



الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne Démocratique et Populaire
وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

Ministère de l'enseignement supérieur et de la recherche scientifique



Université Mohamed Khider – Biskra

Faculté des sciences exactes et sciences de la nature et de la vie

Département: Sciences de la matière

Ref:

جامعة محمد خيضر بسكرة

كلية العلوم الدقيقة و علوم الطبيعة و الحياة

قسم: علوم المادة

المرجع:

Thèse présentée en vue de l'obtention
du diplôme de

Doctorat en sciences

Option: Physique des matériaux

**Simulation des propriétés électriques d'une jonction à base de
nitrure de gallium. Application au détecteur de rayonnement**

Présentée par :

Bouزيد Fayçal

Soutenue publiquement le 28/06/2018

Devant le jury composé de :

Dr. Sengouga Nouredine	Professeur à l'Université de Biskra	Président
Dr. Dehimi Lakhdar	Professeur à l'Université de Batna	Rapporteur
Dr. Saadoune Achour	Maître de conférences à l'Université de Biskra	Examineur
Dr. Bouchama Idris	Maître de conférences à l'Université de M'sila	Examineur

REMERCIEMENTS

Tout d'abord, je tiens à remercier Monsieur **Sengouga Nouredine**, Professeur à l'université de Biskra, pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie vivement mon directeur de thèse Monsieur **Dehimi Lakhdar** professeur à l'université de Batna, de m'avoir offert l'occasion de réaliser cette thèse. Je suis très reconnaissant et je lui exprime ma profonde gratitude car il a montré sa confiance en moi, il m'a soutenu à toute occasion et il a toujours su m'orienter et me diriger dans le travail.

Mes remerciements à Monsieur **Saadoune Achour**, maître de conférences à l'université de Biskra, pour m'avoir honoré par sa présence au jury en tant qu'examineur.

Mes remerciements à Monsieur **Bouchama Idris**, maître de conférences à l'université de M'sila, de m'avoir honoré par sa présence au jury en tant qu'examineur.

Je voudrais remercier Monsieur **Fortunato Pezzimenti**, docteur à l'université Reggio de Calabre - Italie, pour sa contribution scientifique et technique indispensable à la réalisation de ce travail.

Un grand merci à Monsieur **Megherbi Mohamed Laarbi**, maître de conférences à l'université de Biskra, pour les précieuses discussions.

Je voudrais remercier aussi Monsieur **Francesco Giuseppe Della Corte**, professeur à l'université Reggio de Calabre - Italie, pour sa contribution efficace lors de la réalisation de ce travail.

Dédicace

Tout d'abord, je dédie ce travail à ceux qui sont très chers pour moi,

qui m'ont toujours soutenu:

mes parents, mes sœurs et frères.

Je dédie aussi ce travail à tous mes amis et collègues chercheurs au CRTI.



Table des matières

Remerciements

Dédicace

Résumé

Table des matières i

Liste des figures v

Liste des tableaux x

Notations xi

Introduction générale 01

Chapitre I - Nitrure de gallium "GaN": Propriétés et applications

I. 1 Introduction 05

I. 2 Historique des systèmes à base de GaN 05

I. 3 Propriétés de GaN 08

I. 3. 1 Propriétés structurales 08

I. 3. 1. 1 Structure de type wurtzite 09

I. 3. 1. 2 Structure de type zinc blende 09

I. 3. 1. 3 Structure de type NaCl (Rocksalt) 10

I. 3. 2 Structure de bandes 10

I. 3. 3 Propriétés thermodynamiques 12

I. 3. 4 Propriétés thermiques 12

I. 3. 4. 1 Dilatation thermiques 12

I. 3. 4. 2 Capacité thermiques 12

I. 3. 4. 3 Conductivité thermiques 13

I. 3. 5 Propriétés mécaniques 13

I. 3. 6 Propriétés optiques 14

I. 4 Techniques de croissance de GaN 15

I. 4. 1 Substrat 15

I. 4. 2 Epitaxie par jet moléculaire 15

I. 4. 3 Epitaxie en phase vapeur à partir d'Halogénure 17

I. 4. 4 Epitaxie en phase vapeur organométalliques 17

I. 5 Dopage intentionnel du GaN 19

I. 6 Matériau ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ 20

I. 6. 1 Croissance de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ 21

I. 6. 2 Dopage de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$	21
I. 6. 2. 1 Dopage de type "n"	21
I. 6. 2. 2 Dopage de type "p"	22
I. 7 Hétérojonction $Al_xGa_{1-x}N/GaN$	22
I. 7. 1 Diagramme de bandes	22
I. 8 Défauts structuraux dans le GaN	23
I. 9 Applications de GaN et de ses composés	24
I. 9. 1 Applications optiques	25
I. 9. 1. 1 Diodes électroluminescentes (LED)	25
I. 9. 1. 2 Diodes laser (LDs)	26
I. 9. 1. 3 Photodétecteurs UV	28
I. 9. 2 Applications électroniques	28
I. 9. 3 Applications militaires	29
I. 10 Conclusion	29
Chapitre II - Photodétecteurs: Caractéristiques générales et différents types	
II. 1 Introduction	36
II. 2 Principe de la photodétection	36
II. 3 Principe de fonctionnement d'un Photodétecteur	37
II. 4 Bande passante	39
II. 5 Efficacité de collection de charge	40
II. 6 Réponse spectrale et rendement quantique	41
II. 7 Déectivité spécifique D^*	42
II. 8 Photodétecteurs ultraviolets	42
II. 9 Matériaux pour la détection UV	44
II. 10 Types de photodétecteurs	44
II. 10. 1 Photoconducteurs	44
II. 10. 1. 1 Principe de fonctionnement d'un photoconducteur sous illumination	45
II. 10. 2 Photodétecteur p-i-n (p-n)	47
II. 10. 2. 1 Fonctionnement d'un Photodétecteur p-i-n (p-n)	47
II. 10. 3 Photodétecteur à hétérojonction	49
II. 10. 4 Photodétecteur à barrière de <i>Schottky</i>	50
II. 10. 5 Photodétecteur MSM	51
II. 10. 6 Photodétecteur à avalanche	52
II. 11 Conclusion	53

Chapitre III – Modélisation et simulation numérique

III. 1 Introduction	55
III. 2 Simulations des propriétés électriques	55
III. 2. 1 Equation de <i>Poisson</i>	56
III. 2. 2 Equations de continuité pour les porteurs de charge	56
III. 2. 3 Equations de transport et expressions des densités de courant	57
III. 2. 4 Diffusion	59
III. 2. 5 Dérive	60
III. 3 Contact métal / semi-conducteur	60
III. 3. 1 Contact ohmique	61
III. 3. 2 Contact <i>Schottky</i>	63
III. 3. 2. 1 Modèle de <i>Mott</i> et <i>Schottky</i>	63
III. 3. 2. 2 Modèle de <i>Bardeen</i>	66
III. 3. 2. 3 Modèle de <i>Cowley</i> et <i>Sze</i>	67
III. 3. 2. 4 Modèle de MIGS (Métal Induced Gap States)	69
III. 3. 2. 5 Zone de charge d'espace (ZCE)	69
III. 3. 2. 6 Abaissement de la barrière: Effet <i>Schottky</i>	71
III. 3. 3 Mécanismes de transport du courant dans un contact M / SC en polarisation directe ...	73
III. 3. 3. 1 Diode homogène	74
III. 3. 3. 2 Diode inhomogène	79
III. 3. 4 Métallisation des contacts <i>Schottky</i>	81
III. 4 Description des modèles physiques	83
III. 4. 1 Gap énergétique	83
III. 4. 2 Concentration intrinsèque	83
III. 4. 3 Mécanismes de génération-recombinaison	84
III. 4. 4 Ionisation par impact	84
III. 4. 5 Ionisation incomplète des impuretés	85
III. 4. 6 Mobilité des porteurs	85
III. 4. 7 Masses effectives des porteurs	86
III. 4. 8 Propriétés optiques et diélectriques	88
III. 5 Conclusion	89
Chapitre IV – Résultats et discussion	
IV .1 Introduction	96

IV. 2 Simulation des caractéristiques électriques d'un photodétecteur à barrière de Schottky à base de GaN	96
IV. 2. 1 Choix du métal pour la réalisation du contact Schottky	97
IV. 2. 1. 1 Description du dispositif	97
IV. 2. 1. 2 Simulation de la caractéristique $J(V)$	98
IV. 2. 2 Analyse de l'effet de la température sur la caractéristique $J(V)$	100
IV. 2. 3 Analyse de l'effet des pièges accepteurs sur la caractéristique $J(V)$	105
IV. 2. 4 Analyse de l'effet de l'intensité d'illumination	110
IV. 2. 5 Analyse de l'effet de la température sur la réponse spectrale	114
IV. 2. 6 Analyse de l'effet de la polarisation inverse sur la réponse spectrale	116
IV. 2. 7 Analyse de l'effet de pièges accepteur sur la réponse spectrale	116
IV. 3 Simulation des caractéristiques électriques d'un photodétecteur "p-n-n ⁺ "	117
IV. 3. 1 Description de la structure du photodétecteur "p-n-n ⁺ "	118
IV. 3. 2 Optimisation de la structure du photodétecteur "p-n-n ⁺ "	120
IV. 3. 2 .1 Dopage de la région "p"	120
IV. 3. 2. 2 Epaisseur de la région "p"	122
IV. 3. 2. 3 Epaisseur de la région "n"	124
IV. 3. 3 Effet de la longueur d'onde du rayonnement incident sur la caractéristique $J(V)$	125
IV. 3. 4 Analyse de l'effet de l'intensité d'illumination	127
IV. 3. 5 Analyse de l'effet de la température sur la réponse spectrale	131
IV. 3. 6 Analyse de l'effet de la polarisation inverse sur la réponse spectrale	132
IV. 3. 7 Analyse de l'effet de pièges sur la réponse spectrale	133
IV. 3. 7. 1 Simulation de l'effet du piège donneur ET1 ($E_c - 0.12$ eV)	134
IV. 3. 7. 2 Simulation de l'effet du piège Accepteur HT1 ($E_v + 0.44$ eV)	136
IV. 4 Conclusion	137
Conclusion générale	142
Perspectives	145
Liste des publications et communications	146

Liste des figures

Chapitre I - Nitrure de gallium "GaN": Propriétés et applications

Fig. I. 1: Diagrammes de bandes d'énergie des différents types d'éléments 07

Fig. I. 2: Exemples d'applications des semi-conducteurs grands gaps 08

Fig. I. 3: Les différentes structures de GaN: (a) Wurtzite, (b) Zinc blende, (c) NaCl 09

Fig. I. 4: Structure de bandes électroniques et schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal GaN de type wurtzite 10

Fig. I. 5: Vue Schématique du système EJM 16

Fig. I. 6: Croissance cristalline des couches épitaxiées 16

Fig. I. 7: Principe de croissance du GaN par EPHV et réactions chimiques à l'intérieure du bâti 17

Fig. I. 8: Schéma synoptique d'un bâti de croissance MOCVD 19

Fig. I. 9: Hétérojonction formé de deux semi-conducteurs différents: $Al_xGa_{1-x}N$ et GaN 23

Fig. I. 10: Gap énergétique et spectre visible par rapport à la constante de réseau pour divers semi-conducteurs, y compris les matériaux à large bande interdite 24

Fig. I. 11: Schéma d'une diode électroluminescente 26

Fig. I. 12: Schéma d'une diode électroluminescente à puits quantique 26

Fig. I. 13: Schéma d'une diode laser 27

Fig. I. 14: Dispositifs pour la photodétection 28

Chapitre II - Photodétecteurs: Caractéristiques générales et différents types

Fig. II. 1: Différents types de photodétection: (a)- intrinsèque, (b)- extrinsèque de type "n", (c)- extrinsèque de type "p" 37

Fig. II. 2: Schéma d'une photodiode à jonction P-N 38

Fig. II. 3: Schéma de deux différents modèles de photoconducteurs. (a) une plaque de semi-conducteur avec deux contacts ohmiques. (b) photoconducteur avec des contacts interdigités 45

Fig II. 4: Processus de photo-excitation intrinsèque d'une bande à l'autre, et photo-excitation extrinsèque entre les niveaux d'impuretés et les bandes 45

Fig. II. 5: Fonctionnement de la photodiode. (a) Vue en coupe de la diode p-i-n. (b) Diagramme de bandes d'énergie sous polarisation inverse. (c) Taux de génération optique 47

Fig. II. 6: Excitation bande-à-bande de la paire électron-trou ($h\nu > E_g$) 50

Fig. II. 7: Photoémission interne des électrons excités du métal au semi-conducteur ($q\phi_b < h\nu < E_g$) 50

Chapitre III - Modélisation et simulation numérique

Fig. III. 1: Structures de bandes d'un contact ohmique 61

Fig. III. 2: Diagramme énergétique d'un métal et un semi-conducteur de type N 63

Fig. III. 3: Diagramme énergétique d'un contact métal / semi-conducteur de type N, dans le cas ($\Phi_M > \Phi_S$) 64

Fig. III. 4: Schémas de bandes d'un contact métal / semi-conducteur de type N, dans le cas ($\Phi_M > \Phi_S$), pour une tension de polarisation V : (a) positive, (b) négative 65

Fig. III. 5: Diagramme énergétique du contact métal / semi-conducteur en présence d'états de surfaces 67

Fig. III. 6: Fonction d'onde à l'interface métal / semi-conducteur 69

Fig. III. 7: Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension. La pente de la courbe permet de déterminer la valeur de la concentration de dopant et la hauteur de barrière à l'équilibre thermodynamique 71

Fig. III. 8: Abaissement de la barrière de potentiel par effet Schottky 72

Fig. III. 9: Principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact Schottky. (a)- sous polarisation direct, (b)- sous polarisation inverse 73

Fig. III. 10: Diagramme énergétique illustrant les composantes du courant tunnel dans le contact Schottky type n : (a)- mode direct, (b)- mode inverse, TE: émission thermoïonique; FE: courant tunnel; TFE: émission thermoïonique-tunnel 77

Fig. III. 11: Diagramme énergétique montrant les fluctuations spatiales de la hauteur de barrière décrit par la modèle de Werner 80

Chapitre IV – Résultats et discussion

Fig. IV. 1: Schéma de la structure du détecteur Schottky étudié 98

Fig. IV. 2: Caractéristiques $J(V)$ du contact établi entre les métaux (Pt, Ni, Au, Ag, Cr, Mo) et le GaN de type "n". (a) Polarisation direct, (b) Polarisation inverse 99

Fig. IV. 3: Caractéristiques $J(V)$ de la diode Schottky (Pt/n-GaN) dans la gamme de températures 300 K - 500 K. (a) Polarisation direct, (b) Polarisation inverse 101

Fig. IV. 4: Facteur d'idéalité et barrière de Schottky de la diode (Pt/n-GaN) dans l'intervalle de température 300 K -500 K 102

Fig. IV. 5: Courbe de l'énergie d'activation $\ln(J_0/T^2)$ en fonction de q/kT 103

Fig. IV. 6: $\Phi_{b,App}$ vs. $q/2kT$ selon une distribution Gaussienne de la barrière 104

Fig. IV. 7: $(n^{-1}-1)$ vs. $q/2kT$ Selon une distribution Gaussienne de la barrière 104

