l'augmentation du courant inverse à l'obscurité. En fait, comme le montre la figure 3.4, le courant inverse est élevé et il augmente lorsque la tension inverse augmente. Concernant le photocourant dans les dispositifs étudiés, des paires d'électrons et de trous sont créées principalement près de la surface, et sont immédiatement séparées par le champ électrique (E) dans la région de charge d'espace. Cependant, les trous sont accumulés dans l'interface, et peuvent être piégés par des défauts d'interface ou même des pièges localisés dans la ZCE. Cet effet réduit immédiatement la charge négative dans l'interface et, ce qui correspond à une diminution de la hauteur de barrière Schottky.

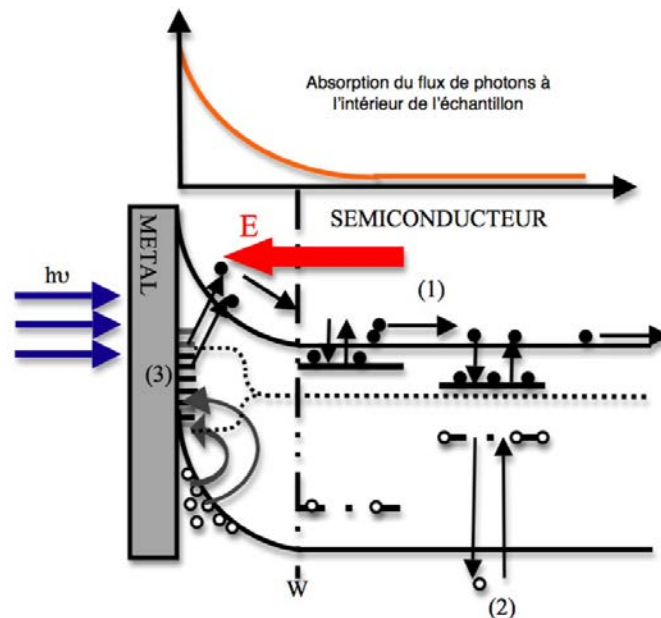


FIGURE 3.20 – Mécanismes de piègeage et dépiégeage des porteurs pour une structure Schottky polarisée en sens inverse

L'accumulation des trous dans les interfaces entraîne un niveau de Fermi divisé en deux quasi niveaux de Fermi, l'un pour les électrons et près de la bande de conduction et l'autre proche de la bande de valence pour les trous. Mais il y a un moment où les trous qui étaient piégés vont se dépiéger et du coup on tend vers une saturation du courant sous illumination tracé sur la figure 3.21. Si maintenant, nous considérons l'effet d'une augmentation de la température de l'échantillon, les pièges à électrons à l'interface libéreront leur charge et le courant à l'obscurité augmentera d'avantage, ceci est indiqué par la courbe I_d dans la figure 3.21. Viens en fin de compte, la sensibilité donnée par l'équation 3.3, qui commence par augmenter, atteint un maximum et puis rediminue.

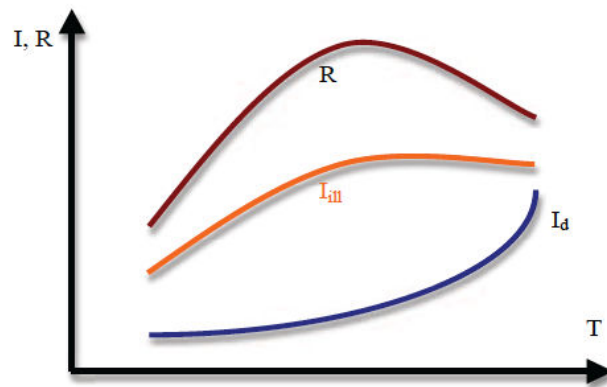


FIGURE 3.21 – Une illustration graphique des courants pouvant exister dans la structure sous illumination

3.6 Conclusion

Cette approche des mesures expérimentales des dépendances en tension des courants d'obscurité et sous illumination nous a permis d'extraire les caractéristiques des diodes (facteur d'idéalité, hauteur de barrière, résistance série) et de mettre en évidence l'existence de certains défauts électriquement actifs (pièges). La détermination des énergies d'activation (lois d'Arrhenius) de différents mécanismes de conduction nous a également permis d'obtenir les positions énergétiques des niveaux de pièges dans la bande interdite. Un des résultats principaux de cette étude est que l'augmentation de la résistivité des alliages B GaN est certainement liée au fait que les niveaux de pièges deviennent de plus en plus profonds avec l'augmentation du taux de bore dans l'alliage.

Spectroscopie
transitoire des niveaux
profonds : DLTS

4 Spectroscopie transitoire des niveaux profonds : DLTS

4.1 Introduction

Le processus d'émission et de capture de porteurs par des niveaux d'énergies profonds peuvent être déterminés en étudiant les propriétés de la zone de charge d'espace dans les structures Schottky. Ces processus sont généralement contrôlés en faisant varier la polarisation ou la température des structures ce qui rend possible l'étude des niveaux en volume et à la surface [57]. Le nombre de méthodes qui étudient les propriétés de pièges est important. Les méthodes basées sur les mesures des transitoires de capacité ou de tension enregistrées en appliquant des impulsions excitatrices aux structures sont les plus répandues dans ce type de caractérisation. La plus utilisée de ces techniques est la spectroscopie transitoire des niveaux profonds DLTS. Différentes variantes de cette méthode existent. La CVDLTS (Constant Voltage DLTS) et la CCDLTS (Constant Capacitance DLTS) sont les deux variantes régulièrement rencontrées. La première étudie des signaux transitoires de capacité enregistrés à polarisation constante, la deuxième au contraire étudie les signaux transitoires de tension enregistrés en maintenant la capacité constante. La DLTS est utilisée pour caractériser les pièges à majoritaires (qu'ils soient de volume ou d'interface). Pour détecter les pièges à minoritaires et déterminer leurs caractéristiques. Elle permet d'extraire la signature électrique des défauts énergie d'activation, mais également leur profil de concentration et sa section efficace de capture.

La technique DLTS offre de nombreux intérêts comme technique de caractérisation :

- Une haute sensibilité et une bonne résolution de détection des niveaux énergétiques ;
- Une possibilité de mesure dans un large domaine énergétique dans le gap et une détection des états assez superficiels dans les matériaux ;
- La détermination de la signature du comportement électrique des défauts dans les composants microélectroniques.

Nous allons dans ce qui suit détailler le principe de la DLTS en expliquant les deux méthodes de corrélation les plus couramment utilisées.

4.2 Principe de la DLTS

Le principe de base de la spectroscopie transitoire de capacité est basée sur la surveillance d'un changement dépendant du temps de la densité de charge dans la zone de charge d'espace d'une diode. La largeur de la zone de charge d'espace W est en fonction de la densité de charge et, par conséquent, le changement peut être enregistré comme un changement de la capacité de la diode puisque la largeur est liée à la capacité selon l'équation décrite dans le chapitre 2 :

$$C = A \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_{SC}N}{2(V_{bi} + V)}} \quad (4.1)$$

Durant la phase de relaxation, la capacité varie de manière exponentielle. En effet :

$$\begin{aligned} N(t) &= N_D + N_T \\ &= N_D + N_T(1 - \exp(-e_n t)) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Avec :

N_T : concentration de pièges.

N_D : densité de dopage.

e_n : vitesse d'émission.

Donc l'expression de la capacité s'écrit sous la forme :

$$C(t) = A \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_{SC}}{2(V_{bi} + V_r)}} N_D \sqrt{\left(1 + \frac{N_T}{N_D}(1 - \exp(-e_n t))\right)} \quad (4.3)$$

Cette équation peut être simplifiée ; si on considère que $N_T \ll N_D$, on peut écrire :

$$C(t) = A \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_{SC}}{2(V_{bi} + V_r)}} N_D \left[1 + \left(\frac{N_T}{2N_D}\right)(1 - \exp(-e_n t))\right] \quad (4.4)$$

A l'instant $t=0$: $C(t) = A \sqrt{\frac{q\epsilon_0\epsilon_{SC}}{2(V_{bi} + V_r)}} N_D = C_0$ d'où :

$$C(t) = C_0 \left[1 + \left(\frac{N_T}{2N_D}\right)(1 - \exp(-e_n t))\right] \quad (4.5)$$

Si la concentration de piège N_T est très inférieure à N_D , on voit que la partie transitoire $C_0 \left(\frac{N_T}{2N_D}\right)(1 -$

4.2. Principe de la DLTS

$\exp(-e_n t)$ est beaucoup moins importante que la composante continue C_0 . La principale difficulté à résoudre par des dispositifs expérimentaux de DLTS sera de pouvoir extraire la composante transitoire de capacité qui est utilisée pour déterminer les importants paramètres du défaut :

$$C(t) = C_0 \left[\left(\frac{N_T}{2N_D} \right) (1 - \exp(-e_n t)) \right] \quad (4.6)$$

La variation de la largeur de la zone de charge d'espace W et de la capacité après l'application d'une polarisation inverse suivie d'une impulsion de remplissage dans le cas d'un semi-conducteur de type (n) est schématisée sur la figure 4.1. Pour simplifier, la courbure des bandes, due au champ électrique dans la zone de charge d'espace, n'est pas présentée. On présume que les niveaux de défauts dans la zone de charge sont au-dessus du niveau de Fermi et ceux qui sont dans la partie "bulk" sont situés en dessous.

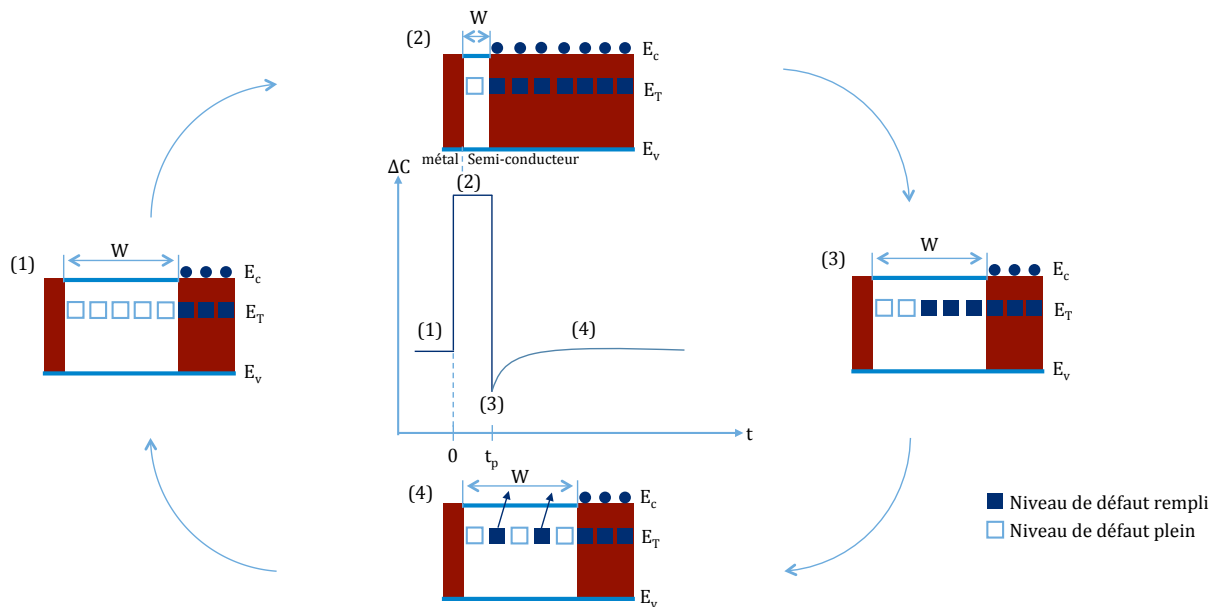


FIGURE 4.1 – Variation de la largeur de la zone de déplétion et de la capacité après l'application d'une polarisation inverse et un pulse de remplissage pour des défauts à porteurs majoritaires (électrons) dans le cas d'un semi-conducteur type (n).

Sous une polarisation inverse, les niveaux profonds vides dans le gap sont représentés par des carrés vides (partie 1). Sous une polarisation $U = U_P$ pour une durée t_p qu'on suppose suffisante pour remplir tous les niveaux de défauts, la zone de charge se rétrécit, les pièges à électrons qui passent eu-dessous de niveau de Fermi se remplissent (partie 2). Lorsqu'on applique une polarisation inverse $U_r < U_P$ (partie 3), la zone de charge d'espace augmente et les niveaux remplis se vident de ces électrons en les émettant vers la bande de conduction (partie 4).

4.2.1 Effet de la tension de repos U_r :

L'amplitude du signal DLTS est liée directement à la modulation de la zone de charge d'espace. C'est pour cela que les conditions de mesures permettent de favoriser l'extraction de certains pièges. En effet, le changement de la polarisation inverse nous permet de sonder plus ou moins la structure en jouant sur la profondeur de la zone de déplétion (Figure 4.2).

Si l'on a présence de pièges à minoritaires le signal transitoire de capacité prend alors une forme exponentielle décroissante.

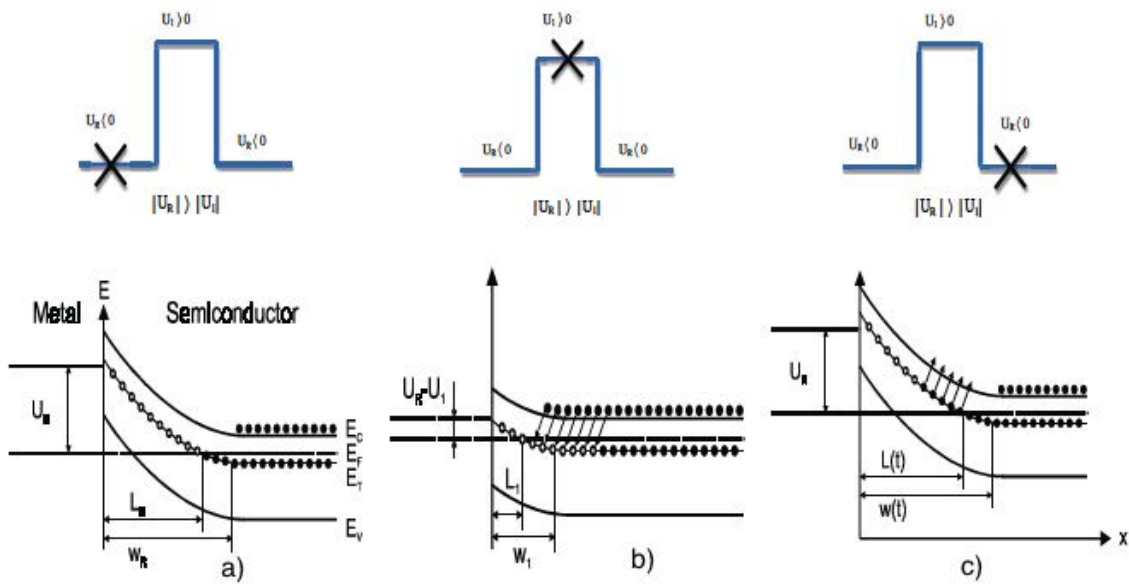


FIGURE 4.2 – Variation de la ZCE en appliquant une polarisation inverse (a) Diode Schottky polarisée en inverse, (b) changement de polarisation afin de remplir les pièges et (c) retour à l'état initial, les pièges se vident.

4.2.2 Effet de la hauteur d'impulsion U_p :

4.2.2.1 Distinction entre pièges de volume et états d'interface :

Dans le cas où la structure présente des pièges en volume et des états d'interface, il est possible de les distinguer [58]. En effet, le signal DLTS des états d'interface est directement relié à la distribution en énergie entre les niveaux de Fermi à l'interface à la fin du processus de capture et du processus d'émission. Il en résulte que la position en température du pic DLTS varie avec la hauteur de l'impulsion de remplissage U_p .

Dans le cas des pièges discrets dans le volume du semi-conducteur, la position du pic DLTS reste inchangée avec la variation de U_p , car la vitesse d'émission e_n à une température donnée est indépendante de U_p .

4.2.2.2 Détermination de la densité d'états d'interface :

Yamasaki et al. [58] ont donné l'équation décrivant le signal DLTS dans le cas de présence des états d'interface de densité N_{ss} :

$$\Delta C = \frac{-C^3}{\epsilon_{sc} N_D C_{ox}} \int_{-\infty}^{+\infty} N_{ss} \left(\exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) \right) dE_{it} \quad (4.7)$$

avec

$$\tau_e = \frac{\exp\left(\frac{E_a - E_v}{kT}\right)}{K_p \sigma_p T^2} \quad (4.8)$$

Quand le rapport $\frac{t_1}{t_2}$ est inférieur à zéro et que la densité d'états d'interface varie lentement dans un intervalle de $3kT$ autour de E_{it} , le terme N_{ss} peut être extrait de l'intégrale dans l'équation 4.7. Le reste de l'intégrale donne le résultat suivant :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} N_{ss} \left(\exp\left(-\frac{t_1}{\tau_e}\right) - \exp\left(-\frac{t_2}{\tau_e}\right) \right) dE_{it} = kT \ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right) \quad (4.9)$$

En utilisant les équations 4.7 et 4.9, la densité d'états N_{ss} peut s'exprimer sous la forme :

$$N_{ss} = \frac{-\epsilon_{sc} N_D}{kT \ln\left(\frac{t_1}{t_2}\right)} \frac{C_{ox} \Delta C}{C^3} \quad (4.10)$$

4.2.3 Effet de la largeur d'impulsion τ_p :

La théorie de Schröter et al., permet de distinguer entre les défauts de bande et les défauts discrets [59]. Le modèle proposé montre que les bandes d'énergie continues sont susceptibles de résulter d'états de dislocation purs en raison du chevauchement de la fonction d'onde. En revanche, dans le cas où les défauts ponctuels représentent une dislocation, Schröter a montré qu'une telle fonction d'onde serait minimale et qu'un niveau profond associé à ce type de défaut se manifeste comme un état localisé.

La nature des défauts a été étudiée en analysant la dépendance de l'amplitude du signal DLTS avec la durée de l'impulsion de remplissage. L'évolution de l'amplitude du pic, ΔC , est relevée en fonction de la durée de l'impulsion. Lorsque la largeur d'impulsion devient de l'ordre de la microseconde, une diminution des amplitudes des pics et un décalage vers les basses températures est observé. La bande de défauts peut être considérée comme une série infinie de niveaux discrets avec leur propre énergie d'activation E_a et leur propre section efficace. Les niveaux "bandlike" se distinguent avec des pics qui se déplacent vers les

Chapitre 4. Spectroscopie transitoire des niveaux profonds : DLTS

basses températures pour une grande largeur d'impulsion. Lorsque la température augmente, l'émission se fait en premier lieu par les niveaux les plus hauts contrairement à une faible largeur d'impulsion. Lorsque τ_p décroît, les amplitudes des pics DLTS diminuent ainsi que leurs positions en température. Ceci est dû au fait que lorsque la largeur d'impulsion diminue, les pièges ne se remplissent pas assez et il en résulte des signaux transitoires de capacité courts et d'amplitudes plus faibles (faible variation de la capacité). Ainsi les mesures de DLTS en fonction de τ_p nous permettent de distinguer deux types de défauts :

- Défauts isolés.
- Défauts distribués.

On parle de défauts isolés lorsqu'on a une variation linéaire en traçant $\log(1 - \Delta C/C_\infty)$ en fonction de τ_p . Et on parle d'interactions entre défauts : lorsqu'on a une variation linéaire en traçant ΔC en fonction de $\log(\tau_p)$, dans les interactions on distingue deux types :

- Défaut discret lorsque la position du pic ne varie pas en fonction de la température.
- Bandlike lorsque le pic se déplace vers les basses températures et l'amplitude augmente quand on augmente τ_p [60].

4.3 Dispositifs expérimentaux

La principale caractéristique qui nous permet de différencier les diverses techniques de mesure est la fonction de corrélation. Le premier système de mesure DLTS est basé sur la méthode de LANG. La fonction de corrélation correspond à deux impulsions de Dirac. Le second appareil DLTS utilise le procédé de détection synchrone, ce qui permet un gain appréciable pour le rapport signal sur bruit [61].

4.3.1 DLTS Boxcar

Dans ce paragraphe, nous allons présenter la méthode de lang [62] dont le principe est présenté sur la figure 4.3. Deux valeurs de la capacité C sont enregistrés à deux instants t_1 et t_2 après chaque impulsion de tension appliquée à la structure. Le signal DLTS obtenu en calculant la différence en $C(t_1)$ et $C(t_2)$ pour différentes températures :

$$\Delta C(t_1, t_2, T) = C(t_1, T) - C(t_2, T) \quad (4.11)$$

1. A très basse température l'émission des porteurs est très lente et la capacité ne varie donc pas entre t_1 et t_2 . Le signal DLTS est donc nul : $\Delta C(t_1, t_2, T) = 0$.
2. Aux températures moyennes $\Delta C(t_1, t_2, T)$ est non nul et passe par un extremum.
3. Aux températures élevées, l'émission se fait rapidement et la capacité atteint sa valeur d'équilibre avant l'instant t_1 et on obtient de nouveau une différence de capacité nulle : $\Delta C(t_1, t_2, T) = 0$

Le signal $\Delta C(t_1, t_2, T)$ en fonction de la température présentera donc un pic dont le signe donne, en général, la nature du piège (positif = piège à minoritaires (trou dans le cas d'un semi-conducteur de type n), négatif

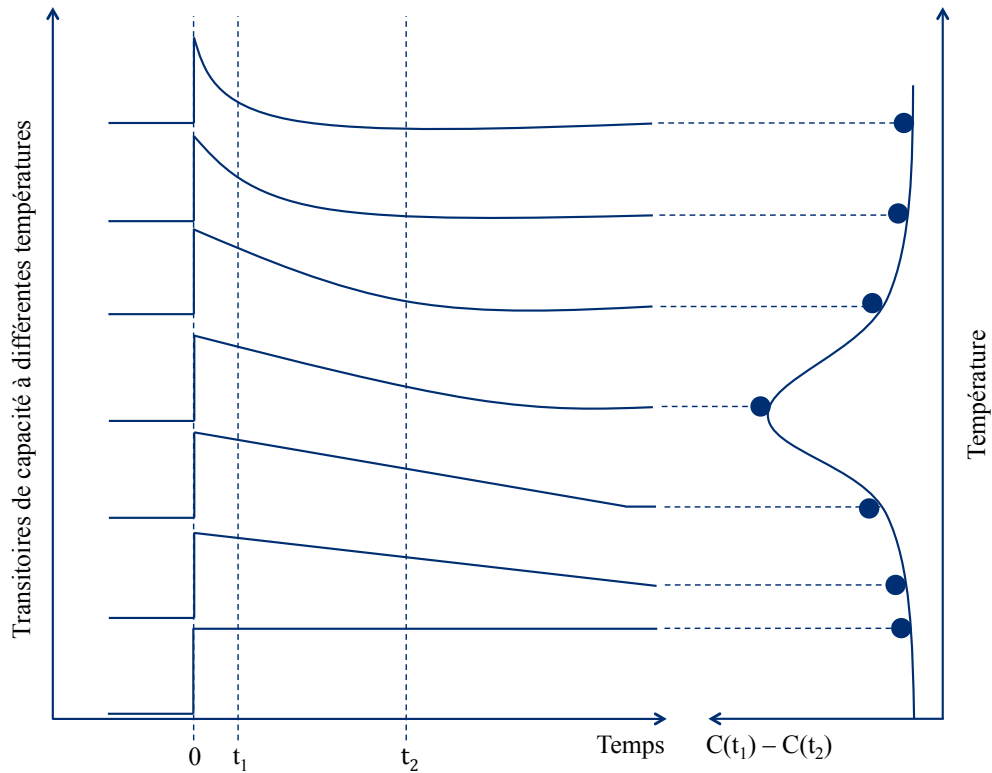


FIGURE 4.3 – Principe de la méthode boxcar DLTS.

piège à majoritaires (électron dans le cas d'un semi-conducteur de type n). Le signal DLTS est ensuite obtenu par l'équation :

$$\Delta C(t_1, t_2, T) = C(t_1, T) - C(t_2, T) = C_0 \frac{N_T}{2N_D} [\exp(-e_n t_2) - \exp(-e_n t_1)] \quad (4.12)$$

Avec C_0 la capacité mesurée à la tension de repos et N_T la concentration des pièges.

En reproduisant plusieurs spectres DLTS pour différents couples (t_1, t_2) , on observe un déplacement en température des pics, ce qui nous permet de générer la droite d'Arrhenius, à partir des couples de valeurs (e_n, T) . Dans ce cas la température au maximum du pic peut être mesurée et le taux d'émission $e_n(T)$ peut être obtenu pour chaque spectre à partir de l'équation :

$$e_n = \frac{\ln\left(\frac{t_2}{t_1}\right)}{t_2 - t_1} \quad (4.13)$$

Ces points sont utilisés pour tracer un graphe semi-log de $\log(e_n/T^2)$ en fonction de $1000/T$, (diagramme d'Arrhenius 4.4), à partir duquel l'énergie d'activation et la section efficace de capture sont respectivement

extraites de la pente de la droite et de l'ordonnée à l'origine.