Fig. IV. 8: $\ln(J_0 / T^2) - q^2 \sigma_0^2 / 2k^2 T^2$ en fonction de q/kT selon une distribution Gaussienne de la barrière	105
Fig. IV. 9: Simulation de la caractéristique $J(V)$ en présence de niveaux pièges H2, H1, H4 et H5 à $T = 300$ K. (a) Polarisation directe, (b) Polarisation inverse	106
Fig. IV. 10: Concentration d'électrons pour différents niveaux de pièges à $T = 300$ K. (a) Polarisation directe, (b) Polarisation inverse	108
Fig. IV. 11: Facteur d'idéalité en fonction de la densité d'états de pièges accepteur à $T = 300$ K	108
Fig. IV. 12: Hauteur de la barrière de Schottky en fonction de la densité d'états de pièges accepteurs à $T = 300$ K	109
Fig. IV. 13: Evolution des bandes d'énergies en présence d'une densité d'états de pièges accepteurs égale à $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $T = 300$ K	109
Fig. IV. 14: La caractéristique $J(V)$ du détecteur Schottky (Pt / n-GaN) sous polarisation directe, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K. L'encart montre la caractéristique $J(V)$ directe à l'échelle linéaire	110
Fig. IV. 15: La caractéristique $J(V)$ du détecteur Schottky (Pt / n-GaN) sous polarisation inverse, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K	110
Fig. IV. 16: Profils de taux de photogénération à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K	111
Fig. IV. 17: Profils de concentration d'électrons à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation directe égale à 1.3 V à $T = 300$ K	112
Fig. IV. 18: Profils de concentration d'électrons à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation inverse égale à -300 V à $T = 300$ K ...	112
Fig. IV. 19: Profils de concentration de trous à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation directe égale à 1.3 V à $T = 300$ K	113
Fig. IV. 20: Profils de concentration de trous à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation inverse égale à -300 V à $T = 300$ K ...	113
Fig. IV. 21: Réponse spectrale du détecteur Schottky (Pt / n-GaN), sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes épaisseurs de l'anode	114
Fig. IV. 22: Réponse spectrale du détecteur Schottky (Pt / n-GaN), sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, à six températures distinctes	114
Fig. IV. 23: Coefficient d'absorption du GaN pour différentes températures	115
Fig. IV. 24: Réponse spectrale du détecteur Schottky (Pt / n-GaN) pour différentes tensions de polarisation inverse à $T = 300$ K. L'encart montre une vue agrandie de la réponse spectrale de 0.35 à $0.365 \mu\text{m}$	116
Fig. IV. 25: Réponse spectrale du détecteur Schottky (Pt / n-GaN), sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différents pièges accepteurs avec une concentration de $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$	117

Fig. IV. 26: Schéma de la structure du détecteur "p-n-n ⁺ " étudié	119
Fig. IV. 27: Réponse spectrale du détecteur "p-n-n ⁺ ", à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes concentrations de dopage de la région "p"	120
Fig. IV. 28: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n ⁺ ", pour différentes concentrations de dopage de la région "p" à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} . (a) polarisation inverse, (b) polarisation directe	122
Fig. IV. 29: Réponse spectrale du détecteur "p-n-n ⁺ ", à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes épaisseurs de la région "p"	123
Fig. IV. 30: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n ⁺ ", pour différentes épaisseurs de la région "p" à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} . (a) polarisation inverse, (b) polarisation directe	124
Fig. IV. 31: Réponse spectrale du détecteur "p-n-n ⁺ ", à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes épaisseurs de la région "n"	125
Fig. IV. 32: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n ⁺ ", pour différentes longueurs d'onde du rayonnement incident à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} . (a) polarisation directe, (b) polarisation inverse	126
Fig. IV. 33: Profils de taux de photogénération à travers le détecteur pour différentes longueurs d'onde du rayonnement incident à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2}	127
Fig. IV. 34: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n ⁺ " sous polarisation directe, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K	128
Fig. IV. 35: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n ⁺ " sous polarisation inverse, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K	128
Fig. IV. 36: Profils de taux de photogénération à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K	129
Fig. IV. 37: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur sous différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300$ K), et une polarisation directe égale à 3.6 V. (a) Electrons, (b) Trous	130
Fig. IV. 38: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur sous différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300$ K), et une polarisation inverse égale à -5.0 V. (a) Electrons, (b) Trous	131
Fig. IV. 39: Réponse spectrale du détecteur sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, à six températures distinctes	131

Fig. IV. 40: Réponse spectrale du détecteur sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et pour différentes tensions de polarisation inverse à $T = 300 \text{ K}$. L'encart montre une vue agrandie de la réponse spectrale de $0.265 \mu\text{m}$ à $0.305 \mu\text{m}$ 132

Fig. IV. 41: Réponse spectrale sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle à $T = 300 \text{ K}$, pour différentes concentrations de pièges donneurs ET1 dans la région "p" 134

Fig. IV. 42: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur pour différentes concentrations de pièges donneurs ET1 dans la région "p" ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$), et une polarisation nulle. (a) Electrons, (b) Trous 135

Fig. IV. 43: Réponse spectrale sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle à $T = 300 \text{ K}$, pour différentes concentrations de pièges accepteurs HT1 dans la région "n" 136

Fig. IV. 44: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur pour différentes concentrations de pièges accepteurs HT1 dans la région "n" ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$), et une polarisation nulle. (a) Electrons, (b) Trous 137

Liste des tableaux

Chapitre I - Nitrure de gallium "GaN": Propriétés et applications.

Tableau I. 1: Paramètres de la structure wurtzite idéale et réelle de GaN 09

Tableau I. 2: Valeurs expérimentales de Δ_{so} et Δ_{cr} pour le GaN wurtzite 11

Tableau I. 3: Résumé des principales propriétés du GaN en comparaison avec les matériaux semi-conducteurs standards 13

Tableau I. 4: Constantes d'élasticité C_{ij} expérimentales et modules de compressibilité volumique B calculés pour GaN (wurtzite) 14

Tableau I. 5: Coefficients de Sellmeier pour le GaN (wurtzite) 14

Chapitre II - Photodétecteurs: Caractéristiques générales et différents types

Tableau II. 1: Paramètres récapitulatifs des avantages et inconvénients des différents types de détecteurs UV 53

Chapitre III - Modélisation et simulation numérique

Tableau III. 1: Métallisations généralement utilisées sur le nitrure de gallium pour la conception d'un contact ohmique 62

Tableau III. 2 : Principaux métaux utilisés sur le GaN pour la réalisation du contact Schottky.. 82

Tableau III. 3: Paramètres de l'ionisation par impact pour le GaN 85

Tableau III. 4: Paramètres de la mobilité. 86

Tableau III. 5: Masses effectives ($x m_0$) des porteurs de charge dans GaN cubique et hexagonal. 87

Chapitre IV – Résultats et discussion

Tableau IV. 1: Paramètres de pièges 107

Tableau IV. 2: Résumé des performances de quelques photodétecteurs "p-i-n" 118

Tableau IV. 3: Paramètres de la structure "p-n-n⁺" utilisés dans la simulation à $T = 300$ K ... 120

Tableau IV. 4: Pièges donneurs et accepteurs dans le "AlGaIn" 133

a	Paramètre de maille du matériau
A	Surface de dispositif
AlN	Nitride d'Aluminium
AlGaN	Alliage composé de GaN et AlN
Al ₂ O ₃	Saphir
C	Célérité de la lumière
CCE	Efficacité de collection de charge
C _n	Coefficient de capture des électrons
C _p	Coefficient de capture des trous
CVD	Dépôt Chimique en phase Vapeur
C ₁₃ , C ₃₃	Constantes élastiques (respectivement // et ⊥ à l'axe optique c)
D _n	Coefficient de diffusion des électrons
D _p	Coefficient de diffusion des trous
D [*]	Détectivité spécifique
E	Energie
E _a	Energie d'activation
E _c	Energie du niveau le plus bas de la bande de conduction
E _F	Energie du niveau de Fermi dans le semi-conducteur
E _{Fn}	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les électrons
E _g	Energie de Bande Interdite
E	Champ électrique interne
e _n	Taux d'émission des électrons
EPVOM	Epitaxie en Phase Vapeur d'organométalliques
E _{ph}	Energie de photons
e-t	Paires électrons-trous
E _v	Energie du niveau le plus haut de la bande de valence
FE	Effet tunnel assisté par Effet de Champ
G	Taux de génération des paires électrons-trous
GaN	Nitride de gallium
h	Constante de Planck
I _{ph}	Photocourant
J _s	Densité de courant de saturation
J _{TED}	Densité de courant de l'effet thermoionique-diffusion
J-V	Caractéristique densité de Courant-Tension
k _B	Constante de Boltzmann
L _D	Longueur de Debye
L _n	Longueur de diffusion des électrons
L _p	Longueur de diffusion des trous
MBE	Epitaxie par jets moléculaires
m _e [*]	Masse effective des électrons
m _h [*]	Masse effective des trous
MOCVD	Epitaxie chimique en phase vapeur d'organométalliques
MS	Métal / Semi-conducteur
MSM	Métal / Semi-conducteur / Métal
m ₀	Masse de l'électron dans le vide
n	Concentration d'électrons libres dans le semi-conducteur
N _A	Densité des accepteurs
N _C	Densité d'états effective dans la bande de conduction
N _D	Densité des donneurs
n _i	Concentration intrinsèque des électrons dans le semi-conducteur
N _V	Densité d'états effective dans la bande de valence
ON	Impureté oxygène en site substitutionnel azote
p	Concentration des trous libres dans le semi-conducteur

PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
PL	Photoluminescence
P_{opt}	Puissance de la radiation optique
q	Charge élémentaire de l'électron
R	Résistance de Contact
RS	Réponse spectrale
SC	Semi-conducteur
Si	Silicium
SiC	Carbure de Silicium
SRH	Shockley-Read-Hall
T	Température
TE	Effet thermoionique
TFE	Effet tunnel assisté thermiquement par effet de champ
U	Taux de recombinaison des porteurs
U_{Aug}	Taux de recombinaison Auger
U_{SRH}	Taux de recombinaison Shockley-Read-Hall
UV	Ultraviolet
V	Potentiel électrique
VBR	Tension de claquage
V_{bi}	Potentiel intrinsèque
VN	Lacune d'azote
v_{th}	Vitesse thermique
w	Largeur de la zone de déplétion
ZCE	Zone de charge d'espace
α	Coefficient d'absorption
ΔE_c	Discontinuité de bande de conduction
ΔE_v	Discontinuité de bande de valence
Δn	Concentration des électrons en excès
Δp	Concentration des trous en excès
ϵ_i	Constante diélectrique de la couche interfaciale
ϵ_r	Constante diélectrique relative
ϵ_S	Constante diélectrique du semi-conducteur
ϵ_0	Permittivité du vide
ϕ	Densité de flux de photons
ϕ_B	Hauteur de barrière Schottky
ϕ_0	Densité de flux de photons incidents
ϕ_m	Travail de sortie du métal
ϕ_{sc}	Travail de sortie du SC
λ	Longueur d'onde du rayonnement
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
ν	Fréquence de l'onde
η	Efficacité quantique
ρ	Concentration de charge d'espace
σ	Section efficace de capture
τ_n	Durée de vie des électrons
τ_p	Durée de vie des trous
χ	Affinité électronique du semi-conducteur

Introduction générale

Les détecteurs de rayonnements à semi-conducteurs trouvent depuis plusieurs années, avec l'apparition de modes de détection et de matériaux nouveaux, des applications dans des domaines variés, qui s'étendent à la science des matériaux, à l'astrophysique, au milieu industriel et médical ainsi qu'au contrôle et à l'environnement.

Le nitrure de gallium (GaN) est l'un des composés semi-conducteurs les plus intéressants, bien adaptés pour fonctionner dans n'importe quelle application dans laquelle la température ou le niveau de radiation pourrait endommager l'électronique conventionnelle du silicium (Si) ou de l'arséniure de gallium (GaAs) [1]. Par rapport à d'autres matériaux, les propriétés les plus attrayantes de GaN sont: une large bande interdite (3.4 eV), une vitesse de saturation élevée, une conductivité thermique élevée, un fort champ électrique de claquage, et une capacité de former des hétérostructures de haute qualité avec de bonnes propriétés de transport [2]. Ces dernières années, un grand nombre de dispositifs basés sur le GaN ont été développés, tels que les diodes électroluminescentes, les diodes laser, les photodétecteurs et les détecteurs de particules [3-5].

Récemment, la détection du rayonnement ultraviolet (UV) au moyen de dispositifs GaN a suscité un grand intérêt dans de nombreux domaines importants, nécessitant des photodétecteurs à haute performance, à faible courant d'obscurité et à haute sensibilité, comme par exemple pour les communications spatiales optiques, la surveillance des réacteurs, la détection des missiles, la détection de flamme, la détection d'agents biologiques et chimiques, la surveillance de la couche d'ozone et l'optique quantique [6-9].

Différents types de structures de photo-détection à base de GaN et du composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ont été étudiées, comme par exemple: la jonction p-n simple [10-11], la structure p-i-n [12-14], la structure métal/semi-conducteur/métal [15-17], les hétérojonctions (AlGaN/GaN, InGaN/GaN) [18-19], et la structure *Schottky* [20-21].

A fin de démontrer les caractéristiques distinctives du GaN ainsi que la haute efficacité et potentiel des photodétecteurs UV réalisés avec ce composé et ses dérivés, nous avons étudié et évalué, dans ce travail, les performances de deux structures de détection des rayons ultraviolets à base de GaN ainsi que le composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, par moyen du logiciel de technologie de conception assistée par ordinateur (TCAD) SILVACO-Atlas [22], en considérant une analyse bidimensionnelle (2D), résolvant l'équation de *Poisson* et les équations de continuités des porteurs de charges. Pour cette raison, nous avons conçu une photodiode UV à barrière de *Schottky* et une autre de type "p⁺-n-n⁺", et nous avons évalué

leurs performances en analysant l'effet de la température, les paramètres technologiques ainsi que la présence de pièges sur les caractéristiques électriques des deux structures dans l'obscurité et sous éclairage UV, pour des tensions de polarisation directe et inverse et dans une large gamme de températures (300 K - 500 K).

La structure *Schottky* offre des avantages significatifs par rapport aux autres structures. Leur efficace absorption de la lumière UV avec une profondeur de pénétration peu profonde, permettant la conception d'une région d'appauvrissement plus mince formée près de l'interface entre le métal et la couche d'absorption.

Plusieurs études ont été réalisées sur les diodes *Schottky* à base de GaN en utilisant différents métaux tels que le platine (Pt) [23-25], le palladium (Pd) [23-25], l'or (Au) [23,26-27], le nickel (Ni) [23,25,28], le chrome (Cr) [29] et le titane (Ti) [23,30]. En particulier, le Pt a un travail de sortie élevé, ce qui le rend idéal comme contact *Schottky* sur les substrats de type n-GaN, et il est également résistant à l'oxydation et à la corrosion [31]. En fait, selon le modèle de *Schottky-Mott*, la hauteur de la barrière de *Schottky* (SBH) dépend du travail de sortie du métal et de l'affinité électronique du semi-conducteur.

La dépendance à la température de la hauteur de la barrière de *Schottky* (SBH) et du facteur d'idéalité, dans le cas de la structure *Schottky*, est interprétée sur la base de la théorie de l'émission thermo-ionique (TE) en supposant une distribution gaussienne (GD) de SBH sur la base du modèle de *Tung* [32], ainsi que les modèles de *Werner et Güttler* [33].

D'autre part, nous avons exploré le potentiel du composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dans le domaine de la détection des rayons UV à travers une structure "p⁺-n-n⁺" dont la fraction molaire de l'aluminium, choisie pour notre étude, est égale à 0.17. Cette fraction correspond à une longueur d'onde de coupure égale à 0.31 μm , ce qui garantit un véritable aveuglement solaire.

Le manuscrit est organisé en quatre chapitres. Dans le premier chapitre, les principales propriétés physico-chimiques du nitrure de gallium seront tout d'abord présentées: propriétés structurales, thermodynamiques, optiques, mécaniques et thermiques ainsi que les techniques de croissance des cristaux GaN et AlGa_xN avec un peu de lumière sur l'hétérojonction Al_xGa_{1-x}N/GaN. Ensuite, la fin de ce chapitre sera consacrée à la citation de quelques applications du GaN en optoélectronique comme les LEDs, les LDs ou encore les détecteurs UV.

Le deuxième chapitre concerne le principe de la photo-détection et les caractéristiques générales de quelques structures utilisées pour la détection des rayons ultraviolets.

Dans le troisième chapitre, nous allons présenter les équations fondamentales utilisés pour la simulation des composants à semi-conducteurs, les phénomènes physiques du contact métal/semi-conducteur en général et la diode *Schottky* en particulier, ainsi que les modèles qui

expliquent les phénomènes de transport de courant dans ces types de structures, à savoir le modèle à barrière homogène et le modèle à barrière inhomogène. Nous terminerons ce chapitre par une citation des principaux modèles et paramètres physiques de GaN et AlGaN, nécessaires pour la simulation.

Nous présenterons au dernier chapitre les résultats de simulation obtenus dans notre étude avec discussions.

Enfin, nous terminerons ce manuscrit par une conclusion générale où seront rassemblés les principaux résultats obtenus ainsi que les perspectives de notre travail.

Références

- [1] G. Wang, K. Fu, C. S. Yao, D. Su, G. G. Zhang, J. Y. Wang, and M. Lu, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., Sect. A* 663, 10 (2012).
- [2] M. S. P. Reddy, A. A. Kumar, and V. R. Reddy, *Thin Solid Films* 519, 3844 (2011).
- [3] L. C. Chen, C. Y. Hsu, W. H. Lan, and S. Y. Teng, *Solid-State Electron.* 47, 1843 (2003).
- [4] Y. K. Su, F. S. Juang, and M. H. Chen, *Jpn. J. Appl. Phys.* 42, 2257 (2003).
- [5] R. Werner, M. Reinhardt, M. Emmerling, A. Forchel, V. Harle, and A. Bazhenov, *Physica E* 7, 915 (2000).
- [6] Y.Q. Yu, L.B. Luo, M.Z. Wang, B. Wang, L.H. Zeng, C.Y. Wu, J.S. Jie, J.W. Liu, L. Wang, and S.H. Yu, *Nano Res.* 8, 1098 (2015).
- [7] J. Li, M. Zhao, and X.F. Wang, *Phys. B* 405, 996 (2010).
- [8] E. Ozbay, N. Biyikli, I. Kimukin, T. Kartaloglu, T. Tut, and O. Aytu' r, *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.* 10, 742 (2004).
- [9] Q. Chen, J.W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M.Z. Anwar, and M. Asif Khan. *Appl. Phys. Lett.* 70, 2277 (1997).
- [10] P. Mulligan, J. Wang, and L. Cao, *Nucl. Instrum. Methods A* 719, 13 (2013).
- [11] Q. Chen, M.A. Khan, C.J. Sun, and J.W. Yang, *Electron. Lett.* 31, 1781 (1995).
- [12] G. Parish, S. Keller, P. Kozodoy, J.P. Ibbetson, H. Marchand, P.T. Fini, S.B. Fleischer, S.P. Den Baars, U.K. Mishra, and E.J. Tarsa, *Appl. Phys. Lett.* 75, 247 (1999).
- [13] A. Hirano, C. Pernot, M. Iwaya, T. Detchprohm, H. Amano, and I. Akasaki, *Phys. Status Solidi A* 188, 293 (2001).
- [14] E. Monroy, M. Hamilton, D. Walker, P. Kung, F.J. Sanchez, and M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.* 74, 1171 (1999).
- [15] C.K. Wang, Y.Z. Chiou, S.J. Chang, W. Chih Lai, S.P. Chang, C.H. Yen, and C.C. Hung, *IEEE Sens. J.* 15, 4743 (2015).

- [16] W. Jun, Z. Degang, L. Zongshun, F. Gan, Z. Jianjun, S. Xiaomin, Z. Baoshun, and Y. Hui, *Sci. China Phys. Mech.* 46, 198 (2003).
- [17] D. Walker, E. Monroy, P. Kung, J. Wu, M. Hamilton, F.J. Sanchez, J. Diaz, and M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.* 74, 762 (1999).
- [18] W. Yang, T. Nohova, S. Krishnankutty, R. Torreano, S. McPherson, and H. Marsh, *Appl. Phys. Lett.* 73, 1086 (1998).
- [19] S.K. Zhang, W.B. Wang, I. Shtau, F. Yun, L. He, H. Morkoc, X. Zhou, M. Tamargo, and R.R. Alfano, *Appl. Phys. Lett.* 81, 4862 (2002).
- [20] M.A. Khan, J.N. Kuznia, D.T. Olson, M. Blasingame, and A.R. Bhattarai, *Appl. Phys. Lett.* 63, 2455 (1993).
- [21] A. Osinsky, S. Gangopadhyay, J.W. Yang, R. Gaska, D. Kuksenkov, H. Temkin, I.K. Shmagin, Y.C. Chang, J.F. Muth, and R.M. Kolbas, *Appl. Phys. Lett.* 72, 551 (1998).
- [22] Silvaco Atlas User's Manual, Device Simulator Software (2013).
- [23] A. C. Schmitz, A. T. Ping, M. Asif Khan, Q. Chen, J. W. Yang, and I. Adesida, *Semicond. Sci. Technol.* 11, 1464 (1996).
- [24] J. D. Guo, M. S. Feng, R. J. Guo, F. M. Pan, and C. Y. Chang, *Appl. Phys. Lett.* 67, 2657 (1995).
- [25] L. Wang, M. I. Nathan, T. H. Lim, M. A. Khan, and Q. Chen, *Appl. Phys. Lett.* 68, 1267 (1996).
- [26] Y. Kribes, I. Harrison, B. Tuck, T. S. Cheng, and C. T. Foxon, *Semicond. Sci. Technol.* 12, 913 (1997).
- [27] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, *Appl. Phys. Lett.* 63, 2676 (1993).
- [28] J. D. Guo, F. M. Pan, M. S. Feng, R. J. Guo, P. F. Chow, and C. Y. Chang, *J. Appl. Phys.* 80, 1623 (1996).
- [29] E. V. Kalinina, N. J. Kurnestov, V. A. Dmitreiev, K. G. Irvine, and C. H. Carter, *J. Electron. Mater.* 25, 831 (1996).
- [30] M. T. Hirsch, K. J. Duxstad, and E. E. Haller, *Electron. Lett.* 33, 95 (1997).
- [31] H. Morkoç, *Handbook of Nitride Semiconductors and Devices: Electronic and Optical Processes in Nitrides* (Wiley-VCH, Weinheim, 2008) p. 50.
- [32] R. T. Tung, *Phys. Rev. B* 45, 13509 (1992).
- [33] J. H. Werner and H. H. Güttler, *J. Appl. Phys.* 69, 1522 (1991).

Chapitre I

Nitruure de gallium "GaN": Propriétés et applications

I. 1 Introduction

Les propriétés physico-chimiques du nitruure de gallium en font un matériau intéressant en vue d'applications en opto- et micro-électronique. C'est un semi-conducteur à large bande interdite directe (3.42 eV), ce qui augmente la probabilité de transition optique.

Le nitruure de gallium, allié avec d'autres nitruures (AlGaN, InGaN,...), présente de nombreuses applications vouées à un grand développement, dont certaines sont déjà commercialisées.

Ce sont: les diodes électroluminescentes (LEDs) bleues ou vertes pour l'affichage couleur, les diodes laser (LDs) bleues ou violettes pour l'impression ou le stockage optique, les détecteurs UV "solar blind" pour la détection des incendies, l'identification ou le guidage des missiles, ou encore le dosage personnel des UV, et enfin les transistors "haute fréquence – haute puissance" pour la communication ou les radars fonctionnant à haute température (applications spatiales).

De toutes ces applications, seules certaines sont commercialisées comme les LEDs depuis 1995, ainsi que les premières LDs.

Ce chapitre est organisé en quatre parties. Les principales propriétés physico-chimiques du nitruure de gallium seront tout d'abord présentées: propriétés structurales, thermodynamiques, thermiques, mécaniques et optiques. Après, nous abordons les principales étapes de croissance de GaN, par les techniques d'épitaixie en phase vapeur aux organométalliques et d'épitaixie par jet moléculaire. Nous parlons par la suite de l'alliage ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ et de l'hétérojonction qu'il peut la formée avec le GaN. Nous décrirons ensuite, les défauts structuraux qui apparaissent souvent lors de la croissance des couches de GaN. La fin de ce chapitre sera consacrée à la description de quelques applications de GaN et $Al_xGa_{1-x}N$ en opto-électronique comme les LEDs, les LDs ou encore les détecteurs UV.

I. 2 Historique des systèmes à base de GaN

Les matériaux semi-conducteurs sont progressivement apparus avec la radio électricité. D'abord la galène, puis l'oxyde de cuivre, le sélénium et enfin le germanium. Les propriétés curieuses, et même versatiles de ces matériaux ont interpellé les chercheurs. Les effets semi-conducteurs ne sont apparus qu'avec la mise au point de techniques de purification extrême. Les premiers matériaux semi-conducteurs modernes (silicium dopé type "n" et "p") ont été réalisés

par *S. Ohl*, *J.H. Scaff* et *H.C. Theurer* aux *Bell's Laboratories* au début de l'année 1940 sous la direction de *W.H. Brattain* [1-3]. Des jonctions "p-n" furent ensuite réalisées et la technique de fabrication des monocristaux par tirage fut mise au point vers 1947. La théorie des semi-conducteurs s'était développée à partir des travaux théoriques de *Brillouin*.

Les semi-conducteurs sont caractérisés par leur bande interdite ou gap, qui sépare les derniers états occupés de la bande de valence et les états libres suivants dans la bande de conduction. Les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence ont une énergie qui dépend de leur vecteur d'onde. On repère ainsi le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction. Lorsque le minimum de la bande de conduction possède le même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence, le gap est dit direct et il est dit indirect dans le cas contraire.

Le monde des semi-conducteurs est dominé, en termes de marché, par le silicium. Ce dernier a un gap indirect de 1.11 eV. Le germanium, moins utilisé, a également un gap indirect de 0.66 eV. Ces matériaux, étant utilisés depuis longtemps, ont défini une valeur de référence pour le gap de l'ordre de 1 eV. On distingue alors les semi-conducteurs petits gaps qui ont une bande interdite inférieure à 1 eV et les semi-conducteurs grands gaps qui ont une bande interdite très supérieure à 1 eV (Fig. I. 1). Par exemple, le carbure de silicium SiC est un matériau grand gap, de valeur variant suivant les polytypes autour de 3.3 eV, il est de gap indirect. Le diamant, réseau cubique de carbone, est un dernier exemple de semi-conducteur à base d'atomes de la colonne IV du tableau périodique des éléments, il est de gap indirect de valeur 5.5 eV. D'autres semi-conducteurs existent ou ont été réalisés à partir des éléments des colonnes III et V ou encore II et IV. Les semi-conducteurs III-V sont presque tous à gap direct et sont les champions des dispositifs optoélectroniques et électroniques hautes fréquences. L'arséniure de gallium GaAs est le représentant le plus connu, de gap 1.41 eV. L'InP en est un autre, de gap 1.35 eV. Leur grande force réside dans le nombre très grand d'alliages possibles entre Ga, As, Al, In et P. Cependant, le gap reste toujours inférieur à 2 eV environ et ainsi on ne peut pas les considérer comme des matériaux grand gap.

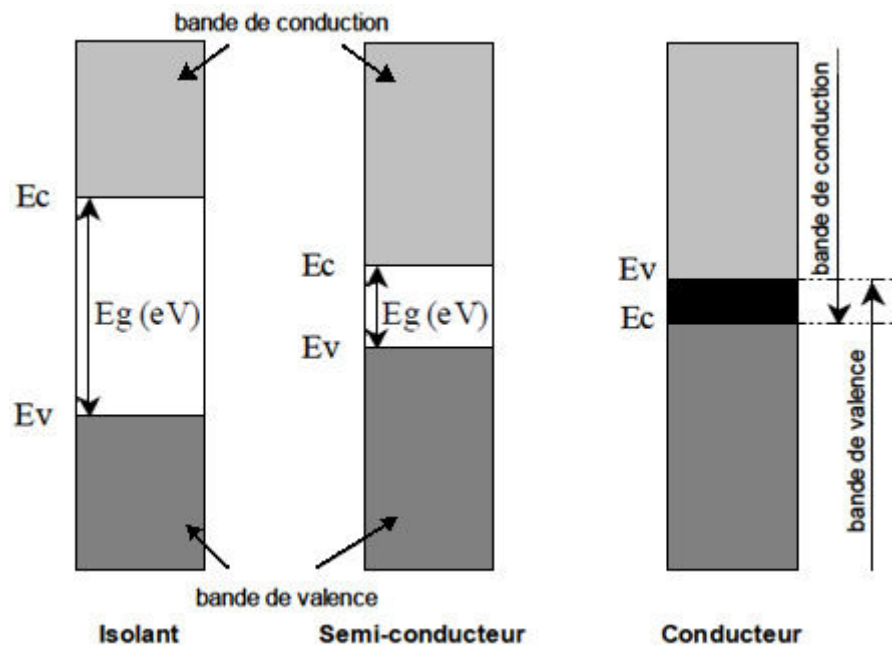


Fig. I. 1: Diagrammes de bandes d'énergie des différents types d'éléments.

Cette famille de semi-conducteurs III-V s'est agrandie par la venue d'un nouveau matériau, le nitrure de gallium GaN. Également direct, le gap du GaN atteint 3.42 eV à 300 K. C'est donc un matériau grand gap, qui complète la gamme spectrale de la famille III-V, qui concurrence les composés II-VI à grand gap direct dans le domaine optoélectronique et qui concurrence les composés à grand gap indirect comme le SiC et le diamant pour l'électronique haute température et forte puissance. Un atout supplémentaire et non des moindres du GaN, est la possibilité de réaliser des alliages InGaN et AlGaN (L'addition d'aluminium permet d'augmenter le gap pour atteindre 6.2 eV dans AlN).

Le nitrure de gallium n'est en fait pas si nouveau que cela. Dès les années 1970, le potentiel du GaN pour le bleu n'avait pas échappé aux chercheurs, notamment *J. Pankove* à RCA et l'équipe de *R. Dingle* aux *Bell Laboratories* [4-9]. Une diode électroluminescente bleue avait même été fabriquée. Dans les années 1990, seul un effort très réduit fut poursuivi au Japon par *L. Akasaki* (prix *Nobel* en 2014) [10,11]. Cet effort a débouché sur une technique de croissance qui permet d'obtenir des couches de qualité raisonnable. Ces efforts universitaires furent vite relayés par la société *Nichia* (Japon). Le dopage fut amélioré et des diodes électroluminescentes (DEL) fabriquées. Les performances augmentèrent très vite face à la faible concurrence des autres semi-conducteurs. Cet événement eut un tel retentissement mondial que de très nombreux laboratoires dans le monde entier se mirent à travailler très activement sur ce sujet qui est devenu le sujet de recherche en semi-conducteur le plus actif des années 1990. La motivation est d'abord la réalisation de sources optiques dans le bleu (DEL et laser). Mais les applications du GaN ne

s'arrêtent pas aux seules sources bleues: l'électronique de puissance et la détection ultraviolet intéressent des sociétés comme *Hughes*, *Northrop-Grumman*, *Honeywell*, *Thomson-CSF* devenu *Thalès* et tant d'autres. Ces matériaux grands gap se révèlent désormais comme des matériaux quasi-idéaux pour la réalisation des dispositifs optoélectroniques.

La figure (I. 2) ci-dessous présente la liste non exhaustive des applications envisagées [12].

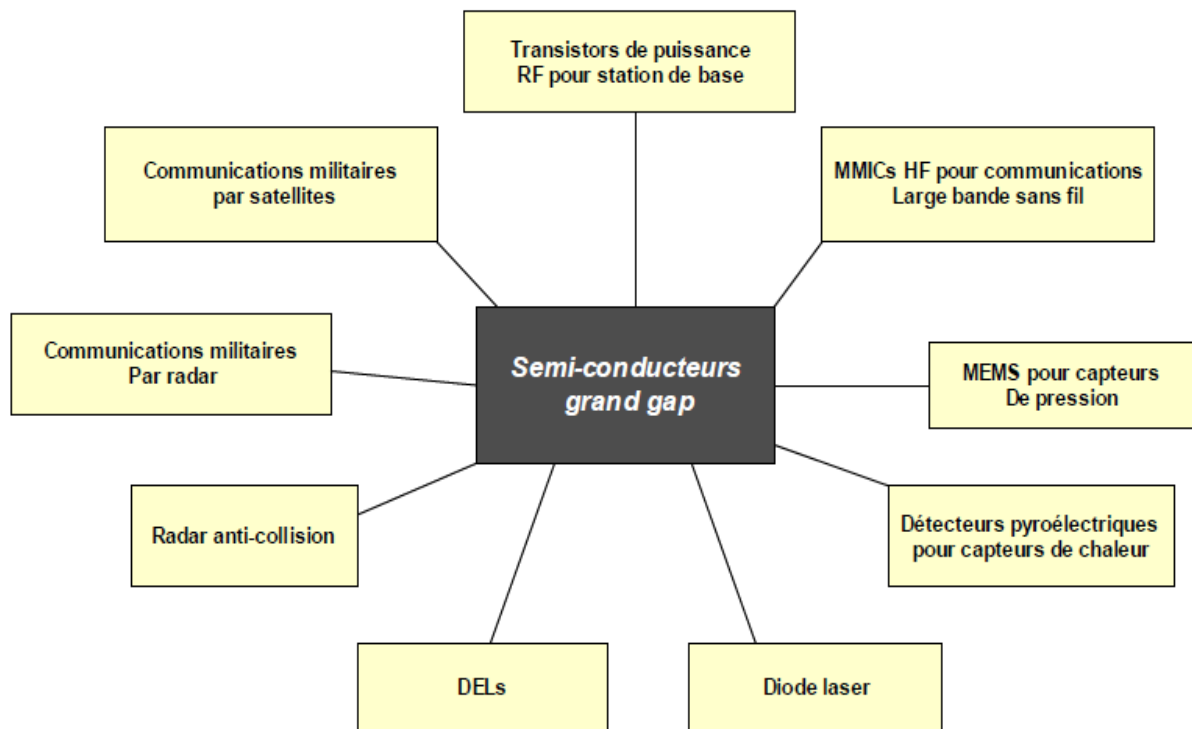


Fig. I. 2: Exemples d'applications des semi-conducteurs grands gaps [12].