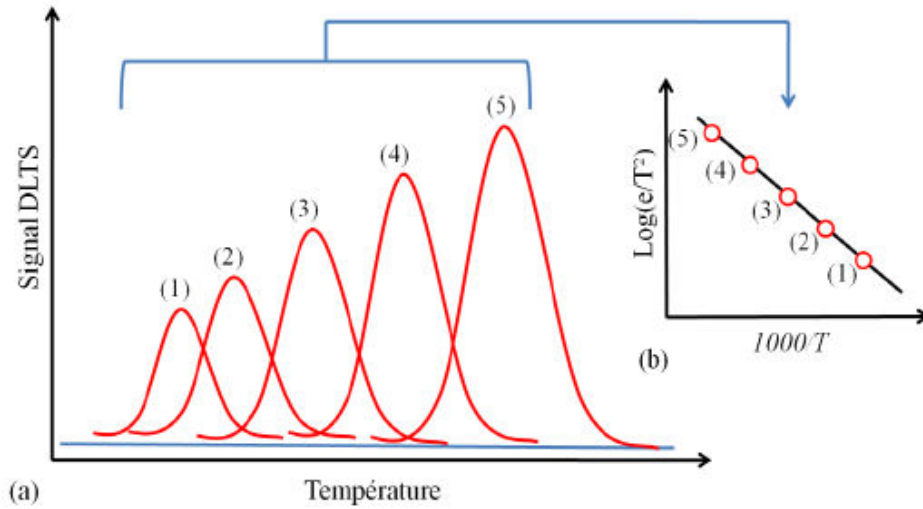


FIGURE 4.4 – Diagramme schématisant les différents spectres DLTS pour différents taux d'émission (a) et le diagramme d'Arrhenius obtenu (b)

L'amplitude du pic DLTS est directement proportionnelle à la concentration du niveau profond, ainsi la concentration N_T peut être obtenue directement à partir de la variation de la capacité qui est décrite par :

$$N_T = 2N_D \frac{\Delta C}{C} \quad (4.14)$$

4.3.2 Détection synchrone

Dans cette méthode le signal transitoire de capacité obtenu est corrélé par la fonction suivante :

$$W(t) = \begin{cases} 1 & \text{si } 0 \leq t \leq \frac{T_m}{2} \\ -1 & \text{si } \frac{T_m}{2} \leq t \leq T_m \end{cases} \quad (4.15)$$

Où T_m est l'inverse de la fréquence. Cette séquence est répétée pour chaque valeur de température, pour obtenir le signal DLTS. Le signal DLTS est donc donné par l'équation :

$$\Delta C = \frac{1}{T_m} \left(\int_0^{\frac{T_m}{2}} C(t) dt - \int_{\frac{T_m}{2}}^{T_m} C(t) dt \right) \quad (4.16)$$

Dans le cas de présence d'un seul niveau dans le gap du semi-conducteur, le signal DLTS est donné par

l'équation :

$$\Delta C = -\frac{1}{e_n T_m} \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left[1 - \exp\left(\frac{-e_n T_m}{2}\right) \right]^2 \quad (4.17)$$

Mais dans le cas du DLS-83D, l'expression de la fonction W(t) est différente, elle tient compte d'un temps de retard t_d et donc l'expression du signal DLTS devient dans le cas d'un seul niveau profond dans le gap du semi-conducteur, de vitesse d'émission e_n et de concentration N_{t0}

$$\begin{aligned} \Delta C = & -\frac{1}{T_m} \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left[\int_{t_d}^{\frac{T_m}{2}-t_p} \exp(-e_n t) dt + \int_{\frac{T_m}{2}-t_p}^{\frac{T_m}{2}+t_d} \exp\left[-e_n \left(\frac{T_m}{2} - t_p\right)\right] dt \right] \\ & + \frac{1}{T_m} \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left[\int_{\frac{T_m}{2}+t_d}^{T_m-t_p} \exp(-e_n t) dt - \int_{T_m-t_p}^{T_m+t_d} \exp[-e_n (T_m - t_p)] dt \right] \end{aligned} \quad (4.18)$$

Ce qui donne :

$$\begin{aligned} \Delta C = & -\frac{1}{e_n T_m} \frac{C_0 N_{t0}}{2N_a} \left[1 - \exp\left(\frac{-e_n T_m}{2}\right) \right] \left\{ \exp(-e_n t_d) - \exp\left[-e_n \left(\frac{T_m}{2} - t_p\right)\right] \right\} \\ & + \frac{t_p + t_d}{T_m} \exp\left[-e_n \left(\frac{T_m}{2} - t_p\right)\right] \left[1 - \exp\left(-\frac{e_n T_m}{2}\right) \right] \end{aligned} \quad (4.19)$$

La vitesse d'émission qui correspond à la position du pic est calculée en résolvant l'équation $\frac{d}{dt}(\Delta C) = 0$, ce qui donne une vitesse de $e_{n\text{pic}} = \frac{2.17}{T_m}$. L'énergie du piège et sa section efficace de capture seront déterminées en traçant la droite d'Arrhénius.

La densité du piège N_T , est déterminée à partir de l'amplitude maximale du pic.

L'avantage de la détection synchrone est qu'elle n'est pas très sensible au bruit contrairement à la spectroscopie boxcar. L'avantage de cette dernière est une bonne résolution spectrale.

4.4 Banc de mesure

Le DLS-83D Deep Level Spectrometer est un système compact et "Plug and Play". Outre les deux connecteurs BNC, il n'y a pas de commutateurs, de boutons ni d'autres réglages sur le panneau avant. Il est connecté à un PC DOS via une carte d'extension de bus, qui est branché sur le PC DOS. Le DLS-83D peut être contrôlé à partir du PC DOS. L'évaluation des données peut être effectuée avec le même logiciel

Chapitre 4. Spectroscopie transitoire des niveaux profonds : DLTS

DOS ou avec le logiciel d'évaluation WinDLS qui fonctionne sous Windows XP ou Windows 7.

Les mesures sont effectuées en exécutant le logiciel d'exploitation DLS-83D qui prend en charge le contrôle matériel, l'acquisition de données, l'évaluation et la présentation en temps réel. Le logiciel dispose d'une interface utilisateur graphique élaborée, ce qui permet un fonctionnement facile.

La tension d'alimentation qui peut être sélectionnée : 100V, 120V, 220V, 240V, ligne monophasée, fréquence 50 ou 60 Hz. Tolérance de tension d'entrée : $\pm 10\%$ / 50 à 60 Hz. Consommation d'alimentation du système total : maximum 600 VA. Fusibles de puissance d'entrée : $2 \times 2,5A$ "T".

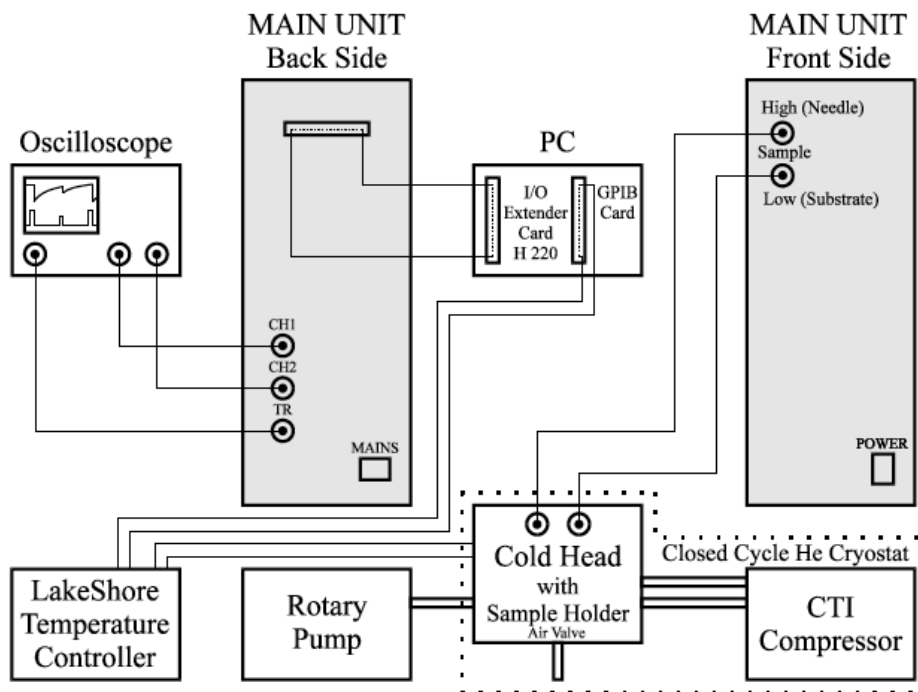


FIGURE 4.5 – Diagramme d'interconnexions du système DLS-83D

4.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons décrit la méthode d'extraction des paramètres électriques à partir des mesures DLTS. Nous avons aussi présenté les différentes méthodes pour détecter et déterminer les propriétés des défauts électriquement actifs qui pourraient être présents dans le semi-conducteur. Enfin du chapitre nous avons décrit le banc de mesures utilisé dans notre étude.

Étude expérimentale des structures

5 Étude expérimentale des structures

5.1 État de l'art

Les défauts dans les semi-conducteurs à base de GaN influencent fortement les mécanismes de transport et limitent souvent l'efficacité de ces dispositifs. Ainsi, l'étude de ces défauts et leur rôle dans les performances d'un dispositif donné est une étape importante dans l'amélioration de la qualité du matériau et ensuite l'efficacité de ce dispositif. Dans ce cadre, la spectroscopie transitoire de niveau profond (DLTS) est une technique utile et puissante pour la détection et la caractérisation de pièges électriquement actifs. Plusieurs études de DLTS ont été menées sur des dispositifs de type diode Schottky, jonction p-n ou p-i-n réalisés sur la famille des semi-conducteurs GaN et ses alliages et obtenus par différentes techniques de croissance : MOVPE [55, 63, 64, 65], MOCVD [66, 67], HVPE [68, 69, 70] et MBE[71, 72]. Dans ce paragraphe nous reportons les résultats de la littérature, des pièges à électrons observés sur le GaN (voir les tableaux 5.1 et 5.1).

Technique croissance	E ₁	σ _{n1}	E ₂	σ _{n2}	E ₃	σ _{n3}	E ₄	σ _{n4}	E ₅	σ _{n5}	E ₆	σ _{n6}
MOVPE	Ref[55]	0.16	0.44	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	Ref[64]	0.22-0.27	0.56-0.59	2.3-3.1	0.65-0.69	0.5-38	-	-	-	-	-	-
	Ref[63]	0.14	0.49	0.049	1.63	950000	-	-	-	-	-	-
	Ref[65]	0.27	0.59	-	0.67	-	-	-	-	-	-	-
MOCVD	Ref[66]	0.24	0.36	1.4	0.61	4.9	-	-	-	-	-	-
	Ref[67]	0.24-0.26	0.31-0.32	0.11-0.36	0.57-0.61	1.1-5.3	1	100	1.3	10	-	-
MBE	Ref[71]	0.21	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	Ref[72]	0.234	0.578	-	0.657	-	0.96	-	0.24	-	-	-
HYPE	Ref[70]	0.25	0.53	0.021	0.69	1.3	0.65	0.019	1.4	3000	1.55	290
	Ref[68]	0.25	0.35	-	0.6	-	1	-	0.53	-	-	-

Tableau 5.1 – Les pièges à électrons les plus trouvés dans n-GaN dopés ou non intentionnellement dopés. Les énergies sont données en eV et la section efficace de capture en 10^{-15}cm^2

Dans le tableau 5.1, les pièges E_1 , E_2 et E_3 sont habituellement observés quelle que soit la technique de croissance même si parfois E_2 et E_3 n'ont pas été observés dans certains travaux [55, 71]. Les autres pièges E_4 et E_5 apparaissent uniquement dans les échantillons obtenus par MOCVD, MBE et HVPE pour lesquels un sixième niveau E_6 a également été signalé. Notez que toutes les énergies sont réparties dans la moitié supérieure de la bande de conduction entre 0.14 et 1.5 eV et que le piège E_5 observé par Wang et al. [72] possède une faible énergie d'activation. il faut noter que Fang et al. [71] ont obtenu deux niveaux, nommés C_1 et D_1 avec des énergies d'activation de 0.44 eV et 0.2 eV, avec des sections efficaces de 3.9×10^{-18} et $4.9 \times 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$ respectivement. Peut-être que ces niveaux correspondent à des énergies légèrement différentes de celles rapportées dans le tableau 5.1. Dans un récent article de Polyakov et Lee [68], quinze niveaux de pièges à électrons nommés ET_1 à ET_{15} ont été rapportés à partir de plusieurs références avec des énergies variant entre $E_c - 0.06$ et $E_c - 1.35$ eV. Ils supposent que ET_6 et ET_7 , ET_8 et ET_9 , ET_{11} et ET_{12} , ET_{13} et ET_{14} sont similaires ou même identiques. Néanmoins, il est rare de trouver autant de niveaux dans une structure donnée.

Concernant les pièges à trous ils sont habituellement étudiés en utilisant la spectroscopie de piège minoritaire (Minority Carrier Trap Spectroscopy (MCTS)) [66, 67, 73] ou la spectroscopie transitoire optique de niveau profond (optical deep level transient spectroscopy (ODLTS)) pour augmenter la concentration des minoritaires [68, 69]. Dans la littérature, en plus des niveaux H_1 - H_6 rapportés dans le tableau 5.1, un septième niveau a été reporté sur une couche p-GaN nommé HT_7 [74]. Ces niveaux sont principalement observés dans les n-GaN non intentionnellement dopés obtenus par HVPE [68, 69, 74] et MOCVD [66, 67]. Il faut noter que pour les échantillons obtenus par MOCVD, Muret et al. [73] ont obtenu un seul piège à trous et dans un autre travail [67], il a été signalé que H_1 est le seul piège couramment observé alors que H_2 et H_3 ne sont observés que sur des échantillons de n-GaN sur du saphir et sur n^+ -GaN sur du substrat saphir. Les pièges H_4 et H_5 ont été observés sur la jonction p^+n réalisée sur des substrats n-GaN dopés Si et sur n^+ -GaN.