I. 3 Propriétés de GaN

I. 3. 1 Propriétés structurales

Le nitrure de gallium peut s'organiser sous trois formes cristallines différentes [13]:

- (a) Wurtzite.
- (b) Zinc blende.
- (c) "Rock salt" ou NaCl.

La position relative des atomes au sein d'une brique élémentaire est représentée sur la figure (I. 3). L'obtention d'un arrangement plutôt qu'un autre est liée aux conditions de croissance ainsi qu'à la nature du substrat.

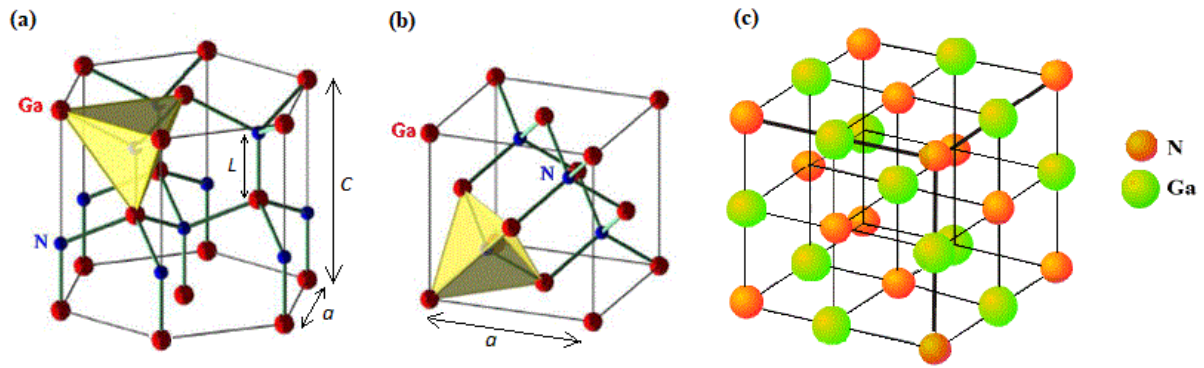


Fig. I. 3: Les différentes structures de GaN: (a) Wurtzite, (b) Zinc blende, (c) NaCl.

I. 3. 1. 1 Structure de type wurtzite

Il s'agit de la phase stable obtenue naturellement lors de la croissance des couches de nitrure, et c'est sous cette configuration que l'on obtient les couches monocristallines de meilleure qualité et les propriétés les plus intéressantes dans le cadre des microsystèmes.

Au sein de cette structure (Fig. I. 3 (a)), chaque atome forme un site tétraédrique avec les quatre atomes voisins de l'autre type, et il y a deux unités formulaires GaN par maille. Cette structure est caractérisée par les paramètres de maille a et c , ainsi que le paramètre $u = l/c$, où l est la longueur de liaison Ga-N suivant c [14].

La structure du nitrure de gallium ne dévie que légèrement de la structure wurtzite idéale (Tabl. I. 1). Les atomes de gallium sont donc dans un environnement tétraédrique très peu déformé [13].

Tableau I. 1: Paramètres de la structure wurtzite idéale et réelle de GaN [15].

GaN Wurtzite	c/a	u
Structure idéale	1.633	0.375
Structure réelle	1.627	0.377

Pour les monocristaux de GaN élaborés par synthèse sous haute température et haute pression d'azote, a et c varient respectivement entre 3.1881 Å - 3.1890 Å et 5.1856 Å - 5.1664 Å [16].

I. 3. 1. 2 Structure de type zinc blende

Dans la structure de type zinc blende (Fig. I. 3 (b)), les atomes de gallium forment un empilement cubique à faces centrées dans lequel les atomes d'azote occupent la moitié des sites tétraédriques. Il y a quatre unités formulaires GaN par maille et cette structure est caractérisée par le paramètre de maille a [14].

Le paramètre a observé varie entre 4.51 Å et 4.52 Å suivant la méthode de synthèse mise en œuvre [16]. Cette phase étant métastable, sa synthèse nécessite le contrôle précis des paramètres expérimentaux.

I. 3. 1. 3 Structure de type NaCl (Rocksalt)

La structure "Rocksalt" ne sera pas obtenue par croissance mais en appliquant une forte pression (52.2 Gpa [17]), permettant ainsi une réduction du paramètre de maille entraînant des interactions inter-ioniques de *Coulomb* favorisant les liaisons ioniques aux liaisons covalentes. Cette structure est composée de deux sous-réseaux cubiques à faces centrées d'atomes d'azote et de gallium, décalés de $a/2$ (Fig. I. 3 (c)).

La maille comporte 4 motifs formulaires GaN. *Ueno et al.* ont calculé le paramètre de maille $a \sim 3.985$ Å à une pression de 60 GPa et ont montré que le rapport c/a de la phase wurtzite demeure inchangé sous l'effet de la pression [18].

I. 3. 2 Structure de bandes

La figure (I. 4) illustre la structure de bandes électroniques de GaN de type wurtzite calculé par une méthode empirique par *Bloom et al.* [19].

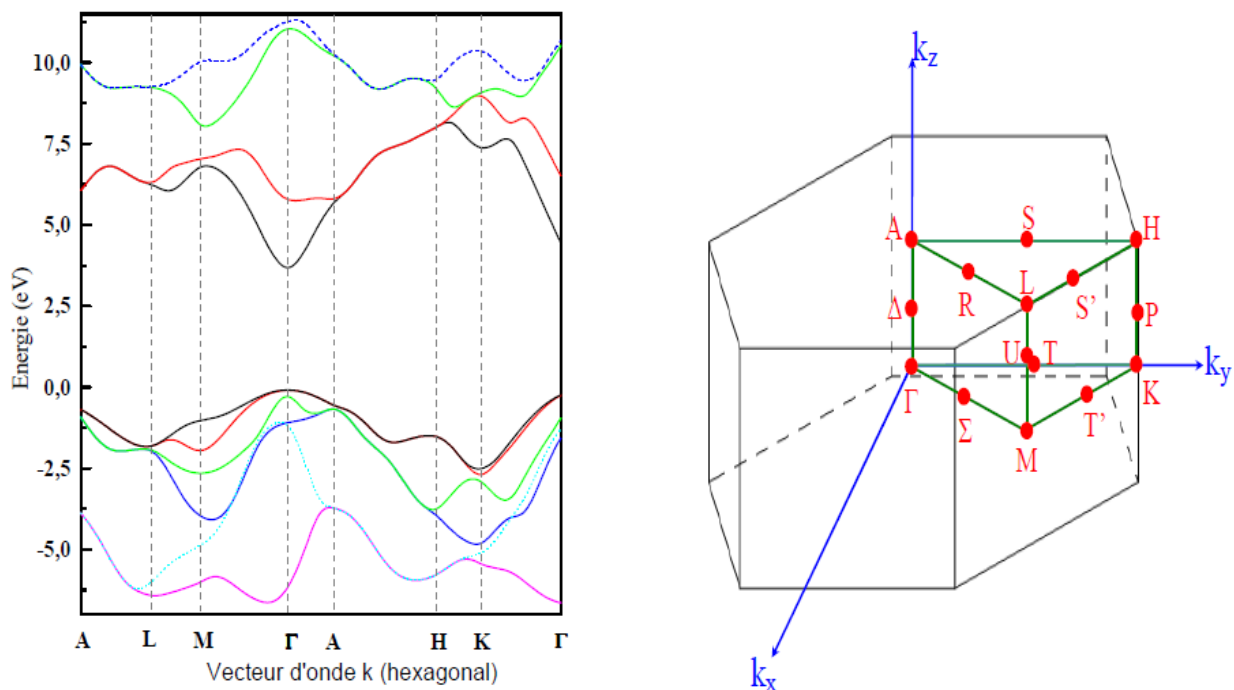


Fig. I. 4: Structure de bandes électroniques et schématisation de la première zone de Brillouin dans un cristal GaN de type wurtzite [19].

Les énergies des trois bandes de valence ainsi que l'énergie de la bande de conduction sont données par le modèle de *Hopfield* et selon l'approximation quasi-cubique de *Bir et Pikus* [20]:

- Bandes de valences:

$$E_v(A) = \Delta_{cr} + \frac{\Delta_{so}}{3} \quad (\text{I.1})$$

$$E_v(B) = \frac{1}{2} \left(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3} \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3} \right)^2 + \frac{2}{9} \Delta_{so}^2} \quad (\text{I.2})$$

$$E_v(C) = \frac{1}{2} \left(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3} \right) - \sqrt{\frac{1}{4} \left(\Delta_{cr} - \frac{\Delta_{so}}{3} \right)^2 + \frac{2}{9} \Delta_{so}^2} \quad (\text{I.3})$$

- Bande de conduction:

$$E_c = E_g + \Delta_{cr} + \frac{\Delta_{so}}{3} \quad (\text{I.4})$$

Dans le tableau (I. 2), certaines valeurs de Δ_{so} et Δ_{cr} ont été référencées.

Tableau I. 2: Valeurs expérimentales de Δ_{so} et Δ_{cr} pour le GaN wurtzite.

Δ_{so}	Δ_{cr}	Référence
11	22	[21]
16	21	[22]
18	35	[23]
15	22	[24]
17.9±1.2	8.8±0.8	[25]
17.6±0.3	10±0.1	[26]
12	16	[27]

Le nitrure de gallium (GaN) présente un gap énergétique direct. En d'autres termes, le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont localisés au centre de la première zone de *Brillouin* au point $\Gamma(\vec{k}_{x,y,z} = \vec{0})$. La valeur typique attribuée à ce gap est de 3.437 eV à 300 K. Elle augmente avec la diminution de la température et peut atteindre 3.49 eV à 77 K, ou 3.50 eV à 5 K [28]. A quelques 2 eV au-delà de la vallée Γ les analyses théoriques et expérimentales de la bande de conduction ont montré l'existence d'un second minimum. Pour les autres semi-conducteurs de type III-V, cette énergie se restreint à quelques centaines de meV. Cette différence entraine des modifications des propriétés électriques et optiques du GaN. En effet, il devient relativement difficile de transférer les électrons de la vallée centrale vers les vallées supérieures [29]. Par conséquent, sous un champ électrique fort, la vitesse des électrons ne sera pas limitée par ce transfert et des vitesses de saturations élevées sont prévues [30].

I. 3. 3 Propriétés thermodynamiques

Ayant une énergie de liaison très importante (9.12 eV/atome), le nitrure de gallium est un semi-conducteur très robuste et chimiquement très stable. Cette propriété se manifeste par des valeurs très élevées de température et de pression de fusion ($T_f = 2800$ K et $P_f = 4.5$ GPa) ainsi qu'une énergie libre de Gibbs très basse [31] (-210 Kcal/mole). A pression ambiante, le GaN est stable jusqu'à 1200 K, température de sa décomposition.

I. 3. 4 Propriétés thermiques

Les propriétés thermiques d'un semi-conducteur sont spécialement déterminées par les caractéristiques suivantes:

I. 3. 4. 1 Dilatation thermiques

La connaissance du coefficient de dilatation thermique des semi-conducteurs est très importante pour la conception et l'élaboration des composants électroniques. Cependant, dans le cas de couches hétéro-épitaxiées, si la dilatation thermique du substrat est différente de celle de la couche active, il pourra se créer des contraintes résiduelles induisant des fissures du substrat et de la couche épitaxiée [32]. D'après *Maruska et al.* [33], les valeurs des coefficients de dilatation α_a et α_c d'une couche de GaN würtzite épitaxié sur saphir sont les suivantes: $\alpha_a = 5.59 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ pour une température comprise dans l'intervalle [300 K - 900 K], tandis que $\alpha_c = 3.17 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [300 K - 700 K] et $\alpha_c = 7.75 \times 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [700 K - 900 K].

Pour le GaN massif, *Leszczynski et al.* [34], ont effectué la mesure de ces coefficients et ils ont trouvé que α_c est constant en fonction de la température jusqu'à environ 550 K puis il augmente linéairement alors que α_a varie en fonction de la température entre 300 et 700 K.

I. 3. 4. 2 Capacité thermiques

La capacité thermique reflète la capacité d'une masse donnée d'un matériau à accumuler de l'énergie sous forme thermique quand sa température augmente.

Dans le cas de GaN, la capacité thermique calculée à pression constante en fonction de la température est donnée par [35]:

$$C_p = 38.1 + 8.96 \times 10^{-3} \times T \quad [\text{J mol}^{-1} \text{ K}^{-1}] \quad (\text{I.5})$$

I. 3. 4. 3 Conductivité thermiques

La conductivité thermique d'un matériau traduit son aptitude à évacuer la chaleur provenant de la puissance dissipée lors du fonctionnement du composant. Une bonne conductivité thermique limite considérablement l'augmentation de la température du composant, ce qui empêche la chute de la mobilité des porteurs de charges et par conséquent la conservation de ses bonnes performances. La conductivité thermique des semi-conducteurs est déterminée principalement par le processus de la diffusion des phonons à cause des faibles densités d'électrons de conduction et de trous, et elle est très affectée par les défauts de structure [36-38]. Les valeurs mesurées de la conductivité thermique dans le GaN citées dans la littérature s'étalent de 1.3 à 1.7 $\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ (*Sichel et al.* [39], *Porowski et al.* [40]), tandis que celle de GaAs ne dépasse pas 0.5 $\text{Wcm}^{-1}\text{K}^{-1}$ [38].

Le tableau (I. 3) résume les principales propriétés électriques et thermiques du GaN en comparaison avec les matériaux semi-conducteurs les plus communs. La simple comparaison entre les propriétés du GaN et les différents matériaux semi-conducteurs standards montre le grand potentiel du GaN pour des applications de puissances et de hautes fréquences.

Tableau I. 3: Résumé des principales propriétés du GaN en comparaison avec les matériaux semi-conducteurs standards. [41-42].

Matériau	E_g (eV)	Champ critique (MVcm^{-1})	Mobilité ($\text{cm}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)		ϵ_r	Vitesse de saturation ($\times 10^7 \text{cms}^{-1}$)	Conductivité thermique ($\text{WK}^{-1}\text{cm}^{-1}$)
			μ_n	μ_p			
Si	1.11	0.3	1400	600	11.8	1	1.5
Ge	0.66	0.1	3900	1900	16	0.5	0.6
GaAs	1.43	0.4	8500	400	12.8	1	0.5
6H-SiC	2.9	2.2	400	90	9.7	2	4.5
4H-SiC	3.26	2.5	750	115	10	2	4.5
GaN	3.42	3	950	350	9.5	3	1.3
C	5.47	10	2200	1600	5.5	2.7	20

I. 3. 5 Propriétés mécaniques

Plusieurs auteurs (*Savastenko et al.* [43], *Polian et al.* [44], *Tagaki et al.* [45], *Yamaguchi et al.* [46], *Schwarz et al.* [47], *Leszczynski et al.* [48], *Perlin et al.* [49], *Xia et al.* [50], *Ueno et al.* [51], *Uehara et al.* [52]) ont caractérisé les propriétés élastiques de GaN par des méthodes indirectes réalisées à pression atmosphérique (diffusion *Brillouin* et ultrasons) et en fonction de

la pression (spectroscopie d'absorption des rayons X (XAS), diffraction des rayons X par dispersion d'énergie (EDXD) et diffraction des rayons X (XRD)) [53].

Le tableau (I. 4) montre les valeurs des constantes d'élasticité C_{ij} de GaN, ainsi que son module de compressibilité volumique B, obtenus par diffusion *Brillouin* et ultrasons. Les valeurs élevées de ces constantes élastiques montrent la dureté du GaN. Pour la phase hexagonale, cinq constantes d'élasticités définissent le matériau : C_{11} , C_{12} , C_{13} , C_{33} et C_{44} .

Le module de compressibilité volumique est déduit des constantes d'élasticité selon l'équation suivante [49,53]:

$$B = \frac{[(C_{11}+C_{12})\times C_{33}-2\times(C_{13})^2]}{[C_{11}+C_{12}+2\times C_{33}-4\times C_{13}]} \quad (\text{I.6})$$

Tableau I. 4: Constantes d'élasticité C_{ij} expérimentales et modules de compressibilité volumique B calculés pour GaN (wurtzite) .

Technique	C_{11} (GPa)	C_{12} (GPa)	C_{13} (GPa)	C_{33} (GPa)	C_{44} (GPa)	B (GPa)	Réf.	
DRX - Poudre	296	130	158	267	241	190	[43]	
Monocristaux	Brillouin	390	145	106	398	105	210	[44]
	Brillouin	374	106	70	379	101	180	[45]
	Brillouin	365	135	114	381	109	204	[46]
	Ultrasons	377	160	114	209	81.4	173	[47]

I. 3. 6 Propriétés optiques

Le GaN présente une énergie de bande interdite directe autour de 3.4 eV à température ambiante [54], avec un coefficient d'absorption élevé (atteignant $8\times 10^4 \text{ cm}^{-1}$) comme attendu de la part d'un matériau à gap direct.

La connaissance de l'indice de réfraction est primordiale pour la modélisation des propriétés optiques et la conception des dispositifs optoélectroniques. La variation de l'indice de réfraction n en fonction de la longueur d'onde λ est donnée par l'équation de *Sellmeier* [55]:

$$n = \left[a + \frac{b\lambda^2}{\lambda^2 - c^2} \right]^{1/2} \quad (\text{I.7})$$

Les coefficients a , b et c pour le GaN de type wurtzite sont donnés dans le tableau (I. 5).

Tableau I. 5: Coefficients de *Sellmeier* pour le GaN (wurtzite) [56,57].

GaN (wurtzite)	a	b	c (nm)
$\lambda = 364 \text{ nm} - 600 \text{ nm}$	5.15	0.35	339.8

L'indice de réfraction du GaN a été aussi l'objet de plusieurs études [58,59]. Ces études ont montré que $n = 2.45$ pour les rayons incidents de longueurs d'ondes supérieures à $0.365 \mu\text{m}$, en d'autres termes, les rayons qui ont des énergies inférieures au gap énergétique. Par contre, cette valeur de n tend à augmenter jusqu'à 2.8 pour les rayons incidents de longueurs d'ondes inférieures à $0.365 \mu\text{m}$.

I. 4 Techniques de croissance de GaN

I. 4. 1 Substrat

Les méthodes classiques de croissance de semi-conducteurs massifs de type *Czochralski* (Si) ou *Bridgman* (GaAs) ne peuvent pas être appliquées au cas de GaN en raison de ses conditions extrêmes de synthèse en température et en pression (2500°C et 45 Kbar). Par conséquent, tout développement technologique à base de semi-conducteurs nitrurés repose sur des convenables substrats (Al_2O_3 , 6H-SiC , Si,...), dont la qualité et les propriétés des couches GaN dépendent du substrat sur lequel il est déposé.

Bien que le carbure de silicium 6H-SiC soit le mieux adapté en terme de compatibilité de la dilatation thermique aux températures de travail (autour de 300 K), c'est le saphir (Al_2O_3) qui est le plus souvent utilisé pour la croissance de GaN. En effet, il présente les avantages suivants [37]:

- un coût moindre,
- une disponibilité de plaquettes de taille suffisante et de bonne qualité,
- une préparation facile avant la croissance,
- une transparence aux UV,
- une bonne stabilité à très haute température.

La croissance de GaN est également possible sur un substrat de structure cubique comme le Si (111). Cela s'explique par le fait que si l'on regarde un substrat cubique suivant son orientation (111), ce dernier s'apparente à celui d'une structure hexagonale. Vis-à-vis des autres substrats, le Si possède l'avantage de présenter un coût de revient très compétitif ainsi que la possibilité d'intégration des dispositifs GaN avec la technologie Si [60].

I. 4. 2 Epitaxie par jet moléculaire

L'épitaxie par jet moléculaire EJM, ou MBE (*Molecular Beam Epitaxy*), est une technique de croissance cristalline sous ultravide (10^{-5} Torr). Dans le système EJM, les atomes ou molécules présents dans le gaz se déposent sur le substrat pour former la couche solide en

croissance. Typiquement, chaque élément est délivré dans un faisceau contrôlé séparément, de sorte que le choix des éléments et leurs concentrations relatives peuvent être ajustés pour une couche donnée, définissant ainsi la composition précise et les caractéristiques électriques et optiques de cette couche.

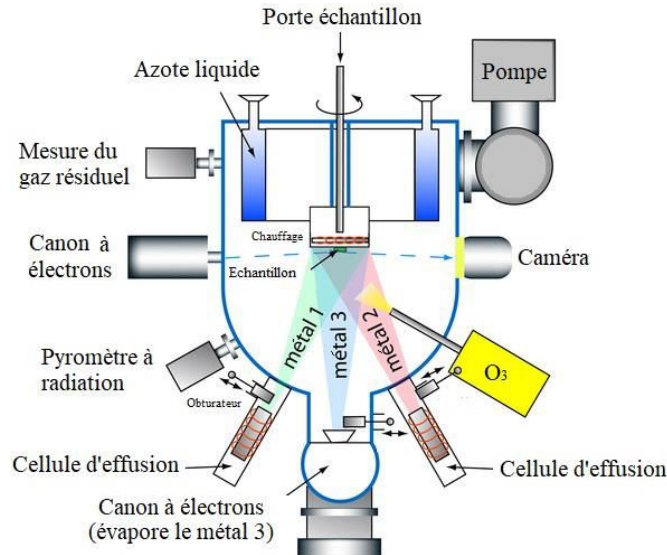


Fig. I. 5: Vue schématique du système EJM [61].

Chaque faisceau de gaz peut être activé et désactivé rapidement avec un obturateur ou une vanne dans 0.2 seconde. La technique EJM offre un contrôle énorme sur l'épaisseur de la couche, la composition et la pureté. Le taux de croissance est suffisamment lent pour que des couches de seulement quelques atomes d'épaisseur puissent être produites de manière fiable. Des couches plus épaisses sont obtenues avec des temps de dépôt plus longs. Dans le cas de GaN, Les faibles températures de croissance (500°C - 900°C) autorisées par cette technique nécessitent l'introduction d'une source plasma RF pour dissocier les précurseurs azotés (NH_3 ou N_2) [38,62].

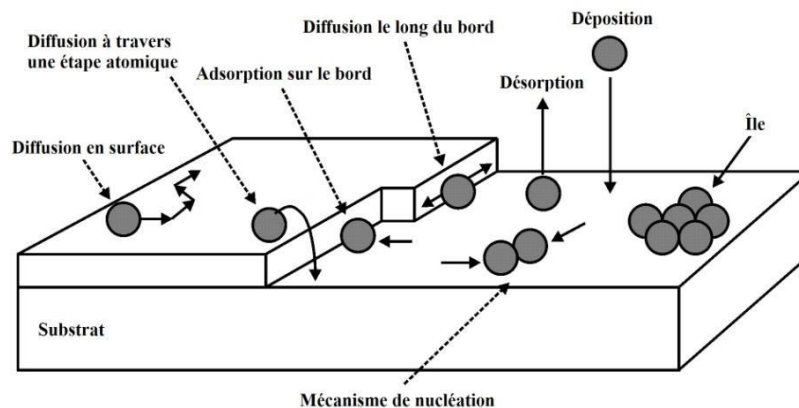


Fig. I. 6: Croissance cristalline des couches épitaxiées.

I. 4. 3 Epitaxie en phase vapeur à partir d'Halogénure

L'épitaxie en phase vapeur à partir d'halogénure (Hydrures) EPVH (ou *Hydride Vapour Phase Epitaxy* HVPE) est une technique utilisée généralement pour la croissance des couches de GaN épaisses, typiquement plusieurs micromètres. Cette technique présente l'avantage d'une vitesse de croissance très élevée qui peut atteindre $100 \mu\text{m h}^{-1}$. La figure (I. 7) illustre le principe mis en œuvre pour la croissance de GaN massif par cette technique [63].

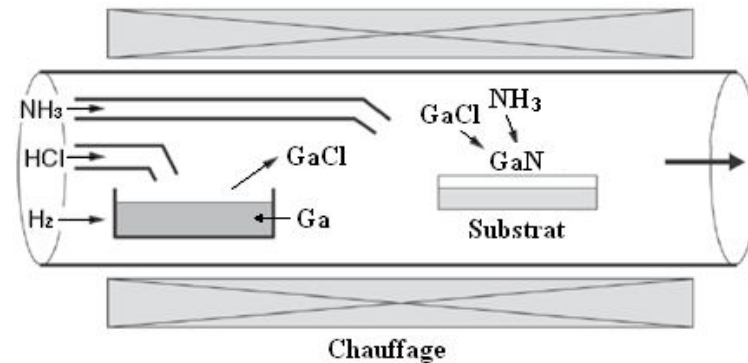


Fig. I. 7: Principe de croissance du GaN par EPHV et réactions chimiques à l'intérieur du bâti [64].

Le GaN est obtenu par mélange de deux précurseurs chimiques dans un bâti maintenu à haute température (typiquement $> 1000 \text{ }^\circ\text{C}$). Les atomes de gallium sont acheminés sous forme de chlorure résultant du passage de l'acide chlorhydrique (HCl) gazeux sur une surface de gallium liquide (Ga), tandis que les atomes d'azote proviennent généralement d'une source d'ammoniac (NH₃) [64]. La réaction, portée à température élevée, produit du chlorure de gallium selon l'équation:



Le chlorure GaCl, ainsi formé, réagit alors avec l'ammoniac en surface de l'échantillon selon la réaction:



I. 4. 4 Epitaxie en phase vapeur d'organométalliques

L'épitaxie en phase vapeur d'organométalliques (EPVOM) ou en anglais *Metal-Organic Vapor Phase Epitaxy* est une technique de croissance chimique très utilisée pour les hétérostructures III-V [65]. Dans l'industrie, la majeure partie des bâtis de croissance des

matériaux III-N repose sur cette méthode qui permet de réaliser des couches minces ou épaisses présentant une bonne qualité cristalline pour diverses raisons.

Les composés Al, Ga et In ne pouvant pas être acheminés sous forme gazeuse dans la chambre de croissance, il est nécessaire d'utiliser des précurseurs organométalliques afin de réaliser la croissance. Le principe de cette méthode repose sur l'acheminement par un gaz vecteur dans la chambre de croissance, en général du dihydrogène ou du diazote, des composés organométalliques tels que le tri-méthyl-gallium (TM-Ga), le tri-méthyl-aluminium (TM-Al) et le tri-méthyl-indium (TM-In). L'azote est quant à lui obtenu en utilisant un précurseur d'ammoniac NH_3 . Ces précurseurs sont stockés dans des cylindres appelés « *bullers* » sous pression de vapeur saturante. Ils sont ensuite transportés dans la chambre de croissance par l'intermédiaire d'un gaz vecteur (H_2 , Ar ou N_2), circulant à travers les cylindres (Fig. I. 8).

Les espèces réactives se trouvent alors dans la chambre principale dans laquelle a lieu plusieurs réactions chimiques. La croissance des matériaux est amorcée suite à l'adsorption des espèces sur la surface du substrat. Le méthane et le dihydrogène issus des réactions chimiques sont ensuite évacués de la chambre de croissance. La croissance est généralement réalisée à faible pression (20 Torr - 500 Torr) et à haute température (900°C - 1200°C).

Les vitesses de croissance varient en fonction des conditions fixées dans le réacteur et peuvent aller jusqu'à quelques micromètres par heure.

Les équations simplifiées des réactions chimiques activées thermiquement dans le cas de la croissance du GaN, de l'AlN et de l'InN sont données ci-dessous :



La température représente un paramètre clé pour la croissance. En effet, la cinétique de croissance dépend fortement de la température du porte substrat et de la chambre principale.

De plus, il faut adapter la température afin d'obtenir le maximum de diffusion des produits réactifs sur la surface du substrat et par ailleurs maximiser le taux de désorption des espèces parasites telles que le méthane et le dihydrogène qui se créent lors des réactions chimiques.

Malgré la qualité des précurseurs utilisés, il est inévitable d'obtenir des incorporations d'impuretés telles que le carbone, l'oxygène, le silicium ou l'hydrogène, dans la couche épitaxiée.

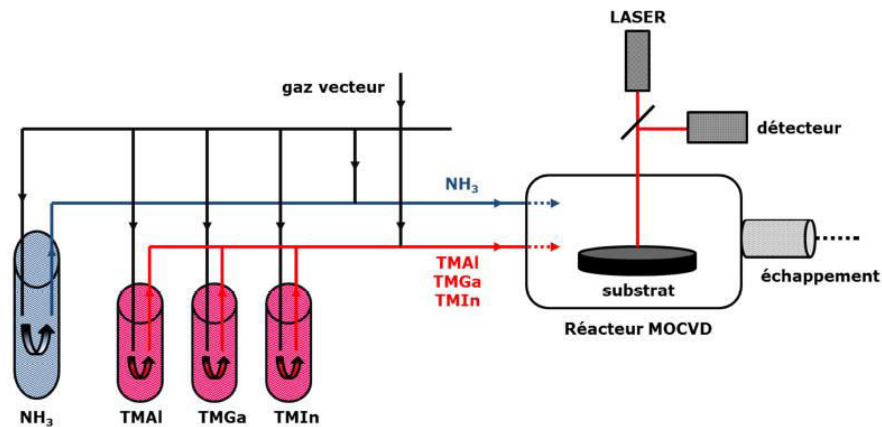


Fig. I. 8: Schéma synoptique d'un bâti de croissance MOCVD [66].

I. 5 Dopage intentionnel du GaN

Le GaN peut être dopé intentionnellement et de manière contrôlée. Plusieurs dopants type "n" ont été démontrés, le plus couramment retenu est le silicium (Si). Les composés les plus communément utilisés pour l'apport du Si sont le Silane (SiH_4) pour la croissance EPVOM et le Si solide pour la croissance EJM. Des dopages jusqu'à quelques 10^{19} cm^{-3} ont ainsi été obtenus de manière relativement simple et reproductible. Le Si, élément de la colonne IV, a un rôle amphotère dans le GaN et peut occuper un site N ou Ga. Cependant, il se place préférentiellement en site Ga du fait de la faible différence entre les rayons de covalence des deux atomes. De plus, son énergie d'ionisation est beaucoup plus faible dans un site Ga ($\sim 30 \text{ meV}$) que dans un site N ($\sim 190 \text{ meV}$). Ainsi, la proportion d'impuretés silicium de type donneur est beaucoup plus importante que la proportion d'accepteurs [63,67].