	H ₁	σ_{p1}	H ₂	σ_{p2}	H ₃	σ_{p3}	H ₄	σ_{p4}	H ₅	σ_{p5}	H ₆	σ_{p6}
HVPE	Ref[68]	0.92-0.94	0.55	2700	0.6-0.65	11-23	0.8-0.85	130-230	1.15-1.2	130-64	-	-
	Ref[69]	0.92-0.94	0.55	-	0.65-0.7	-	0.85-0.9	-	1.1-1.2	100-1000	0.95-1.05	7-20
MOCVD	Ref[66]	0.86	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
	Ref[67]	0.86-0.88	0.25	0.017	0.25	0.34	1.19	2.3	1.76	1200	-	-

Tableau 5.2 – Les pièges à trous les plus trouvés dans n-GaN dopés ou non intentionnellement dopés. Les énergies sont données en eV et la section efficace de capture en 10^{-15}cm^2

L'étude que nous présentons dans ce chapitre, se concentre sur la caractérisation électrique des défauts en volume et en surface dans le GaN par MOVPE en utilisant la spectroscopie transitoire de niveau profond. Dans notre étude la DLTS standard est utilisé pour caractériser les pièges à majoritaires et aussi caractériser les pièges à minoritaires. Ces défauts ont été caractérisés pour avoir leur énergie d'activation, leur section efficace de capture et leur concentration de pièges. Dans cette partie, tous les échantillons utilisés pour la caractérisation électrique sont sous forme de diodes Schottky entre le métal et le semi-conducteur GaN de type n. Puisque nous n'utilisons que le GaN de type n, nous allons limiter la discussion à des diodes Schottky de type n.

5.2 Étude par spectroscopie DLTS

5.2.1 Étude en fonction de la tension de repos U_r

La DLTS est liée directement à la modulation de la zone de charge d'espace. C'est pour cela que les conditions de mesures permettent de favoriser l'extraction de certains pièges. Pour étudier plus précisément la localisation des pièges dans la structure, des mesures DLTS avec différentes tensions de polarisation ont été effectuées.

La figure 5.1 illustre des exemples typiques de spectres DLTS mesurés sur la diode Schottky étudiée pour plusieurs U_r , variant de $U_r = -0.75V$ à $U_r = -2V$, avec une hauteur d'impulsion de 1 V, un taux de remplissage de $500\mu s$ et une fréquence de 23 Hz. Pour $U_r = -0.75V$, il y a apparition des pics négatifs qui représentent des pièges à majoritaires, nous observons quatre pics distincts (E_1 , E_2 , BE_1 et BE_2), deux pics E_1 et E_2 qui sont moins larges que BE_1 et BE_2 .

Pour $U_r = -1.25V$, un pic positif BH_2 commence à apparaître. Lorsqu'on augmente la polarisation inverse à $U_r = -1.6V$, l'amplitude du pic positif augmente. Pour $U_r = -1.7V$, on a constaté l'apparition d'un autre pic positif dont l'amplitude augmente avec U_r augmente. On a nommé ce pic BH_1 .

On notera que l'amplitude du pic apparaissant à environ 475 K, diminue avec l'augmentation de la tension de polarisation inverse tandis que l'amplitude de second pic qui apparaît à environ 325 K augmente.

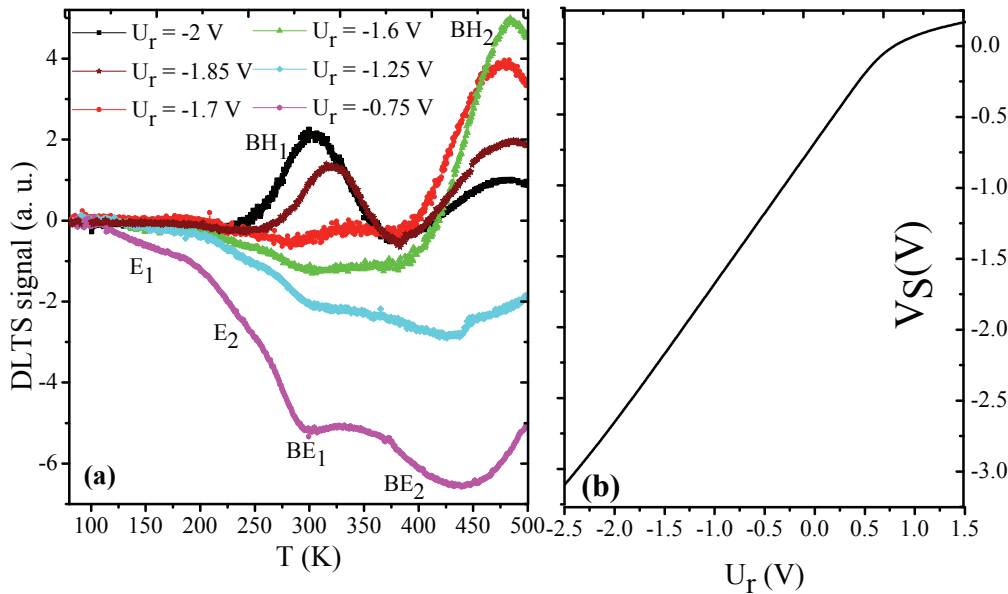


FIGURE 5.1 – Spectres DLTS d'une diode Schottky pour différentes tension inverse U_r .

La révélation des pièges à porteurs minoritaires uniquement par DLTS doit être soigneusement étudiée pour éviter toute origine parasite des pics positifs, tels que l'effet de la résistance série sur le signal DLTS. Dans le cas d'une petite résistance série, le potentiel de surface d'une diode Schottky n'est donné que par la différence entre la tension appliquée et le potentiel intégré, et donc une variation monotone du potentiel

5.2. Étude par spectroscopie DLTS

de surface avec la tension appliquée est attendue [42, 75].

Grillot et al. [76] ont observé un pic qu'ils appelaient piège à porteur minoritaires anormal et pour éviter toute confusion avec une éventuelle origine parasite, comme la résistance série, ils ont montré que l'inversion des signes du signal DLTS ne peut se produire si la résistance en série, ne dépasse pas les $10k\Omega$.

Le calcul effectué selon les travaux de Grillot et al. [76] conduit à une valeur de résistance série de 530Ω , qui est une valeur cinq fois plus grande que celle mesurée sur nos dispositifs. De plus, comme le montre la Figure 5.1 (b), le potentiel de surface, calculé grâce aux mesures I-V [42, 75], présente un comportement entièrement linéaire avec la tension appliquée, indiquant clairement qu'aucune variation inverse de capacité n'est possible dans cette gamme de tension.

L'observation des pics positifs dans les spectres DLTS pour une grande tension inverse appliquée peut être expliquée par une injection de porteurs minoritaire provenant du passage des trous dû à l'abaissement de la hauteur de barrière efficace, comme représenté sur la Figure 5.2. En effet, les hauteurs de barrière effectives ϕ_{bn}^{eff} et ϕ_{bp}^{eff} pour les électrons et les trous, respectivement, deviennent :

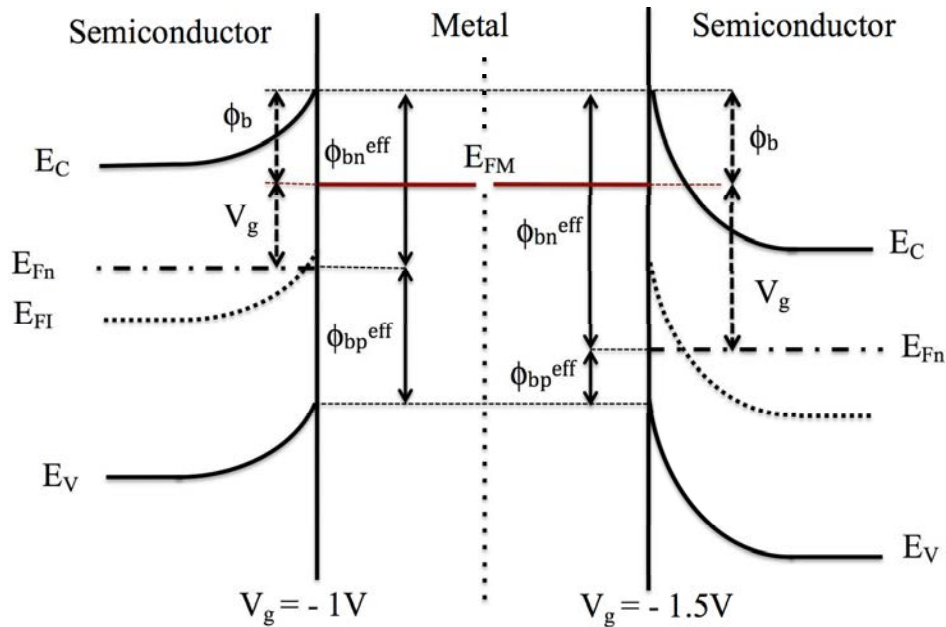


FIGURE 5.2 – Diagramme de bande d'une structure d'une diode Schottky polarisée en inverse montrant la variation de la hauteur de barrière effective pour les électrons et les trous pour deux tensions de polarisation inverses différentes.

$$\begin{cases} \phi_{bn}^{eff} = \phi_b - qU_r \\ \phi_{bp}^{eff} = E_g - \phi_b + qU_r \end{cases} \quad (5.1)$$

Où ϕ_b est la hauteur de la barrière de Schottky déduite des mesures de courant. Nous pourrions comprendre

Chapitre 5. Étude expérimentale des structures

ce comportement lorsque nous déterminerons l'origine des pics. Pour y parvenir, nous avons fait des mesures complémentaires en faisant varier la hauteur d'impulsion U_p , et le taux de remplissage τ_p . D'autres mesures en fonction de la fréquence ont été faites, dans le but de déterminer les énergies d'activation des pièges. Nous présenterons dans les paragraphes suivants les résultats obtenus.

5.2.2 Étude en fonction de la fréquence

Les figures 5.4(a) et 5.4(b) montrent, respectivement, l'évolution des différents pics en fonction de la fréquence à différentes tensions inverses. Les conditions expérimentales sont les suivantes : Tension inverse $U_r = -0.75V$ et $U_r = -2V$

Hauteur d'impulsion $U_p = -0.5V$

Largeur d'impulsion $\tau_p = 500\mu s$

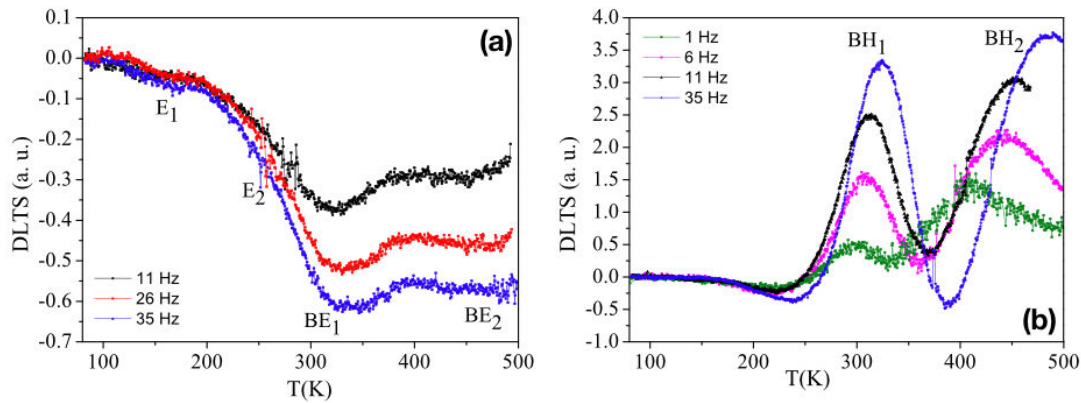


FIGURE 5.3 – Évolution de la position des pics en fonction de la fréquence (a) $U_r = -0.75V$. (b) $U_r = -2V$.

Ces mesures mettent en évidence les six pics, E_1 , E_2 , BE_1 , BE_2 , BH_1 et BH_2 , obtenus dans une gamme de température qui varie entre $80K - 500K$. Leurs signatures est déterminées à partir des diagrammes d'Arrhenius représentés sur la figure 5.4 et qui sont reportées dans le tableau 5.3.

5.2. Étude par spectroscopie DLTS

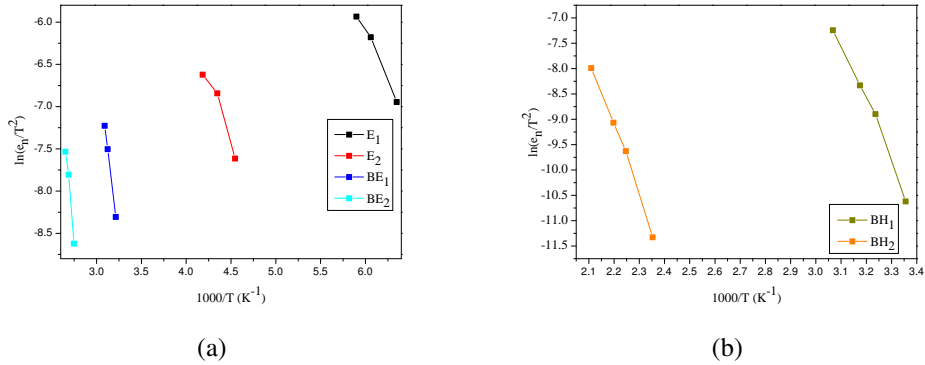


FIGURE 5.4 – Calcul de loi d'Arrhenius pour les différents pièges à électrons et à trous (a) $U_r = -0.75V$. (b) $U_r = -2V$.

Tableau 5.3 – Énergies d'activation E_a , section efficace de capture σ_a , des différents pièges obtenus par loi d'Arrhenius.