Le dopage de type "p" est en revanche beaucoup plus difficile. De nombreux éléments ont été étudiés tels que le Mg, Zn, Ca et C. L'élément le plus efficace connu pour un dopage "p" sur GaN est le magnésium (Mg) mais son efficacité d'activation reste faible. Historiquement, les premières tentatives de dopage type "p" avec Mg par croissance MOCVD restèrent infructueuses jusqu'à une découverte accidentelle. Il a été observé que la conductivité des couches GaN dopées au Mg augmentait après leurs observations sous microscope électronique. Un traitement par faisceau d'électrons à faible énergie LEEBI (*Low Energy Electron Beam Irradiation*) fut alors entrepris pour l'activation des dopants Mg dans les couches de GaN, ce qui permit de démontrer pour la première fois un dopage type "p". Le plus grand inconvénient de ce traitement pour

activer les dopants Mg est qu'il est très long et donc très onéreux, il fut remplacé par la suite par un simple recuit thermique [68]. L'explication est que les couches de GaN épitaxiées sont riches en hydrogène qui provient des gaz précurseur (Eqs. (I.8) et (I.9)). Ce dernier se lie aux ions accepteurs Mg, il se forme alors des complexes Mg-H qui suppriment le caractère accepteur du magnésium. Le traitement au LEEBI ou le recuit thermique à haute température ont pour effet de casser ces complexes Mg-H et d'éliminer, du moins en partie, l'hydrogène des couches de GaN. Ceci permet de libérer les atomes de Mg et leur restitue leur caractère accepteur. Désormais, ces traitements sont bien maîtrisés: un recuit de 20 minutes à une température d'environ 800°C sous une atmosphère d'azote permet de résorber une grande partie de l'hydrogène présent dans les couches de GaN et d'obtenir une activation presque totale du magnésium. Le composé utilisé, en croissance MOCVD de couche p-GaN, pour l'apport du magnésium est le bis-cyclopentadienyl magnésium (Cp_2Mg) [63,67].

I. 6 Matériau ternaire $Al_xGa_{1-x}N$

Les composés binaires GaN et AlN ont respectivement comme valeur de bande interdite 3.40 eV et 6.2 eV [54,56]. L'alliage ternaire $Al_xGa_{1-x}N$, où x correspond à la proportion molaire d'aluminium dans l'alliage, offre la possibilité d'évoluer entre ces deux valeurs. En effet, la valeur du gap énergétique d'un semi-conducteur ternaire peut être approchée d'une manière générale par la somme d'une combinaison linéaire des gaps énergétiques des composés binaires qui le composent (loi de *Vegard*) et d'un terme quadratique. Par conséquent, la variation de la largeur de la bande interdite de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de x s'exprime par [69]:

$$E_g(x) = xE_g(AlN) + (1 - x)E_g(GaN) - x(1 - x)b \quad (I.16)$$

Où b représente le paramètre de courbure (*bowing parameter*). C'est un terme de non linéarité représentant la déviation par rapport à la loi linéaire de type *Vegard*. La diversité de valeurs de b rapportées dans la littérature s'explique par une grande dispersion dans la qualité des couches épitaxiées et par la difficulté à séparer les effets dus aux contraintes et aux fluctuations de composition d'alliage. L'alliage $Al_xGa_{1-x}N$ est un semi-conducteur à gap direct quel que soit le taux d'aluminium.

De plus, l'évolution des paramètres de maille a et c en fonction du taux d'Aluminium de l'alliage ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ sont obtenus aussi à partir de la loi de *Vegard* [70]:

$$a(Al_xGa_{1-x}N) = a(GaN) - (a(GaN) - a(AlN)) \times x \quad (I.17)$$

$$c(Al_xGa_{1-x}N) = c(GaN) - (c(GaN) - c(AlN)) \times x \quad (I.18)$$

I. 6. 1 Croissance de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

La croissance de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est relativement complexe car la mobilité des atomes d'aluminium en surface est plus faible que celle des atomes de gallium et l'aluminium tend à réagir préférentiellement avec l'azote. De plus, les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. Premièrement, l'alliage peut subir un réarrangement atomique pendant la croissance générant spontanément une succession de super réseaux AlN / GaN de périodicité variable selon les rapports des flux des différentes espèces [71].

Deuxièmement, l'aluminium a tendance à s'accumuler autour des dislocations, ce qui crée des régions appauvries en aluminium à quelques nanomètres des cœurs des dislocations.

Les zones riches en Al ont des teneurs jusqu'à 70% supérieures aux zones appauvries [72].

Pour obtenir des couches d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ayant de bonnes propriétés structurales sans utiliser de surfactant, il est nécessaire d'effectuer la croissance à haute température de substrat ($> 700^\circ\text{C}$) et dans des conditions "riche métal".

I. 6. 2 Dopage de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Du fait de la profondeur des niveaux donneurs et accepteurs avec la composition en Al, le dopage d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ est plus difficile que celui du GaN . Il ne pose cependant pas de problème jusqu'à $x_{\text{Al}} = 0.42$ pour le dopage de type "n", et jusqu'à $x_{\text{Al}} = 0.13$ pour le dopage de type "p" [73].

I. 6. 2. 1 Dopage de type "n"

Les nitrures d'éléments du groupe III ont un dopage résiduel de type "n", avec une concentration en porteurs libres supérieure ou égale à 10^{16} cm^{-3} . Ce dopage résiduel est principalement dû à certaines impuretés (Si et O). Divers éléments peuvent être utilisés pour le dopage de type "n" mais le plus courant est le silicium. Dans le GaN , les atomes de Si se logent principalement sur les sites du Ga, car le Si a un rayon de covalence plus proche de celui de Ga que de celui de N [73,74].

Dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ non dopé, l'effet de localisation des porteurs augmente avec la concentration en aluminium; et au-delà de 50%, l'alliage n'est plus semi-conducteur mais isolant. Lorsqu'on dope avec du silicium, cet alliage à forte teneur en aluminium; on constate une forte augmentation de la conductivité de type "n" à partir d'une concentration de Si dépassant 10^{18} cm^{-3} . On sait à l'heure actuelle doper "n" les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour toutes les

teneurs en aluminium, y compris 100% (AlN). Il est toutefois important de noter qu'il existe une limite supérieure dans le dopage de type "n" par le silicium. Si la concentration atomique de ce dernier dépasse $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, un phénomène d'auto-compensation se produit, et AlN devient à nouveau résistif.

I. 6. 2. 2 Dopage de type "p"

Le dopage de type "p" des nitrures est particulièrement complexe [73]. Divers accepteurs ont été étudiés (notamment Li, Na, K, Be, Zn et Ca) mais le seul efficace semble être le magnésium (Mg) du fait de sa plus grande solubilité dans le GaN. Le problème majeur du Mg est son énergie d'activation élevée, et qui augmente encore avec la concentration en aluminium. Ainsi à la température ambiante, seulement quelques pourcents d'atomes de Mg sont ionisés. Pour une concentration typique de 10^{19} cm^{-3} , la concentration des trous est de l'ordre de quelques 10^{17} cm^{-3} [75]. Par ailleurs; les atomes de Mg ont tendance à s'accumuler sur les cœurs des dislocations, ce qui laisse autour de celles-ci des régions appauvries en Mg dont les propriétés électriques sont altérées. La qualité cristalline du matériau dopé est également dégradée, car le Mg facilite l'apparition de défauts structuraux (inclusions, domaines d'inversion).

I. 7 Hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN}$

L'un des intérêts du nitrure de gallium est la possibilité de former une hétérostructure avec d'autres semi-conducteurs III-N. L'hétérostructure consiste à juxtaposer (épitaxier successivement) une couche de GaN et une couche d'un alliage III-N voisin. L'hétérostructure la plus intéressante dans l'électronique de puissance est $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN}$, que nous noterons généralement AlGaN / GaN [66].

La différence d'énergie de bande interdite des deux matériaux formant la jonction conduit à un décalage de la bande de conduction et de la bande de valence. Ce décalage au niveau de l'interface joue un rôle important sur les propriétés électroniques de l'hétéro-structure.

I. 7. 1 Diagramme de bandes

Dans une hétéro-structure, un des semi-conducteurs a une bande interdite plus petite que l'autre. Dans le cas de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N} / \text{GaN}$, le GaN a une bande interdite plus petite que l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$. A l'interface des deux matériaux, il y aura une discontinuité de la bande interdite ΔE_g . La discontinuité de la bande interdite se répartit entre la discontinuité de la bande de conduction ΔE_c et la discontinuité de la bande de valence ΔE_v , tel que:

$$\Delta E_c = \chi(\text{AlGaN}) - \chi(\text{GaN}) \quad (\text{I.19})$$

$$\Delta E_v = \left(E_g(\text{GaN}) + \chi(\text{GaN}) \right) - \left(E_g(\text{AlGaN}) + \chi(\text{AlGaN}) \right) \quad (\text{I.20})$$

$$\Delta E_g = \Delta E_c + \Delta E_v \quad (\text{I.21})$$

où $\chi(\text{AlGaN})$ et $\chi(\text{GaN})$ sont les affinités électroniques des deux matériaux.

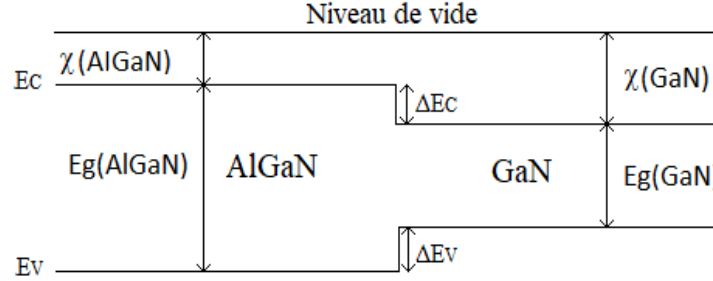


Fig. I. 9: Hétérojonction formé de deux semi-conducteurs différents: $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et GaN.

A l'interface entre deux semi-conducteurs de gap différent, un puits peut se former dans le semi-conducteur qui a le plus petit gap en fonction du niveau de dopage des deux semi-conducteurs.

Dans le cas de l'hétérojonction $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ / GaN, à l'interface entre l'AlGaN et le GaN, un puits de potentiel se forme du côté GaN (Fig. I. 9). Dans cette technologie, la création de puits dépend de l'ensemble de l'environnement électrostatique, c'est à dire du dopage des matériaux mais aussi de la polarisation de ceux-ci [76].

I. 8 Défauts structuraux dans le GaN

La présence de défauts structuraux dans les semi-conducteurs n'est pas souhaitable car ils pourraient conduire à des mauvaises propriétés optoélectroniques.

Lors de la croissance des couches de nitrure de gallium par la technique de dépôt (MOCVD) (*Metal Organic Chemical Vapor Deposition*) et même avec la technique (MBE) (*Molecular Beam Epitaxy*), l'inclusion de carbone "C" et d'oxygène "O" est inévitable, ce qui conduit à la création de niveaux pièges dans la bande interdite.

Des études antérieures basées sur la théorie fonctionnelle de la densité (DFT) ont suggéré que les atomes "C" peuvent substituer les atomes de gallium "Ga" et d'azote "N" (C_{Ga} , C_{N}). Ils peuvent également exister comme impureté interstitielle (C_i) ainsi que diverses formes de complexes [$(\text{C}_{\text{Ga}}-\text{C}_{\text{N}})$, $(\text{C}_{\text{Ga}}-\text{C}_i)$, $(\text{C}_{\text{N}}-\text{C}_i)$, $(\text{C}_{\text{Ga}}-\text{V}_{\text{N}})$ et $(\text{C}_{\text{N}}-\text{V}_{\text{Ga}})$], où V_{Ga} et V_{N} désignent "Ga" et "N" sites vacants respectivement [77-81]. Il a donc été suggéré que la formation de complexes ($\text{V}_{\text{Ga}}-(\text{O}_{\text{N}})_x$) entre les sites vacants "Ga" et les atomes "O" sur les sites "N" sont énergiquement plus favorables que la formation d'un site vacant "Ga" isolée [82-84].

Un nombre significatif d'études théoriques et expérimentales ont été réalisées pour comprendre et évaluer les énergies de formation de toutes les configurations de pièges et leurs énergies d'activation à l'aide de diverses techniques. Selon le calcul de premier principe effectué par *M. Matsubara et al.* [81], il existe plus de vingt niveaux de piège donneur et accepteur peuvent être générés, dans la bande interdite de "GaN", par les différents défauts cités ci-dessus.

Récemment, de nombreux chercheurs ont pu identifier certains de ces niveaux en utilisant différentes méthodes expérimentales. Parmi les résultats publiés, *Y. Tokuda* [84] a détecté, dans le "GaN" de type "n" et en utilisant la spectroscopie transitoire des niveaux profonds (DLTS) et la spectroscopie transitoire des charges minoritaires (MCTS), un nombre total de cinq pièges à trous, dans la gamme d'énergie allant de 0.25 à 1.8 eV, avec une concentration de pièges varie de 10^{14} à 10^{16} cm⁻³.

I. 9 Applications de GaN et de ses composés

A 300 K, le gap de GaN est de 3.4 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde dans la région proche ultraviolet (UV) du spectre optique. L'ajout de In ou Al permet de réaliser des alliages ternaires d'InGaN ou d'AlGaN. En fonction de la concentration de Al ou In, on peut faire varier l'énergie de la bande interdite de ~0.7 eV (pour l'InN) à ~6.3 eV (pour l'AlN). Ceci permet de couvrir presque la totalité de la gamme spectrale allant du rouge aux UV profonds. La figure (I. 10) montre la variation possible de la largeur de la bande interdite de GaN par la réalisation d'alliages ternaires InGaN et AlGaN.

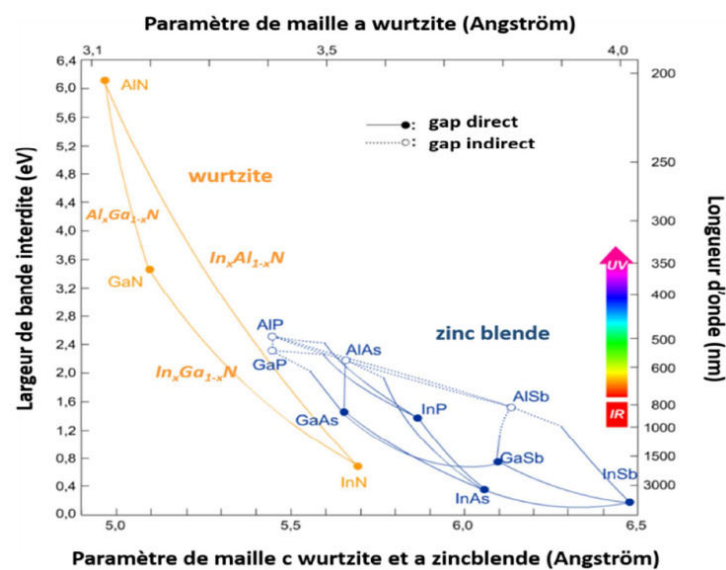


Fig. I. 10: Gap énergétique et spectre visible par rapport à la constante de réseau pour divers semi-conducteurs, y compris les matériaux à large bande interdite [66].

I. 9. 1 Applications optiques

Parmi les applications optiques du GaN et de ses alliages, on peut compter les LEDs et les LASER, des dispositifs qui sont récemment devenus très populaires grâce aux améliorations de la fiabilité et de l'efficacité et grâce à leur prix décroissant. Pour ces raisons, le marché LED et LASER a connu une croissance rapide ces dernières années.

En effet, Selon *LED-Inside*, le marché mondial de l'éclairage à LED a dépassé 30.1 milliards de dollars en 2017. Ainsi, la pénétration de la technologie LED dans le marché de l'éclairage a atteint 52% en 2017 [86]. Pour les LASER, Dû à la diversité des types de lasers selon les utilisations, il est difficile de chiffrer le marché mondial. Cependant, le marché devrait atteindre 10 milliards de dollars. Un fait intéressant à souligner cependant est que le secteur est en forte croissance. Les diodes laser représentent la moitié de l'industrie et sont utilisés en électronique ou encore en télécommunications. Les technologies laser progressent aussi dans le domaine de la santé, de l'esthétique, mais le segment de l'imprimante laser peine car déjà dépassé par les imprimantes 3D.

I. 9. 1. 1 Diodes électroluminescentes (LED)

Dans les années 90, on a vu l'apparition des premières LED bleues réalisées sur des couches de nitrure de gallium déposées par épitaxie sur des substrats saphir ou SiC. Par adjonction d'un matériau luminophore, il est possible d'étendre le spectre bleu et d'obtenir une émission sur plusieurs longueurs d'onde, aboutissant à la lumière blanche.

Les principaux avantages de l'éclairage LED sont: un rendement lumineux de l'ordre de 20 Lumens par Watt, qui rentre en concurrence avec les systèmes d'éclairage par ampoules à incandescence, faible consommation d'énergie, haute efficacité et longue durée de vie.

Selon une étude réalisée par "OIDA" (*Optoelectronics Industry Development Association*); le remplacement des sources lumineuses par des dispositifs de type LED blanches permettrait d'économiser 50% des dépenses électriques liées à l'éclairage d'ici à l'an 2025, mais aussi d'éviter l'émission d'environ 250 millions de tonnes de CO₂ par an [87].

D'une manière générale; l'élaboration d'une diode électroluminescente consiste en la déposition d'une couche tampon sur un substrat, puis une déposition de la couche active de GaN qui sera non intentionnellement dopée "n". On dope alors cette dernière couche type "p", avec un contrôle de la profondeur. On obtient ainsi, une jonction "p-n" qui forme une diode électroluminescente. La figure (I. 11) montre un exemple d'une simple LED.

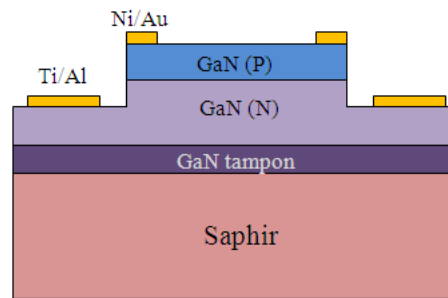


Fig. I. 11: Schéma d'une diode électroluminescente.

Il existe aussi des diodes électroluminescentes à base de nitrures émettant dans l'ultraviolet. La figure (I. 12) montre le schéma simplifié d'une diode électroluminescente à puits quantique à base de GaN.

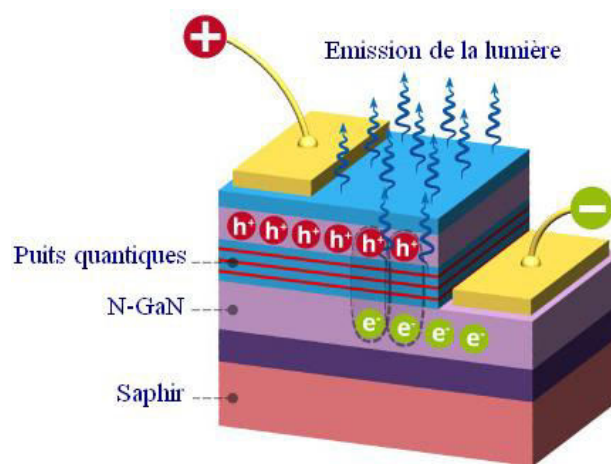


Fig. I. 12: Schéma d'une diode électroluminescente à puits quantique.

Le coût d'une LED est étroitement corrélé au coût du substrat sur lequel on dépose la couche de GaN. Celui-ci est généralement en saphir ou SiC qui restent chers.

Une solution alternative est apparue avec la possibilité de déposer le GaN sur du silicium, tout en conservant une qualité de couche compatible avec les exigences de fabrication de LED.

Cette avancée permet d'obtenir du GaN sur des wafers de grande taille, ce qui contribue à une grande diminution du coût des composants. Cette technologie, qui doit être améliorée afin d'obtenir des qualités de couche satisfaisantes, sera certainement le point de départ d'une production de masse de LED blanches haute luminosité et bas coût.

I. 9. 1. 2 Diodes laser (LDs)

Depuis la réalisation de la première diode laser (*Laser Diodes* LDs) bleue à base de nitrures par *S. Nakamura* de l'entreprise japonaise *Nichia* en 1995, de nombreux laboratoires se sont lancés dans la course aux longueurs d'ondes de plus en plus courtes.

Le marché des diodes laser est pour moitié dévolu aux communications et pour moitié à l'impression et au stockage de l'information. En ce qui concerne les communications, les fibres optiques utilisées étant transparentes entre $1.3 \mu\text{m}$ et $1.55 \mu\text{m}$, les LDs utilisées sont fabriquées à partir de GaAs et InP. Cependant, une émission à $1.55 \mu\text{m}$ a été mise en évidence pour InGaAsN sur GaAs [16,88].

En ce qui concerne l'impression et le stockage d'information, le marché est pour l'instant dominé par les LDs rouges à 780 nm pour les CD et à 635 nm ou 650 nm pour les DVD.

Des LDs à courte longueur d'onde ($400 \text{ nm} - 600 \text{ nm}$) de faible bruit et de moyenne (5 mW) ou haute ($35 \text{ mW} - 50 \text{ mW}$) puissance sont attendues afin d'améliorer les performances. En effet, une diminution de la longueur d'onde permet une meilleure focalisation du spot d'un faisceau, la surface du spot étant proportionnelle au carré de la longueur d'onde. La qualité de l'impression et la densité de stockage sur disques optiques seront donc considérablement améliorée par l'utilisation de LDs bleues ou violettes. Ainsi, la capacité de stockage d'un DVD passerait de 2.9 Gbyte à 30 Gbyte en diminuant la longueur d'onde de $635 \text{ nm} - 650 \text{ nm}$ à 410 nm . De plus, la lecture ne demande qu'une puissance de 5 mW alors que l'écriture (gravure) nécessite une puissance de $35 \text{ mW} - 50 \text{ mW}$ [88].

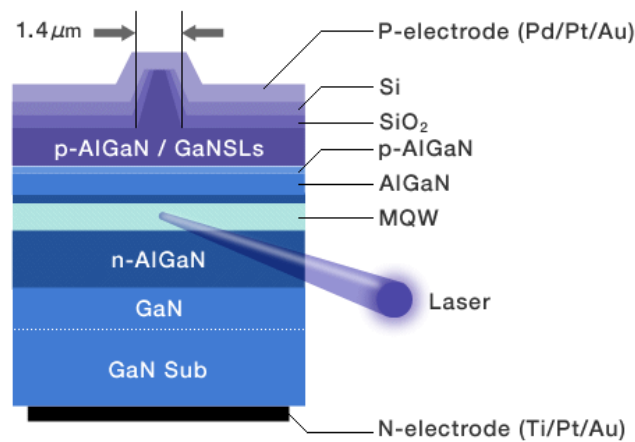


Fig. I. 13: Schéma d'une diode laser.

Les LDs bleues actuellement produites sont des LDs infrarouge haute puissance associées à des matériaux non linéaires comme LiNbO_3 capables de générer un faisceau à 425 nm (bleu violet). Celles-ci sont assez puissantes (15 mW), avec peu de bruit de fond et ont un faisceau très cohérent. Elles sont cependant très chères, peu compactes et nécessitent un alignement mécanique précis. Les LDs à base d'InGaN sont donc promises à un grand avenir pour des dispositifs moins coûteux et plus simples [88].

I. 9. 1. 3 Photodétecteurs UV

En raison de leurs propriétés particulières, les semi-conducteurs à grand gap ($E_g > 3$ eV), constituent le meilleur choix pour la réalisation de photodétecteurs UV. Parmi ces matériaux, les hétérostructures de nitrures GaN / AlGaN sont les plus performantes, en raison de toute une série de propriétés: un gap direct, un coefficient d'absorption de l'ordre de 10^5 cm^{-1} ($\lambda < 360$ nm), possibilité de modulation de la réponse spectrale du détecteur et plus particulièrement son seuil de coupure, leur robustesse, leur résistance mécanique, leur résistance thermique,...etc. Ceci ouvre la possibilité de réaliser des photodétecteurs UV très sélectifs, fiables, avec une longue durée de vie, capables de fonctionner en atmosphère hostile.

Toutefois, le GaN est généralement déposé sur des substrats de saphir ou de carbure de silicium, qui sont non seulement coûteux mais aussi difficiles d'être fusionnés dans l'industrie de la microélectronique du silicium actuel. Par conséquent, il est hautement avantageux de faire croître le GaN sur des substrats de silicium. Plusieurs photodétecteurs MSM à base de GaN ont été rapportés [89,90]. Une sensibilité élevée de 0.166 A.W^{-1} est atteinte à une longueur d'onde de 360 nm, à une polarisation de 5 V. La sensibilité a été de 0.187 A.W^{-1} pour un photodétecteur MSM à base de GaN, déposé sur un substrat de silicium, en utilisant une couche tampon en β -SiC poreux (PSC) entre les deux [91].

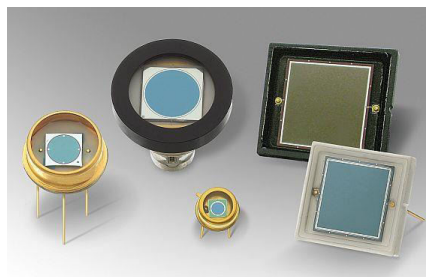


Fig. I. 14: Dispositifs pour la photodétection.

I. 9. 2 Applications électroniques

Le GaN est un excellent candidat pour les applications micro-ondes haute puissance / haute température en raison de son champ de claquage électrique élevé et donc de la grande vitesse de saturation des électrons. Le champ de claquage élevé est le résultat de la bande interdite large qui permet l'utilisation du dispositif à des tensions très élevées. En outre, le gap énergétique large permet au matériau de résister à des températures de fonctionnement élevées ($300^\circ\text{C} - 500^\circ\text{C}$). Un grand avantage de GaN par rapport au SiC est la possibilité de faire croître

des hétérostructures, par ex. AlGaN / GaN. Le gaz d'électrons bidimensionnel résultant (2DEG) à cette hétérojonction sert de canal conducteur. Ainsi, un grand courant de drain (> 1 A/mm) peut être atteint en raison de la haute densité électronique et mobilités ($1500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ - $2000 \text{ cm}^2/\text{Vs}$). Ces propriétés matérielles indiquent clairement pourquoi le GaN est un candidat sérieux pour la prochaine génération de dispositifs pour les applications micro-ondes haute puissance / haute température [92].

I. 9. 3 Applications militaires

Plusieurs programmes de recherche sont orientés vers l'obtention de bonnes valeurs de densités de courant et densités de puissance de sortie aux fréquences micro-ondes. Les nouveaux programmes commencent cependant par les bases (croissance matérielle, gravure, contacts) et passent à travers l'étape des dispositifs discrets pour aboutir à l'objectif final de circuits intégrés monolithiques hyperfréquences à base de GaN (MMIC). L'accent est maintenant mis sur la compréhension des raisons physiques derrière les défaillances de dispositifs et le développement de modèles physiques pour prédire la performance afin d'augmenter la reproductibilité et la fiabilité [92].

En général, les programmes de recherche dans le domaine de la défense se concentrent sur le développement de la technologie GaN à utiliser dans des composants tels que les radars de surface, les brouilleurs, la communication sur le champ de bataille, liaisons de communication par satellite, modules d'émission / réception, et des amplificateurs à faible bruit (LNA). Les fréquences d'intérêt pour ces applications vont de 2 GHz à 40 GHz.

I. 10 Conclusion

Au cours de ce premier chapitre, nous avons introduit le matériau nitrure de gallium (GaN), ses propriétés intéressantes, ses apports technologiques et les méthodes de son élaboration. Malgré que le silicium reste comme le matériau semi-conducteur le plus répandu dans l'industrie électronique, on sait bien qu'il atteint ses limites physiques exploitables dans certaines applications. 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 développer pour pouvoir profiter pleinement des avantages qu'offre ce matériau. Ceci nécessite beaucoup d'efforts de la part de la communauté scientifique pour pouvoir surpasser les barrières technologiques et lever le rideau sur une technologie à base de GaN plus performante, mieux maîtrisée et bon marché. Nous nous attacherons dans la suite, à l'étude des différents types de photodétecteurs.

Références

- [1] J. H. Scaff, *Preparation of Silicon Materials*, U. S. Patent 2,402,582 (Filed April 4,1941. Issued June 25, 1946).
- [2] R. S. Ohl, *Point Contact Negative Resistance Devices*, U. S. Patent 2,469,569 (Filed March 2, 1945. Issued May 10, 1949).
- [3] J. H. Scaff and R. S. Ohl, *Bell System Technical Journal*, Vol. 26, No. 1 (January 1947) pp.1-30.
- [4] J.Y. Duboz, *Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN*, Techniques de l'Ingénieur, traité d'Électronique, 1999 dossier E1995, <http://www.techniquesingénieur.fr>
- [5] H. Bousbia, *Analyse et développement de la caractérisation en puissance, rendement et linéarité de transistors de puissance en mode impulsionnel*, Thèse de doctorat n°77-2006 soutenue le 18 décembre 2006, Université de Limoges.
- [6] C. Charbonniaud, *Caractérisation et modélisation électrothermique non linéaire de transistors à effets de champ GaN pour l'amplification de puissance micro-onde*, Thèse de doctorat n°55-2005 soutenue le 20 octobre 2005, Université de Limoges.
- [7] M. Werquin, *Études théoriques et expérimentales de transistors HEMTs de la filière nitrure de gallium pour les applications de puissance hyperfréquences*, Thèse de doctorat soutenue le 14 décembre 2005, Université de Lille.
- [8] J. Camassel, S. Contreras, J.L. Robert, *Matériaux semi-conducteurs à grand gap: SiC*, Techniques de l'Ingénieur, traité d'Électronique, 1999 dossier E1995, <http://www.techniquesingénieur.fr>
- [9] H. Mathieu, *Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques*, 5ème Edition, Dunod, Paris, ISBN 2-10-0486330, 2004.
- [10] I. Akasaki, H. Amano, M. Kito and K. Hiramatsu, *J. Cryst. Growth*, Vol. 48&49 pp.666-670, 1991.
- [11] I. Akasaki, H. Amano, K. Itoh, N. Koide and K. Manabe, *Inst. Phys. Conf. Ser. No.129*, pp. 851-856, 1992.
- [12] A. P. Martin, *Étude d'une nouvelle filière de composants sur technologie nitrure de gallium.. Conception et réalisation d'amplificateurs distribués de puissance large bande à cellules cascodes en montage flip-chip et technologie MMIC*, Thèse de doctorat n°71-2007, soutenue le 06 décembre 2007, Université de Lille Limoges.
- [13] I. Akasaki and H. Amano, *Common crystal structure of group III-nitride. Properties of group III nitride*, J. Edgar, Publication INSPEC, Data review series n°11, p3-6, 1994.

- [14] M. Leszczynski, J. Edgar, S. Strite, I. Akasaki, H Amano and C. Wetzel, *Common crystal structure of the group III nitrides. Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors*, Publication INSPEC, Data review series n°23, p. 3-5, 1998.
- [15] S.J. Pearton, F. Ren, A.P. Zhang and K.P. LEE, *Mat. Sci. Eng. R*, 30(2000), pp. 55-212.
- [16] A. Denis, *Elaboration, cristallogénèse et caractérisations physico-chimiques des nitrures des éléments de la colonne IIIA et en particulier de GaN*, Thèse de doctorat, 2003.
- [17] P. Perlin, C. Jauberthie-Carillon, J. Itie, A. S. Miguel, I. Grzegory, and A. Polian, *Phys. Rev. B*, no. 45, pp. 85-89, 1992.
- [18] M. Ueno, M. Yoshida, A. Onodera, O. Shimomura and K. Takemura, *Phys. Rev. B*, 49 (1994), 1, p14-21.
- [19] S. Bloom, G. Harbeke, E. Meier, and I.B. Ortenburger, *Phys. Stat. Sol. (a)* 66, 161 (1974).
- [20] G. L. Bir and E. G. Pikus, *Symmetry and Strain-Induced Effects in Semiconductor*, Wiley, New York 1974.
- [21] H. P. Maruska and J.J. Tietjen, *Appl. Phys. Lett.* 15, 327 (1969).
- [22] S. Chichibu, H. Okumara, S. Nakamura, G. Feuillet, T. Azuhata, T. Suta, and S. Yoshida, *J. Appl. Phys.* 36, 1976 (1997).
- [23] D. Volm, K. Oettinger, T. Streibl, D. Kovalev, M. Ben-Choren, B. Diener, K. Meyer, J. Majewski, L. Eckey, A. Hoffman, H. Amano, and I. Akasaki, *Phys. Rev. B* 53, 16543 (1996).
- [24] A. Shikanai, T. Azuhata, T. Sota, S. Chichibu, K. Horino, and S. Nakamura, *J. Appl. Phys.* 81, 417 (1997).
- [25] R. Stepniewski, K.P. Korona, A. Wyszomolek, J.M. Baranowski, K. Pakula, M. Potemski, G. Martinez, I. Grzegory, and S. Porowski, *Phys. Rev. B* 56, 15151 (1997).
- [26] B. Gil, O. Briot, and R.L. Aulombard, *Phys. Rev. B* 52, 17028 (1995).
- [27] S. L. Chuang and C.S. Chang, *Phys. Rev. B* 54, 2491 (1996).
- [28] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices, Principles and simulation*, 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [29] W. T. Masselink, *Semicond. Sci. Technol.* (1989) 503-512.
- [30] J. M. Barker, D. K. Ferry et al., *Phys. stat. Sol. (c)* 2, No. 7, (2005) 2564-2568.
- [31] J. Karpinski, S. Jun, and S. Porowski, *Journal of Crystal Growth* 66, 1 (1984).
- [32] P. Chevalier, *Propriétés des matériaux III-V*, chp.B, Université de Lille (1999).
- [33] H. P. Maruska and J.J. Tietjen, *Appl. Phys. Lett.* 15, 327 (1969)
- [34] M. Leszczynski, T. Suski, H. Teisseyre, P. Perlin, I. Grzegory, J. Jun, and S. Porowski, *J. Appl. Phys.* 76, 4909 (1994)
- [35] I. Barin, O. Knacke, and O. Kubaschewski, Springer-Verlag (1977).