Noms	E_a (eV)	σ_a (cm^2)
E_1	0.19	5.9×10^{-19}
E_2	0.24	4.62×10^{-20}
BE_1	0.75	1.04×10^{-13}
BE_2	1	4.9×10^{-12}
BH_1	1	7×10^{-10}
BH_2	1.17	3.54×10^{-13}

5.2.3 Étude en fonction de la hauteur d'impulsion U_p

La figure 5.5 montre les spectres DLTS obtenus pour plusieurs hauteurs d'impulsions et à $U_r = -0.75V$ (Figure 5.5 (a)) et $U_r = -2V$ (Figure 5.5 (b)).

Nous pouvons voir sur la figure 5.5 (a) que pour $U_r = -0.75V$, l'augmentation de la hauteur d'impulsion induit une augmentation de l'amplitude mais sans que la position ni la forme du pic ne changent.

Pour $U_r = -2V$ (Figure 5.5 (b)), le même comportement peut être observé pour le pic à minoritaires BH_1 obtenus aux alentours de 300 k, alors que pour l'amplitude du second pic BH_2 , aux alentours de 475 k, elle augmente avec l'augmentation de l'impulsion avec un léger décalage du maximum du pic vers les basses températures lorsque U_p augmente.

Ainsi, selon l'analyse de Yamasaki et al. [58], dans le cas où une structure Schottky présente des pièges en volume et des états d'interface, il est possible de les distinguer. En effet la position en température des pics dus aux pièges en volume ne varie pas lorsqu'on fait varier l'amplitude de l'impulsion de tension contrairement aux pics des états d'interface. Donc nous pouvons conclure que les pièges observés sur

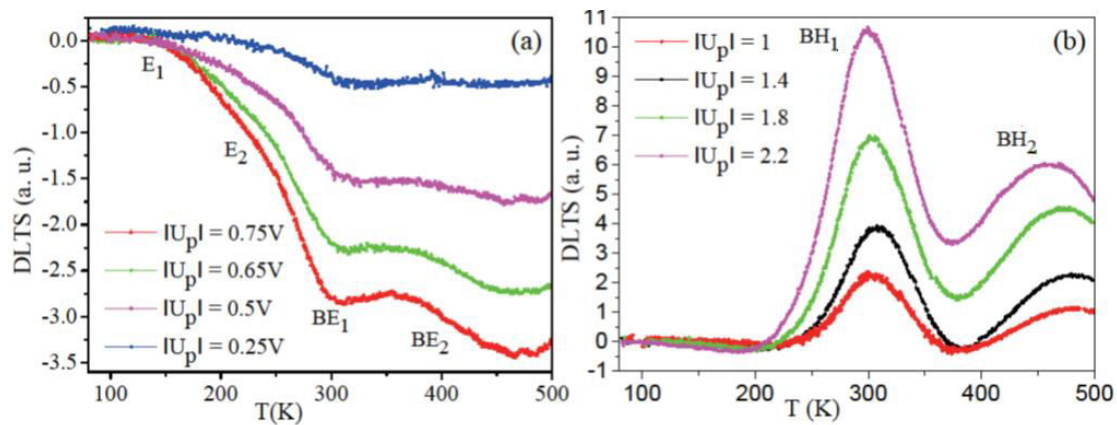


FIGURE 5.5 – Spectres DLTS mesurés pour plusieurs hauteurs d’impulsions et à $U_r = -0.75V$ (a) et à $U_r = -2V$ (b).

nos structures peuvent être considérés comme des pièges en volumes sauf le pic BH_2 qui correspond à un piège des états d’interface.

5.2.4 Calcul de la distribution des états d’interface du piège BH_2 :

Nous avons calculé la distribution des états d’interface concernant le piège d’interface. Sur la figure 5.6 on donne le spectre correspondant au calcul de cette distribution.

On constate alors que pour ce piège la densité d’états du piège d’interface BH_2 est égale à : $N_{ss} = 9 \times 10^{14} cm^{-2} eV^{-1}$ vers 0.99 eV en dessus de la bande de valence

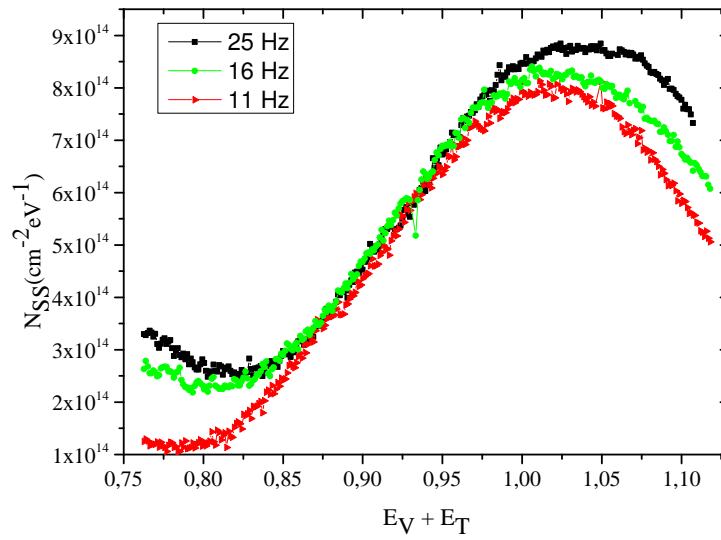


FIGURE 5.6 – Distribution de la densité des états d’interface.

5.2.5 Étude en fonction de la largeur d’impulsion τ_p

Les figures 5.7(a) et 5.7(b) montrent des spectres obtenus en faisant varier la largeur d’impulsion τ_p , entre $9 \mu\text{s}$ et $200 \mu\text{s}$ et entre $200 \mu\text{s}$ et 2ms respectivement concernant les pièges à minoritaires. Et la figure 5.7(c) montre les spectres obtenus en faisant varier la largeur d’impulsion entre $9 \mu\text{s}$ et $200 \mu\text{s}$ concernant les pièges à majoritaires.

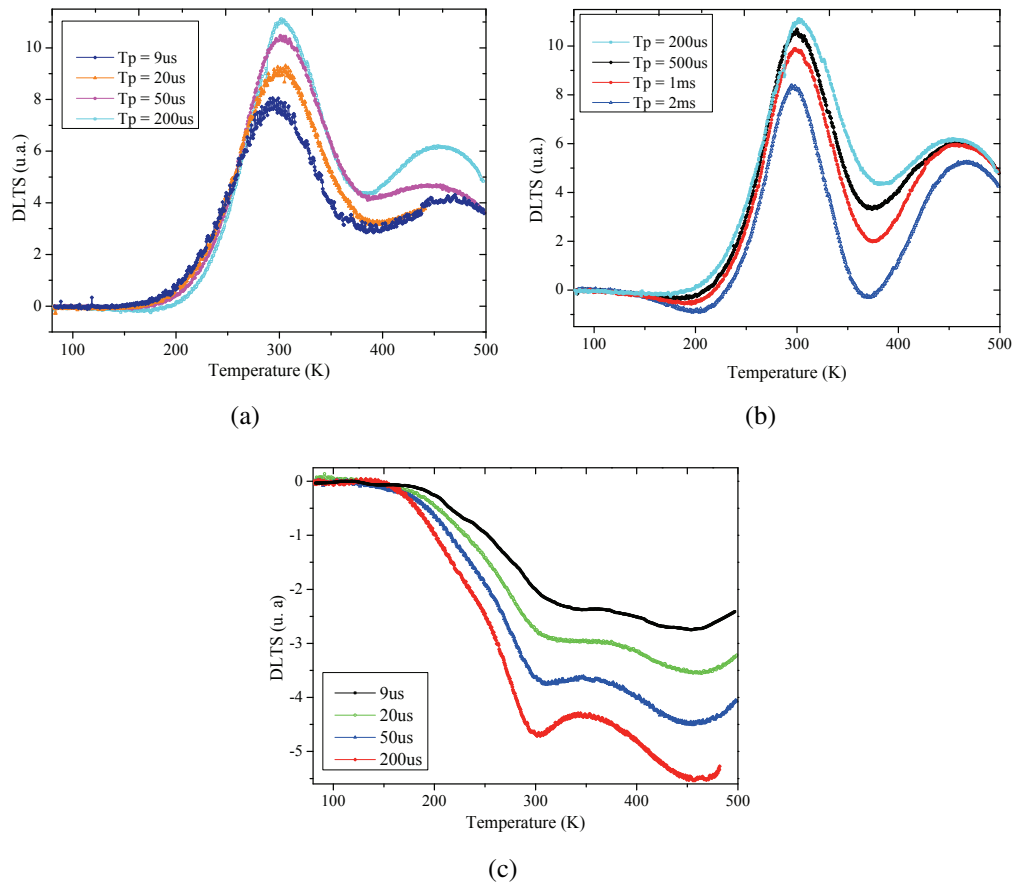


FIGURE 5.7 – Spectres DLTS à τ_p variables (a) pics positives entre $9 \mu s$ et $200 \mu s$. (b) pics positives entre $200 \mu s$ et 2 ms . (c) pics négatives entre $9 \mu s$ et $200 \mu s$.

On assiste à une augmentation des amplitudes des pics quand τ_p augmente (Figure 5.7(a)). Par contre lorsque la largeur d'impulsion atteint les $200 \mu s$ (Figure 5.7(b)), une diminution des amplitudes des pics est observée, ce qui nous a poussé à penser qu'il aurait une contribution simultanée des pièges à électrons et des pièges à trous. L'étude en fonction de la variation des mesures τ_p nous permet de distinguer entre un piège discret et un piège distribué [60]. La figure 5.8 montre la dépendance logarithmique de l'amplitude du pic du spectre DLTS en fonction de la durée d'impulsion τ_p .

Une dépendance plutôt linéaire de l'amplitude de $\ln(1 - \Delta C/C)$ en fonction de τ_p est obtenue pour les pièges à porteurs majoritaires E_1 et E_2 , alors qu'une dépendance non linéaire peut être observée pour les autres pièges. Selon les travaux de Venturi et al. [77], les pièges à porteurs majoritaires E_1 et E_2 peuvent donc être considérés comme des défauts discret alors que les larges pics BE_1 , BE_2 et BH_1 peuvent être considérés comme des niveaux de pièges distribués.

Comme les spectres DLTS illustrent à la fois des pièges à minoritaires ainsi que des pièges à majoritaires il est difficile de les analyser en considérant seulement un type de pièges. Pour surmonter cette contrainte, nous avons adopté la procédure suivante :

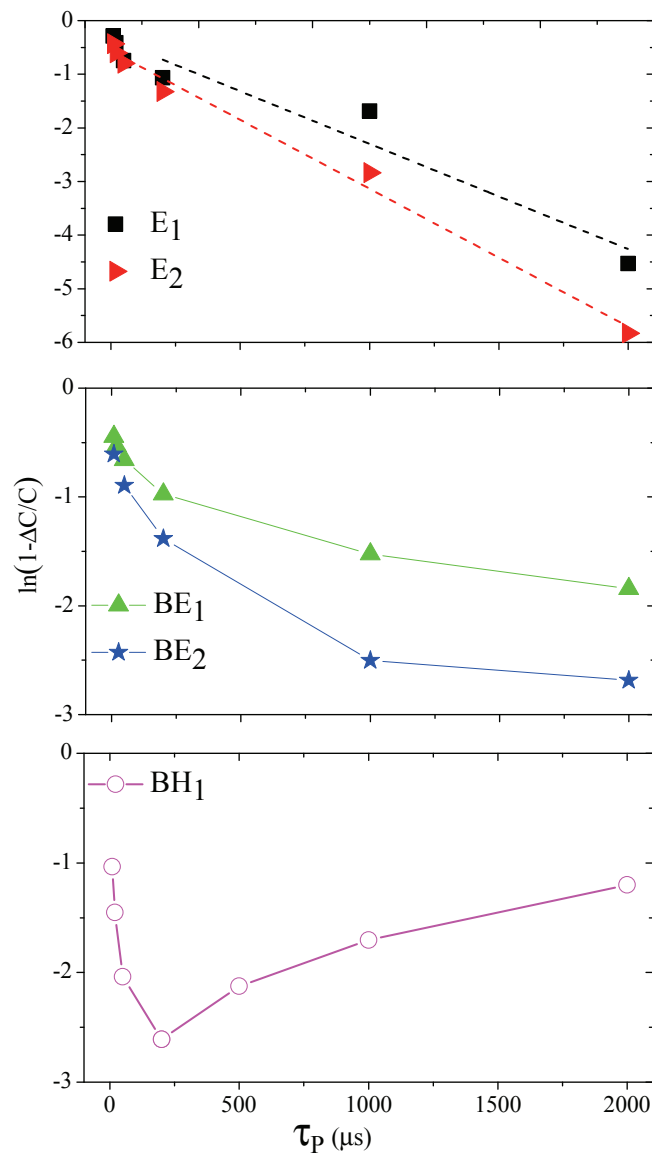


FIGURE 5.8 – tracé de $\ln(1 - \frac{\Delta C}{C})$ par rapport à la durée d’impulsion pour $U_r = -0.75V$, $U_p = 2.2V$, $f = 23Hz$ (E_1 , E_2 , BE_1 , BE_2) et $U_r = -2V$, $f = 23Hz$ (BH_1).

- D’abord, on a choisi les spectres correspondant aux pièges à majoritaires et on a déterminé approximativement leurs énergies d’activation et leurs sections efficaces de capture pour les pics évidents.
- Deuxièmement, on a fait la même chose pour les spectres dus aux pièges à minoritaires, on a obtenu aussi les énergies d’activation et les sections efficaces de capture des pièges à minoritaires.
- À partir des valeurs obtenues, nous avons simulé les spectres théoriques pour chaque polarisation inverse en utilisant la méthode des moindres carrés et l’algorithme d’optimisation que nous allons décrire par la suite. Nous avons déterminé l’énergie d’activation, la section efficace de capture, et la position en température pour chaque pic. Cette procédure a été effectuée pour toutes les

mesures que ce soit en variant la polarisation inverse ou la fréquence.

- Lorsque tous les spectres ont été bien ajustés, nous avons utilisé le tracé d'Arrhenius de e_n/T^2 par rapport à $1000/T$ pour obtenir l'énergie d'activation et la section efficace de capture et ceci pour confirmer les valeurs obtenues par le code Matlab.

5.3 Décomposition des pics

5.3.1 Description de l'algorithme d'optimisation utilisé :

5.3.1.1 Idée générale :

Dans notre nouvelle approche, présentée dans cette partie, on définit une fonction basée sur le modèle physique standard du processus d'émission et de capture dans les semi-conducteurs. Cette fonction est définie selon l'équation 4.17. En modifiant les paramètres de la fonction ΔC on peut obtenir une forme ressemblante au spectre DLTS, similaire aux signaux mesurés. Ainsi nous pouvons définir des paramètres des défauts (correspondant à un niveau d'énergie) dans les spectres DLTS par un ensemble de paramètres de fonction ΔC spécifiques.

5.3.1.2 Calcul et optimisation

L'algorithme d'optimisation numérique présenté est basé sur un processus de calcul inverse des spectres DLTS par la fonction mentionnée 4.17, en fonction des paramètres du niveau d'énergie. Ce processus de simulation du spectre DLTS est un outil approprié pour la vérification des paramètres de piège évalués obtenus par d'autres méthodes et aussi comme alternative pour le calcul de ces valeurs.

Conformément à ces faits, nous avons développé deux codes, le premier pour le calcul de la fonction et le deuxième code pour reproduire le spectre mesuré en ajustant les paramètres de pièges.

Ces deux codes de l'algorithme présenté ont été conçus en fonction de la solution de la fonction ΔC mentionnée dans le chapitre 4. Le programme nécessite au début que l'utilisateur modifie manuellement les données d'entrée de simulation, en particulier les paramètres du piège obtenus. La fonction résultante par rapport au spectre DLTS mesuré assure la vérification des données évaluées. Si elles sont définies, ces valeurs d'entrée ajoutées manuellement sont également utilisées dans l'algorithme proposé, où différentes combinaisons des paramètres du piège (énergie d'activation, section efficace de capture, concentration de piège) sont générées pour déterminer une courbe plus précise. Si ces données ne sont pas définies, l'algorithme tente de calculer la courbe automatiquement en commençant la fonction avec un ensemble défini de paramètres. La précision entre les courbes DLTS générées et mesurées est assurée par la comparaison de ses trois variables, la position du maximum de pic, l'amplitude et la largeur à mi hauteur maximale. Si la différence dans les spectres comparés se situe dans le paramètre de tolérance, l'algorithme s'arrête, sinon il se répète jusqu'à ce que les conditions soient remplies. Le résultat final de l'algorithme est la reproduction du signal mesuré (spectre DLTS) par la simulation la plus précise possible.

5.3.2 Analyse des spectres en utilisant l'algorithme d'optimisation :

Les spectres DLTS mesurés se constituent en général d'un ou plusieurs pics. Dans le cas d'un pic présent dans les spectres, normalement, il n'y a pas de signal composé et la décomposition n'est pas nécessaire. Bien que si le pic est très large et sa forme suggère qu'il se compose réellement de plusieurs pics individuels, la séparation est nécessaire. Ainsi, comme l'étude en fonction de τ_p a montré que les différents pièges BE_1 , BE_2 et BH_1 sont des pièges distribués, nous avons effectué une décomposition de ces larges pics en plusieurs pics de façon à reproduire avec Matlab le spectre mesuré. Nous avons commencé par reproduire le spectre à $U_r = -0.75V$ afin d'avoir les valeurs approximatives des énergies d'activation et des sections efficaces concernant les pièges à majoritaires. Et de la même façon nous avons procédé pour reproduire le spectre à $U_r = -2V$ afin d'obtenir les valeurs des pièges à minoritaires. Ces valeurs nous ont permis d'obtenir les différentes positions de pic en température (Figure 5.9).

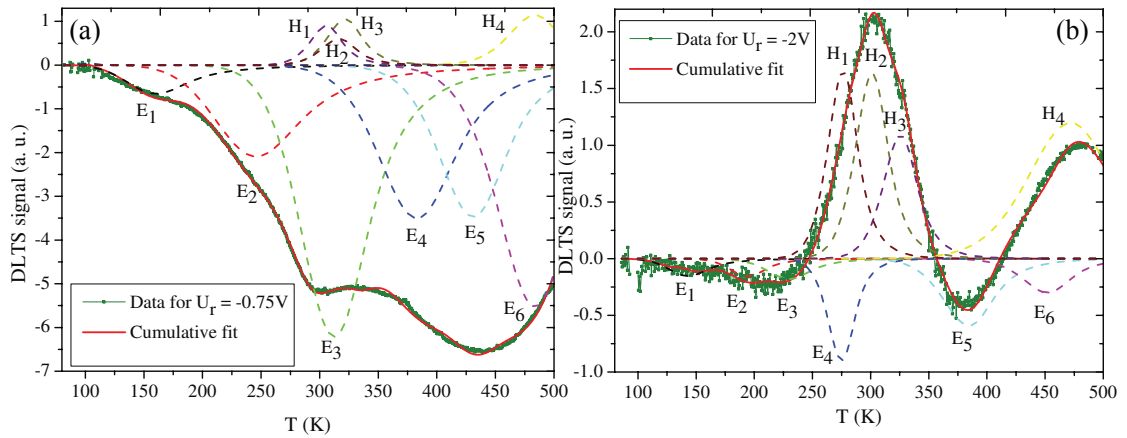


FIGURE 5.9 – Décomposition des pièges pour (a) larges pics BE_1 et BE_2 en deux pièges à électron, E_3 , E_4 , E_5 et E_6 , (b) large pic BH_1 en trois pièges à trou H_1 , H_2 and H_3 .

Tous les spectres expérimentaux obtenus pour différents U_r , U_p , τ_p et fréquence, ont été réalisés en tenant compte de plusieurs possibilités d'assignation de pièges pour les larges pics observées dans le cas de piège distribué, comme décrit ci-dessus. La comparaison de tous les ajustements possibles rend la procédure fiable et robuste. C'est pourquoi, comme le montre la figure 5.9, après évaluation d'un grand nombre de résultats possibles, nous avons proposé de décomposer les larges pics BE_1 , BE_2 en deux niveaux de pièges d'électron, nommés E_3 , E_4 , et E_5 , E_6 respectivement. De la même façon nous avons décomposé le pic BH_1 en trois niveaux H_1 , H_2 et H_3 . Enfin, la procédure d'analyse complète met en évidence l'existence de six pièges en volume à électrons nommés $E_1 - E_6$, trois pièges en volume à trous $H_1 - H_3$ et un piège d'interface BH_2 .

Le signal DLTS en fonction de la température pour un seul piège soit à trou soit à électron peut être exprimé par [62, 78] :

$$\frac{\Delta C}{C_o} = \frac{\pm N_T}{2 \times N_{A,D} \times e_{n,p} T_m} \left[1 - \exp\left(-\frac{e_{n,p} \times T_m}{2}\right) \right] \quad (5.2)$$

Chapitre 5. Étude expérimentale des structures

Où C_0 est la capacité à une tension U_r , N_T est la densité du piège, T_m est la période, $N_{A,D}$ est le niveau de dopage et $e_{n,p}$ est le taux d'émission des électrons (trous) donné par :

$$e_{n,p} = \sigma_{n,p} \times v_{n,p} \times N_{C,V} \times \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right) \quad (5.3)$$

Avec E_a : énergie d'activation du niveau profond (eV) $K = 1.38 \times 10^{-23} M^2 kgs^{-2} K^{-1}$: la constante de Boltzmann. En utilisant l'équation 5.2 pour chaque pic du spectre DLTS, on peut obtenir la description mathématique complète du spectre. Ce modèle est ensuite utilisé pour reproduire le spectre DLTS expérimental correspondant en utilisant la méthode des moindres carré. Tout en considérant l'énergie d'activation, la section efficace de capture et la position en température comme des paramètres d'ajustement.

Tableau 5.4 – Énergies d'activation E_a , section efficace de capture σ_a , des différents pièges obtenus par l'algorithme d'optimisation.

Pièges Noms	Procédure fit	
	E_a (eV)	σ_a (cm ²)
E_1	0.15	1.25×10^{-19}
E_2	0.2	3.1×10^{-20}
E_3	0.3	1.8×10^{-19}
E_4	0.5	2.6×10^{-18}
E_5	0.65	1.9×10^{-17}
E_6	0.9	5.2×10^{-15}
H_1	0.6	1×10^{-14}
H_2	0.64	9.3×10^{-14}
H_3	0.7	4.1×10^{-14}
BH_2	–	–

5.4 Analyse des résultats obtenus :

Grâce à ces valeurs en températures nous avons pu obtenir l'évolution des pics en fonction de la fréquence, et la droite d'Arrhenius. Un exemple de l'analyse par loi d'Arrhenius pour des spectres mesurés à $U_r = -2V$, $U_p = 1V$, $T_p = 500\mu s$ et pour différentes fréquences 1 Hz, 6 Hz, 11 Hz et 35 Hz est illustré sur la figure 5.10. Les paramètres des pièges sont rassemblés dans le tableau 5.5.

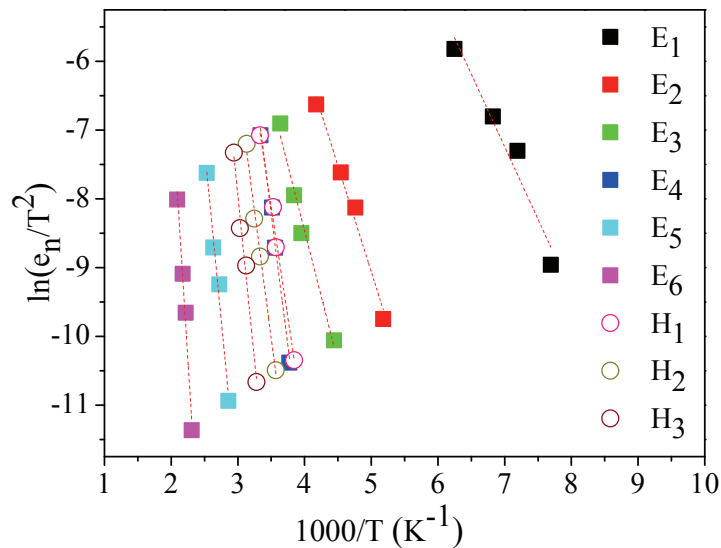


FIGURE 5.10 – Exemple de calcul de la loi d'Arrhenius pour les différents pièges à électrons et à trous.

Les valeurs indiquées dans ce tableau 5.5 sont également en bon accord avec les résultats obtenus dans la littérature et regroupés par Polyakov et Lee [74]. Elles correspondent aux niveaux de pièges observés sur les diodes Schottky n-GaN réalisés par MOCVD. Selon la littérature, le niveau E_1 qui correspond à ET_2 est un piège qui est probablement dû aux dislocations. E_2 correspondant à ET_5 est dû aux vacances d'azote. E_3 est observé dans les n-GaN à forte densité de dislocations, E_4 est parfois observé sur les structures non dopés n-GaN par MOCVD, E_5 est dû aux conditions de croissances riches en N et E_6 qui est également un piège en volume trouvé sur les structure n-GaN.

Pour les pièges à trous, H_1 est souvent observé sur les structures n-GaN cependant l'origine de H_2 et H_3 n'est à ce jour pas bien comprise. Enfin, le piège à trous BH_2 que nous considérons comme un piège d'interface est un piège qu'on retrouve dans divers échantillons et qui est considéré comme un piège à caractère complexe nommé dans d'autres articles (HT_5).

Comme le montre le tableau 5.5, on trouve une bonne adéquation entre les valeurs d'énergie d'activation et de section efficace de capture obtenues par la procédure du fit Matlab et par l'analyse de loi d'Arrhenius.

Chapitre 5. Étude expérimentale des structures

Tableau 5.5 – Énergies d'activation E_a , section efficace de capture σ et la densité N_T , des différents pièges de nos structures. BH_2 est le piège d'interface avec $N_{ss}=9 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ eV}^{-1}$.

Pièges Noms	Procédure Fit		Arrhenius		Littérature [74]
	$E_a(\text{eV})$	$\sigma_a(\text{cm}^2)$	$E_a(\text{eV})$	$\sigma_a(\text{cm}^2)$	Pièges correspondant
E_1	0.15	1.25×10^{-19}	0.15	4.6×10^{-18}	ET ₂
E_2	0.2	3.1×10^{-20}	0.23	5.2×10^{-20}	ET ₅
E_3	0.3	1.8×10^{-19}	0.3	6×10^{-20}	ET ₆
E_4	0.5	2.6×10^{-18}	0.5	2.7×10^{-18}	ET ₈
E_5	0.65	1.9×10^{-17}	0.7	4.7×10^{-16}	ET ₁₁
E_6	0.9	5.2×10^{-15}	1.1	9.4×10^{-14}	ET ₁₃
H_1	0.6	1×10^{-14}	0.57	2.6×10^{-14}	HT ₂
H_2	0.64	9.3×10^{-14}	0.7	8.1×10^{-14}	HT ₃
H_3	0.7	4.1×10^{-14}	0.76	4.9×10^{-13}	HT ₄
BH_2	~ 1		–	–	HT ₅

5.5 Conclusion

En conclusion, nous avons montré que la DLTS peut être réalisée sur des diodes Schottky pour étudier à la fois les pièges à porteurs majoritaires et minoritaires sur le n-GaN. Ceci est possible grâce à l'application d'une grande polarisation inverse au dispositif qui permet l'injection de porteurs minoritaires en abaissant leur hauteur de barrière de potentiel. Une analyse minutieuse des spectres DLTS a conduit à l'identification de quatre pièges à porteurs minoritaires et de six pièges majoritaires, qui sont en bon accord avec les pièges les plus rapportés dans la littérature. Un accord satisfaisant entre les spectres calculés et mesurés est observé.

Conclusion générale

Le travail de thèse présenté dans ce mémoire concerne le développement et la réalisation d'une nouvelle catégorie de photodétecteurs ultraviolets fabriqués à l'aide de monocouches des alliages semi-conducteurs BAlGaN.

Les travaux de cette thèse se sont focalisés sur trois thématiques principales qui sont la réalisation et la caractérisation des contacts ohmiques et des contacts Schottky sur les substrats de GaN et de BAlGaN ainsi que l'identification des défauts électriquement actifs.

Dans une première étape nous avons rappelé les propriétés physiques des nitrures d'élément III en mettant l'accent tout particulièrement sur les propriétés physiques de ces matériaux. Cette analyse a montré les différences fondamentales existant entre ce matériau et les semi-conducteurs III-V. Sa grande bande d'énergie interdite, sa stabilité thermique ainsi que sa vitesse de saturation élevée en font un candidat fort pour les applications de haute puissance.

Dans la deuxième partie, nous avons considéré les mécanismes de base qui régissent les phénomènes de transport électronique dans une jonction de type Schottky, incluant l'émission thermoionique, l'effet tunnel direct et l'effet tunnel assisté par le champ électrique. Ces trois mécanismes peuvent coexister dans une structure donnée selon le dopage du semi-conducteur, et la qualité des interfaces métal/semi-conducteur. Cette étude a nécessité une partie technologique importante, qui exige beaucoup de soins : traitement chimique et passivation de surfaces, et dépôt de films minces diélectriques, dépôt des différentes électrodes métalliques, pour réaliser les structures de test. Pour les contacts ohmiques, nous avons déposé des couches de type $Ti/Al/Ti/Au$ (15/200/15/200) par évaporation thermique. Des résistances spécifiques de contacts de l'ordre de $3 \times 10^{-4} \Omega cm^2$ ont été déterminées par les méthodes des TLM linéaires et confirmées par les TLM circulaires. Une modélisation théorique a été entreprise dans ce sens pour analyser les mesures expérimentales. Ensuite on a réalisé des diodes Schottky en déposant des contacts métalliques de Platine (Pt) d'épaisseur 150 nm.

Après une étude détaillée des phénomènes de transports dans les diodes Schottky, ainsi qu'une campagne de mesures $I(V, T)$ réalisée sur différents échantillons de BAlGaN avec différentes concentrations de Bore allant de 0% à 0.82%, plusieurs résultats ont pu être observés :

- Avec les premières mesures $I(V, T)$ on a eu accès aux densités d'états de défauts d'interface, par unité de surface et par unité d'énergie. L'analyse des $I(V, T)$ nous a permis de situer les niveaux de pièges dans la bande interdite.
- La deuxième méthode consiste à des mesures du courant à l'obscurité I_d et du photocourant I_{ph} en fonction

Conclusion générale

de la température. Ces mesures nous ont permis d'identifier un certain nombre d'énergies d'activation associés à des niveaux de pièges dans la bande interdite du matériau en traçant l'évolution du courant en fonction de la température, on a pu établir un diagramme de bande interdite avec les pièges qu'il peut contenir et qui gouvernent les phénomènes de transport dans le dispositif. On a aussi constaté qu'avec l'incorporation de bore le matériau devient de plus en plus résistif, et les niveaux de pièges deviennent de plus en plus profonds.

Le troisième type de mesures, c'est les mesures DLTS (Deep Level Transient Spectroscopy). Nous avons mis en œuvre et amélioré une méthode basée sur la variation de la capacité due à l'émission ou à la capture des porteurs majoritaires ainsi que minoritaires. Cette méthode nous a permis d'effectuer des mesures sous différentes conditions incluant diverses polarisations de repos, différentes fréquences, et différentes hauteurs et largeurs d'impulsion de polarisation. Un des résultats importants est la possibilité de caractériser à la fois des pièges à majoritaires et des pièges à minoritaires en changeant simplement les conditions de polarisation et contrairement aux procédures habituelles où une excitation optique supplémentaire est souvent nécessaire pour augmenter la concentration des porteurs minoritaires. Il a ainsi été mis en évidence, en accord avec la plupart des résultats de la littérature, l'existence de six pièges à électrons, tous situés en dessous de 0.9 eV de la bande de conduction, de trois pièges à trous dans l'intervalle 0.6 - 0.7 eV au dessus de la bande de valence et un piège à trous distribué à l'interface. Nous avons aussi développée une procédure rigoureuse d'optimisation qui nous a permis de confirmer nos résultats obtenus par la procédure classique de l'Arrhenius.

A l'état actuel des recherches, il semblerait que la maîtrise des contacts ohmiques et Schottky et l'utilisation de la DLTS sont bien maîtrisées. Néanmoins certains points peuvent être améliorés dans un travail futur, en effet l'utilisation d'un masque avec des diodes plus grandes et donc plus adaptées aux pointes utilisées dans le banc actuel, aurait certainement des effets positifs sur les mesures et réduirait considérablement les sources de perturbations (vibration des pointes, mauvais contacts...).

En perspective de ce travail, nous comptons compléter l'analyse des mesures DLTS à différentes tensions de repos, à différentes hauteurs d'impulsion et aussi à différentes largeurs d'impulsion pour les différentes concentrations de bore, pour pouvoir les comparer avec les résultats obtenus des mesures (I-V-T).

Bibliographie

- [1] Daniel Fritsch, Heidemarie Schmidt, and Marius Grundmann. Band-structure pseudopotential calculation of zinc-blende and wurtzite AlN, GaN, and InN. *Phys. Rev. B*, 67 :235205, Jun 2003.
- [2] H. Mathieu. *Physique des semiconducteurs et des composants électronique*. Masson, 1987.
- [3] S. J. Pearton, J. C. Zolper, R. J. Shul, and F. Ren. GaN : Processing, defects, and devices. *Journal of Applied Physics*, 86(1), 1999.
- [4] T. Baghdadli and S. Ould Saad Hamady et al. Electrical and structural characterizations of BGaN thin films by metal-organic vapor phase epitaxy. *Phys. Stat. Sol. C*, 6 :S1029, 2009.
- [5] Z. M. Zhao, R. L. Jiang, P. Chen, D. J. Xi, Z. Y. Luo, R. Zhang, B. Shen, Z. Z. Chen, and Y. D. Zheng. Metal-semiconductor-metal GaN ultraviolet photodetectors on Si(111). *Applied Physics Letters*, 77(3) :444–446, 2000.
- [6] J. C. Carrano, T. Li, D. L. Brown, P. A. Grudowski, C. J. Eiting, R. D. Dupuis, and J. C. Campbell. Very high-speed metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors fabricated on GaN. *Applied Physics Letters*, 73(17), 1998.
- [7] D. Walker, E. Monroy, P. Kung, J. Wu, M. Hamilton, F. J. Sanchez, J. Diaz, and M. Razeghi. High-speed, low-noise metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors based on GaN. *Applied Physics Letters*, 74(5), 1999.
- [8] Omkar Jani, Ian Ferguson, Christiana Honsberg, and Sarah Kurtz. Design and characterization of GaN-InGaN solar cells. *Applied Physics Letters*, 91(13), 2007.
- [9] Dong-Ju Seo, Jae-Phil Shim, Sang-Bae Choi, Tae Hoon Seo, Eun-Kyung Suh, and Dong-Seon Lee. Efficiency improvement in InGaN-based solar cells by indium tin oxide nano dots covered with ITO films. *Opt. Express*, 20(S6) :A991–A996, Nov 2012.
- [10] Kuei-Ting Chen, Wan-Chun Huang, Tsung-Han Hsieh, Chang-Hua Hsieh, and Chia-Feng Lin. InGaN light emitting solar cells with a roughened N-face GaN surface through a laser decomposition process. *Opt. Express*, 18(22) :23406–23412, Oct 2010.
- [11] Q. Chen, M. Asif-Khan, J. W. Yang, C. J. Sun, M. S. Shur, and H. Park. High transconductance heterostructure field-effect transistors based on AlGaIn/GaN. *Applied Physics Letters*, 69(6), 1996.
- [12] Yi-Feng Wu, D. Kapolnek, J. P. Ibbetson, P. Parikh, B. P. Keller, and U. K. Mishra. Very-high power density AlGaIn/GaN HEMTs. *IEEE Transactions on Electron Devices*, 48(3) :586–590, Mar 2001.
- [13] F. Fichter and Z. Anorg et al. *Z. Anorg. Chem.*, 54 :332–327, 1907.
- [14] F. Fichter and F. Schroter et al. *Bericht der deutschen Chemischen Gesellschaft*, 43 :1465, 1910.
- [15] Johnson W.C. and Parson J.B. et al. Nitrogen compounds of gallium. III. *The journal of physical chemistry*, 36 :2561–2654, 1932.

Bibliographie

- [16] R. Juza and H. Hahn et al. *Anorg. Allgem. Chem.*, 234 :248, 1938.
- [17] H.P. Maruska et al. The preparation and properties of vapor-deposited single-crystal-line GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 15 :327, 1969.
- [18] M. Asif Khan Q. Chen J. W. Yang A. C. Schmitz, A. T. Ping and I. Adesida. Schottky barrier properties of various metals on n-type GaN. *Semicond. Sci. Technol.*, 11(10) :1464–1467, 1996.
- [19] B. Akkal, Z. Benamara, H. Abid, A. Talbi, and B. Gruzza. Electrical characterization of au/n-GaN schottky diodes. *Materials Chemistry and Physics*, 85 :27–31, 2004.
- [20] Y. Kribes and I. Harrison et al. Investigation of au schottky contacts on GaN grown by molecular beam epitaxy. *Semicond. Sci. Technol.*, 12 :913–915, 1997.
- [21] Nicolas DEFRANCE. *Caractérisation et modélisation de dispositifs de la filière nitrure pour la conception de circuits intégrés de puissance hyperfréquences*. PhD thesis, Université des Sciences et Technologies de Lille, 14 décembre 2007.
- [22] J. Massies. N. Grandjean. Les nitrures d'éléments III : des semiconducteurs III-V singuliers? *Matériaux de basse dimensionnalité*, pages 28–35, 2001-2002.
- [23] J. Neugebauer and C. Van de Walle. Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN. *Phys. Rev. B*, 50 :8067–8070, 1994.
- [24] P. Boguslawski, E. L. Briggs, and J. Bernholc. Native defects in gallium nitride. *Phys. Rev. B*, 51 :17255–17258, Jun 1995.
- [25] I Grzegory. High nitrogen pressure growth of GaN crystals and their applications for epitaxy of GaN-based structures. *Materials Science and Engineering : B*, 82(1 - 3) :30 – 34, 2001.
- [26] S.M. Sze and K.K. Ng. *"Physics of Semiconductor Devices"*. Wiley, 2006.
- [27] W. Shockley et al. *"Air Force Avionics Laboratory"*. Wright Patterson AFB, OH., 1964.
- [28] C.K. Tan, A. Abdul Aziz, and F.K. Yam. Schottky barrier properties of various metal (Zr, Ti, Cr, Pt) contact on p-GaN revealed from I-V-T measurement. *Applied Surface Science*, 252(16) :5930 – 5935, 2006.
- [29] Lei Wang, M. I. Nathan, T-H. Lim, M. A. Khan, and Q. Chen. High barrier height GaN schottky diodes : Pt/GaN and Pd/GaN. *Applied Physics Letters*, 68(9) :1267–1269, 1996.
- [30] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, and N. Sawaki. Schottky barrier on n-type GaN grown by hydride vapor phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 63(19) :2676–2678, 1993.
- [31] V. Rajagopal Reddy, P. Koteswara Rao, and C.K. Ramesh. Annealing effects on structural and electrical properties of Ru/Au on n-GaN schottky contacts. *Materials Science and Engineering : B*, 137(1-3) :200 – 204, 2007.
- [32] S. S. Cohen and G. SH. Gildenblat. *"Metal- semiconductor contacts and devices"*. VLSI Electronics Microstructure Science, Vol. 13, Academic Press, London,, 1986.
- [33] G. S. Marlow and M. B. Das. "the effects of contact size and non - zero metal resistance on the detemination of specific contact resistance". *Solid - State Electronics*, 25 :91 – 94, 1982.
- [34] G. K. Reeves. "specific contact resistance using a circular transmission line model". *Solid - State Electronics*, 23 :487 – 490, 1980.
- [35] J. Rechid and K. Heime. "concentric ring contacts used for the detemination of contact resistances". *Solid - State Electronics*, 44 :451 – 455, 2000.

- [36] Q.Z. Liu and S.S. Lau. A review of the metal GaN contact technology. *Solid-State Electronics*, 42(5) :677 – 691, 1998.
- [37] M. E. Lin and Z. Ma. Low resistance ohmic contacts on wide band gap GaN. *Applied Physics Letters*, 64 :1003, 1994.
- [38] A. Motayed and R. Bathe. Electrical, thermal, and microstructural characteristics of Ti/Al/Ti/Au multilayer ohmic contacts to n-type GaN. *J. Appl. Phys.*, 93 :1087, 2003.
- [39] F. M. Mohammed and L. Wang. The role of barrier layer on ohmic performance of Ti/Al-based contact metallizations on AlGaIn/GaN heterostructures. *J. Appl. Phys.*, 100(023708), 2006.
- [40] E. H. Roderick and R. H. Williams. "*Metal - Semiconductor contacts*". second edition, Oxford Science Publications, Clarendon Press, Oxford,, 1988.
- [41] H. Mathieu and H. Fanet. "*Physique des semiconducteurs et des composants électroniques*". DUNOD, 2009.
- [42] A. Ahaitouf, Az. Ahaitouf, J.P. Salvestrini, and H. Srour. Accurate surface potential determination in schottky diodes by the use of a correlated current and capacitance voltage measurements. application to n-InP. *Journal of Semiconductors*, 32(10) :104002, 2011.
- [43] S. K. Cheung and N. W. Cheung et al. Extraction of schottky diode parameters from forward current voltage characteristics. *Applied Physics Letters*, 49 :85–87, 1986.
- [44] S. Gautier and G. Patriarche et al. Deep structural analysis of novel B GaN material layers grown by MOVPE. *Journal of crystal growth*, 10 :1016, 2010.
- [45] A. Ougazzaden and S. Gautier et al. B GaN materials on GaN/sapphire substrate by MOVPE using N₂ carrier gas. *J. Crystal Growth*, 298 :316, 2007.
- [46] H. Srour, J. P. Salvestrini, A. Ahaitouf, S. Gautier, T. Moudakir, B. Assouar, M. Abarkan, S. Hamady, and A. Ougazzaden. Solar blind metal-semiconductor-metal ultraviolet photodetectors using quasi-alloy of B GaN/GaN superlattices. *Applied Physics Letters*, 99(22), 2011.
- [47] H.J.Werner and H.H. Guttler et al. Barrier inhomogeneities at schottky contacts. *J. Appl. Phys.*, 69 :1522–1533, 1991.
- [48] R.T.Tung et al. Electron transport at metal-semiconductor interfaces : General theory. *Phys. Rev. B*, B45 :13509–13523, 1992.
- [49] J.D. Levine et al. Schottky barrier anomalies and interface states. *J. Appl. Phys.*, page 3991, 1971.
- [50] C.R. Crowell et al. The physical significance of the t_0 anomalies in schottky barriers. *Sol. Stat. Electr.*, 20 :171–, 1977.
- [51] K. Maeda, H. Ikoma, K. Sato, and T. Ischida. Current-voltage characteristics and interface state density of GaAs schottky barrier. *Applied Physics Letters*, 62 :2560–, 1993.
- [52] A. Ahaitouf, A. Bath, E. Losson, and E. Abarkan. Stability of sulfur-treated n-InP schottky structures, studied by current–voltage measurements. *Mat. Sci. Eng. B*, B 52 :208–, 1998.
- [53] M. Mamor et al. Interface gap states and schottky barrier inhomogeneity at metal/n–type GaN schottky contacts. *J. Phys : Condens. Matter*, 21 :335802(1–12), 2010.
- [54] H. K. Cho, K. S. Kim, C. H. Hong, and H. J. Lee. Electron traps and growth rate of buffer layers in unintentionally doped GaN. *Journal of crystal growth*, 223 :38–42, 2001.
- [55] W. Gotz, N. M. Johnson, H. Amano, and I. Akasaki. Deep level defects in n type GaN. *Applied Physics Letters*, 65(4) :463–465, 1994.

Bibliographie

- [56] T. Tsarova, T. Wosinski, A. Mcacosa, C. Skierbiszewski, I. Grzegory, and P. Perlin. Deep-level defects in mbe-grown GaN-based laser structure. *Acto Physica Polonica A*, 112 :331–337, 2007.
- [57] Az. Ahaitouf. *Etude des effets des irradiations neutron sur des structures MOS, technologie n-MOS, par spectroscopie DLTS et mesures capacitives*. PhD thesis, Université de Metz, 2 décembre 1999.
- [58] Kimiyoshi Yamasaki, Minoru Yoshida, and Takuo Sugano. Deep level transient spectroscopy of bulk traps and interface states in Si MOS diodes. *Japanese Journal of Applied Physics*, 18(1) :113, 1979.
- [59] W. Schröter, J. Kronewitz, U. Gnauert, F. Riedel, and M. Seibt. Bandlike and localized states at extended defects in silicon. *Phys. Rev. B*, 52 :13726–13729, Nov 1995.
- [60] Aaron R. *Investigation of electrically active defects in GaN, AlGaN, and AlGaN/GaN high electron mobility transistors*. PhD thesis, The Ohio State University, 2009.
- [61] Etienne Losson. *Méthodes d'exploitation des transitoires de capacité en spectroscopie des niveaux profond (DLTS). Application a des jonctions Au-InP*. PhD thesis, Université de Metz, 21 septembre 1992.
- [62] D. V. Lang. Deep level transient spectroscopy : A new method to characterize traps in semiconductors. *Journal of Applied Physics*, 45(7) :3023–3032, 1974.
- [63] W. I. Lee, T. C. Huang, J. D. Guo, and M. S. Feng. Effects of column III alkyl sources on deep levels in GaN grown by organometallic vapor phase epitaxy. *Applied Physics Letters*, 67(12) :1721–1723, 1995.
- [64] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, N. Sawaki, K. Tadamoto, and K. Miyake. Analysis of deep levels in n-type GaN by transient capacitance methods. *Journal of Applied Physics*, 76(1) :304–309, 1994.
- [65] D. Haase, M. Schmid, W. Kürner, A. Dörnen, V. Härle, F. Scholz, M. Burkard, and H. Schweizer. Deep-level defects and n-type-carrier concentration in nitrogen implanted GaN. *Applied Physics Letters*, 69(17) :2525–2527, 1996.
- [66] Yutaka Tokuda, Yujiro Yamada, Tatsunari Shibata, Shintaro Yamaguchi, Hiroyuki Ueda, Tsutomu Uesugi, and Tetsu Kachi. Hole traps in n-GaN detected by minority carrier transient spectroscopy. *physica status solidi (c)*, 8(7-8) :2239–2241, 2011.
- [67] Yutaka Tokuda. Traps in MOCVD n-GaN studied by deep level transient spectroscopy and minority carrier transient spectroscopy. May, 2014.
- [68] A.Y. Polyakov, N.B. Smirnov, E.B. Yakimov, A.S. Usikov, H. Helava, K.D. Shcherbachev, A.V. Govorkov, Yu N. Makarov, and In-Hwan Lee. Electrical, optical, and structural properties of GaN films prepared by hydride vapor phase epitaxy. *Journal of Alloys and Compounds*, 617 :200 – 206, 2014.
- [69] In-Hwan Lee, A. Y. Polyakov, N. B. Smirnov, A. V. Govorkov, A. S. Usikov, H. Helava, Yu. N. Makarov, and S. J. Pearton. Deep hole traps in undoped n-GaN films grown by hydride vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 115(22) :–, 2014.
- [70] Tran Thien Duc, Galia Pozina, Erik Janzén, and Carl Hemmingsson. Investigation of deep levels in bulk GaN material grown by halide vapor phase epitaxy. *Journal of Applied Physics*, 114(15) :–, 2013.
- [71] Z-Q. Fang, D. C. Look, W. Kim, Z. Fan, A. Botchkarev, and H. Morkoc. Deep centers in n-GaN grown by reactive molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 72(18) :2277–2279, 1998.

- [72] C. D. Wang, L. S. Yu, S. S. Lau, E. T. Yu, W. Kim, A. E. Botchkarev, and H. Morkoc. Deep level defects in n-type GaN grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 72(10) :1211–1213, 1998.
- [73] P. Muret, A. Philippe, E. Monroy, E. Munoz, B. Beaumont, F. Omnès, and P. Gibart. Properties of a hole trap in n-type hexagonal GaN. *Journal of Applied Physics*, 91(5) :2998–3001, 2002.
- [74] Alexander Y. Polyakov and In-Hwan Lee. Deep traps in GaN-based structures as affecting the performance of GaN devices. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 94 :1 – 56, 2015.
- [75] A. Ahaitouf, H. Srour, S. Ould Saad Hamady, N. Fressengeas, A. Ougazzaden, and J.P. Salvestrini. Interface state effects in GaN schottky diodes. *Thin Solid Films*, 522(10) :345 – 351, 2012.
- [76] P. N. Grillot, S. A. Ringel, E. A. Fitzgerald, G. P. Watson, and Y. H. Xie. Minority and majority carrier trapping in strain relaxed Ge_{0.3}Si_{0.7}/Si heterostructure diodes grown by rapid thermal chemical vapor deposition. *Journal of Applied Physics*, 77(2) :676–685, 1995.
- [77] Giulia Venturi, Antonio Castaldini, Anna Cavallini, Matteo Meneghini, Enrico Zanoni, Dandan Zhu, and Colin Humphreys. Dislocation-related trap levels in nitride-based light emitting diodes. *Applied Physics Letters*, 104(21) :-, 2014.
- [78] G. Couturier, A. Thabti, and A.S. Barrière. The base line problem in DLTS technique. *Revue de Physique Appliquee*, 24(2) :243–249, 1989.

Publications en rapport avec la thèse

Publications

Amor, S.; Ahaitouf, A.; Ahaitouf, Az.; Salvestrini, JP.; Ougazzaden, A., "Evidence of minority carrier traps contribution in deep level transient spectroscopy measurement in n-GaN Schottky diode", *Superlattices and Microstructures* (2016), (IF : 2.123).

Amor, S.; Ahaitouf, A.; Ahaitouf, Az.; Salvestrini, JP.; Ougazzaden, A., "Transport mechanisms in Schottky diodes realized on GaN ", *IOP Conf. Series : Materials Science and Engineering* 186 (2017), (IF : 0.187).

Communications

Amor, S.; Ahaitouf, A.; Ahaitouf, Az.; Salvestrini, JP.; Ougazzaden, A., "Mécanismes de transport dans les diodes Schottky réalisées sur GaN ", *XIIème Journées Maghrébines des Sciences des Matériaux (JMSM 2015)*.

Amor, S.; Ahaitouf, A.; Ahaitouf, Az.; Salvestrini, JP.; Ougazzaden, A., "Caractérisations électriques des pièges dans les semiconducteurs à base de GaN/BGaN par des mesures de I (V, T) ", *TELECOM'2015 & 9th JFMMA, May 2015, Meknès, Morocco*.

Amor, S.; Ahaitouf, A.; Salvestrini, JP.; Ougazzaden, A., "Influences du bore sur les mécanismes de transport dans les diodes Schottky réalisées à base de B GaN ", *Congrès Méditerranéen des Télécommunications et expositions (CMT'14)*.

Amor, S.; Streque, J.; Ahaitouf, A.; Moudakir, T.; Arif, M.; Salvestrini, JP.; Ougazzaden, A., "Ohmic contacts to p type gallium nitride and its ternary and quaternary alloys ", *ICCMSP à Er-rachidia 2013*.

Publications en rapport avec la thèse

Amor, S. ; Ahaitouf, A. ; Salvestrini, JP. ; Ougazzaden, A., "Electrical and optical characterizations of B GaN ultra violet photodetectors ", International Conference on Advanced Materials for Photonics, Sensing and Energy Conversion Applications (AMPSECA).

Ahaitouf, A. ; Amor, S. ; Srour, H. ; Salvestrini, JP. ; Ougazzaden, A., "DLTS investigation of carrier traps interfaces states in large internal gain UV photodetectors based on B GaN monolayers and superlattices ", International Conference on Advanced Materials for Photonics, Sensing and Energy Conversion Applications (AMPSECA).

Srour, H. ; Ahaitouf, A. ; Gautier, S. ; Moudakir, T. ; Amor, S. ; Ougazzaden, A. ; Salvestrini, JP., "Role of carrier traps and interface states in large internal gain UV photodetectors based on B GaN monolayers and superlattices", XXI International Materials Research Congress (IMRC) à Cancun, Mexico, August 12-17, 2012.

Amellal, M. ; Amor, S. ; Duchamp, G. ; Ahaitouf, A. ; Srour, H. ; Salvestrini, JP. ; Bechou, L. ; Ramdani, M. ; Perdriau, R., "OPTIMIST - Optimisation et caractérisations de composants sous agressions environnantes ", TELECOM'2013 & 8th JFMMA, Mars 2013, Marrakech Morocco.