- [36] A. Hamdoune, *Elaboration du Nitrure de Gallium: Etude de ses propriétés et applications*, Thèse de Doctorat (2006), Université Aboubekr Belkaid- Tlemcen, Algérie.
- [37] O. Aoudé, *Étude des propriétés excitoniques de GaN par spectroscopies continue et résolue en temps à l'échelle de la femtoseconde*, Thèse de Doctorat (2006), Université Blaise Pascal, France
- [38] S. B. Driad, *Réalisation et caractérisation de transistors HEMTs GaN pour de sapplications dans le domaine millimétrique*, Thèse de Doctorat (2013), Université des Sciences et Technologies de Lille, France.
- [39] E. K. Sichel and J. J. Pankove, *J. Phys. Chem. Solids* (1977), p. 330-338.
- [40] S. Porowski and I. Grzegory, *J. Cryst. Growth*, 1-2, Vol. 178 (1997), p. 174-188.
- [41] B. E. Treidel, *GaN based HEMTs for high voltage operation*, Ph.D., Technical University Berlin, Germany, 2012.
- [42] V. Bougrov, M.E. Levinshstein, S.L. Rumyantsev, A. Zubrilov, *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, Eds. Levinshstein M.E., Rumyantsev S.L., Shur M.S., John Wiley & Sons, Inc., New York, 1-30, 2001
- [43] V. A. Savastenko and A. U. Sheleg, *Phys. Status Solidii A*, 48(1978), K135.
- [44] P. Polian, M. Grimsditch and I. Grzegory, *J. Appl. Phys.*, 79 (1996), 6, p.3343-3344
- [45] Y. Tagaki, M. Ahart, T. Azuata, T. Sota, K. Suzuki and S. Nakamura, *Physica B*, 219-220(1996), p.547-549
- [46] M. Yamaguchi, T. Yagi, T. Azuhata, T. Sota, K. Suzuki, S. Chichibu and S. Nakamura, *J. Phys. Condens. Matter*, 9(1997), 1, p.241-248
- [47] R. B. Schwartz, K. Khachaturian and E. R. Weber, *Appl. Phys. Lett.*, 70(1997), 9, p.1122-1124
- [48] M. Leszczyński, T. Suski, P. Perlin, H. Teisseyre, I. Grzegory, M. Bockowski, J. JUN, S. Porowski and J. Major, *J. Phys. D*, 28(1995), A149.
- [49] P. Perlin, C. Jaubertie-Carillon, J. P. Itie, A. San Miguel, I. Grzegory and A. Polian, *Phys. Rev. B*, 45(1992), 1, p.83-89
- [50] X. Xia, Q. Xia and A. L. Ruoff, *Phys. Rev. B*, 47(1993), p.12925-12928
- [51] M. Ueno, M. Yoshida, A. Onodera, O. Shimomura and K. Takemura, *Phys. Rev. B*, 49(1994), 1, p.14-21
- [52] S. Uehara, T. Masamoto, A. Onodera, M. Ueno, O. Shimomura and K. Takemura, *J. Phys. Chem. Solids*, 58(1997), 12, p.2093-2099.
- [53] A. Polian, *Mechanical properties of the group III nitrides*, Publication INSPEC, Data review series n°23 (1998), p. 11-20.

- [54] J. Piprek, *Semiconductor optoelectronic devices: introduction to physics and simulation*, Academic press, 2013.
- [55] S. Adachi, *Optical Properties of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Materials and Fundamental Principles*, Springer Science & Business Media, 6 déc. 2012.
- [56] H. Morkoç, *Handbook of Nitrides Semiconductors and Devices*, Wiley, Weinheim, 2008.
- [57] J.A. Miragliotta, *Optical function of GaN, Properties of group III-nitride*, J. Edgar, Publication INSPEC, Data review series n°11 (1994), p. 190 -194.
- [58] S. Chichibu, T. Azuhata, T. Sota, H. Amano, I. Akasaki, *Appl. Phys. Lett.*, 1997, Vol. 70, N° 16, pp. 2085-2087.
- [59] S.K. Estreicher, D.E. Boucher, *Theoretical Studies in GaN in Optoelectronic properties of semiconductors and superlattices*, Edited by S.J. Pearton. Amsterdam: Gordon and Breach Science Publishers, 1997, pp. 171-19.
- [60] M. Boucherit, *Etude et réalisation de dispositifs hyperfréquences sur matériaux grand gap: - Diode à effet tunnel résonnant AlGaIn/GaN, - Transistor HEMT boré à base de nitrure de gallium*, Thèse de Doctorat (2012), Université des Sciences et Technologies de Lille1, France.
- [61] F. Baiutti, G. Christiani and G. Logvenov, *Beilstein J. Nanotechnol.* 2014, 5, 596–602.
- [62] P. Agnès, *Caractérisation électrique et optique du nitrure de gallium hexagonal et cubique en vue de l'obtention d'émetteurs bleus*, thèse à l'INSA, Lyon (1999).
- [63] A. Chakraborty, *Passivation de la surface du nitrure de gallium par dépôt PECVD d'oxyde de silicium*, Thèse de doctorat, (2014), université de Sherbrooke, Québec, Canada.
- [64] K. Motaki, *SEI Technical Review*, No 70, pp. 29-35 (2010).
- [65] A. E Wickenden, D. D. Koleske, R. L. Henry, R. G. Gorman, M. E. Twigg, M. Fatemi, J. A. F. Jr, and W. J. Moore, *J. Electron. Mater.*, Vol 29, No.1, pp.21-26, Jan. 2000.
- [66] P. Altuntas, *Fabrication et caractérisation de dispositifs de type HEMT de la filière GaN pour des applications de puissance hyperfréquence*, Thèse de Doctorat (2015), Université de Lille, France.
- [67] M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni, *Power GaN Devices. Materials, Applications and Reliability*, Springer International Publishing, Switzerland 2017.
- [68] H.C. Casey, Jr, G.G. Fountain, R.G. Alley, B.P. Keller, and S. P. Den Baars, *Applied Physics Letters*, vol. 68, no. 13, pp.1850-52, (1996).
- [69] O. Ambacher, J. Smart, J. R. Shealy, G. Weimann, K. Chu, M. Murphy, W. J. Schaff, L. F. Eastman, R. Dimitrov, L. Wittmer, and M. Stutzmann, W. Rieger and J. Hilsenbeck, *Journal of Applied Physics*, 85, 3222 (1999).

- [70] R. Angus, *The Materials Science of Semiconductors*, Springer Science & Business Media, LLC, 2008, ISBN: 0444-89818-2.
- [71] E. Iliopoulos, K. F. Ludwig Jr., T. D. Moustakas, S. N. G. Chu, *Appl. Phys. Lett.*, 78, 463 (2001).
- [72] L. Chang, S. K. Lai, F. R. Chen, J. J. Kai, *Appl. Phys. Lett.*, 79, 928 (2001).
- [73] K. H. Ploog, O. Brandt, *J. Vac. Sci. Technol. A* 16, 1609 (1998).
- [74] J. K. Sheu, G. C. Chi, *J. Phys., Condens. Matter* 14, R657 (2002).
- [75] I. Vurgaftman, L. R. Ram-Mohan and J. R. Meyer, *J. of Appl. phys.*, Vol. 89, N° 11, 2001.
- [76] F. ENJALBERT, *Etude des hétérostructures semi-conductrices III-nitrides et application au laser UV pompé par cathode à micro-pointes*, Thèse de Doctorat (2004), Université Joseph Fourier-Grenoble1, France.
- [77] P. Bogus lawski, E. L. Briggs, and J. Bernholc, *Appl. Phys. Lett.* 69, 233 (1996).
- [78] P. Bogus lawski and J. Bernholc, *Phys. Rev. B* 56, 9496 (1997).
- [79] J. A. Chisholm and P. D. Bristowe, *J. Phys.: Condens. Matter* 13, 8875 (2001).
- [80] A. F. Wright, *J. Appl. Phys.* 92, 2575 (2002).
- [81] M. Matsubara and E. Bellotti, arXiv:1507.06969.
- [82] K. Saarinen et al., *Phys. Rev. B* 64, 233201 (2001).
- [83] J. Elsner et al., *Phys. Rev. B* 58, 12571 (1998).
- [84] A. Y. Polyakov et al., *J. Appl. Phys.* 91, 6580 (2002).
- [85] Y. Tokuda, in *CS MANTECH Conference* (2014), pp. 19-24.
- [86] <http://www.clusterlumiere.com/marche-mondial-de-leclairage-led-atteindra-301milliards-2017/>
- [87] A. Hamdoune, *Elaboration du Nitrure de Gallium: Etude de ses propriétés et applications*, Thèse de Doctorat (2006), Université Aboubekr Belkaid- Tlemcen, Algérie.
- [88] GaN as seen by the industry, J. Y. DUBOZ, *C. R. Acad. Sci. Paris, t. 1, Série IV*, 2000, pp.71–80.
- [89] M. Razeghi, P. Sandvik, P. Kung, D. Walker, K. Mi, X. Zhang, V. Kumar, J. Diaz, F. Shahedipour, *Materials science and engineering B* 74 (2000) 107–112.
- [90] Man Zhao, Jinhe Bao, Xiuying Fan, Feng Gu, Yongsheng Guo, Yong Zhang, Mei Zhao, Yufang Sha, Fei Guo, Jian Li, *Physica B* 404 (2009) 275–277.
- [91] Shiuan-Ho Changa, Yean-Kuen Fang, Kai-Chun Hsu, Tzu-Chieh Wei, *Sensors and actuators A* 147 (2008) 1–5.

[92] M. C. J. C. M. Kramer, *Gallium-nitride Based Microwave High-power Heterostructure Field Effect Transistors, design, technology and characterization*, IEEE Transactions on Neural Networks, 2006.

Chapitre II

Photodétecteurs: Caractéristiques générales et différents types

II. 1 Introduction

La transformation de la lumière en courant électrique peut être observée à travers plusieurs structures, parmi lesquelles on cite: la structure "p-i-n" (p-n), les hétérojonctions, la barrière *Schottky*, la structure MSM, ...etc. Les nitrures composés d'éléments de la colonne III présentent un fort intérêt pour la détection optique car le gap des alliages AlInGaN peut varier entre 1.9 eV (InN ayant une absorption à 650 nm) et 6.2 eV (AlN ayant une absorption à 200 nm). La détection UV, en particulier, peut être réalisée à l'aide des alliages AlGaIn, où le gap peut varier entre 3.4 eV (GaIn ayant une absorption à 365 nm) et 6.2 eV (AlN). Les nitrures III-V présentent en plus une stabilité en environnement chimique ou physique sévère.

Dans ce chapitre, nous présentons brièvement les paramètres clés ainsi que la physique des principales photodétecteurs UV existant, des plus simples: les photoconducteurs, aux plus complexes: les photodétecteurs (*Schottky*, p-i-n, MSM).

II. 2 Principe de la photodétection

Le principe de fonctionnement des photodétecteurs repose sur l'effet photoélectrique: lorsqu'un photon rencontre un électron positionné dans un état énergétique d'un cristal, il lui transmet son énergie ΔE . Celui-ci peut alors quitter son état pour un autre état d'énergie plus élevée.

$$\Delta E = h\nu = \frac{hc}{\lambda} \quad (\text{II.1})$$

Avec, h : la constante de Planck ($= 6.626 \times 10^{-34}$ J s),

ν : la fréquence des photons [Hz].

c : la célérité de la lumière [m s^{-1}].

λ : la longueur d'onde des photons [m].

L'énergie nécessaire pour la libération de l'électron photo-excité est appelée énergie de gap E_g . Cette énergie correspond dans le cas de photodétecteurs à l'énergie nécessaire pour faire transiter un électron depuis la bande de valence vers la bande de conduction. Ainsi, la longueur d'onde maximale λ_{max} qu'un semi-conducteur peut absorber est donnée par la relation suivante :

$$\lambda_{\max} = \frac{hc}{E_g} \quad (\text{II.2})$$

Dans le cas idéal, un photon absorbé donne lieu à la création d'une paire électron-trou: un électron dans la bande de conduction et un trou dans la bande de valence.

Comme nous pouvons le voir sur la figure (II. 1), différents modes de photo-détection existent. Le mode de photo-détection correspondant à la transition d'un électron depuis la bande de valence vers la bande de conduction est dit intrinsèque (Fig. II. 1 (a)). On parle d'un mode de photo-détection extrinsèque de type "n" dans le cas où un trou, piégé par un atome donneur, transite depuis ce niveau piège vers la bande de conduction (Fig.II. 1 (b)). Aussi, on parle d'un mode de photo-détection extrinsèque de type "p" dans le cas où l'électron, piégé par un atome accepteur, transite depuis ce niveau piège vers la bande de conduction (Fig. II. 1 (c)).

L'énergie nécessaire pour faire transiter cet électron vers la bande de conduction n'est plus l'énergie de gap mais plutôt l'énergie $E_c - E_d$ dans la photo-détection de type "n" ou $E_a - E_v$ dans la photo-détection de type "p", où les grandeurs E_a , E_d , E_c et E_v représentent respectivement les énergies du niveau accepteur, du niveau donneur, du minimum de la bande de conduction et du maximum de la bande de valence.

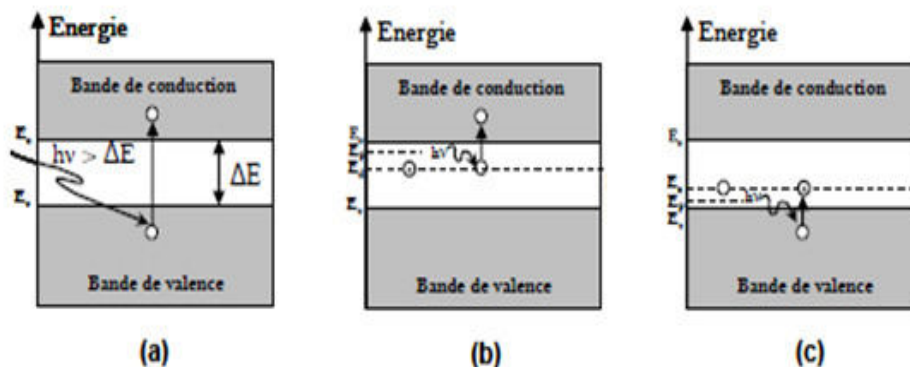


Fig. II. 1: Différents types de photo-détection: (a)- intrinsèque, (b)- extrinsèque de type "n", (c)- extrinsèque de type "p" [1].

II. 3 Principe de fonctionnement d'un photodétecteur

Le photodétecteur fonctionne suivant le principe général illustré dans la figure (II. 2). Chaque photon incident transfère son énergie à un électron du matériau actif tant que son énergie est supérieure à l'énergie de transition requise pour exciter l'électron et lui faire franchir la bande interdite. L'absorption des photons dans la région "p", si l'on prend l'exemple illustré par la figure (II. 2), et qui correspond à une configuration de photodiode "p-n", entraîne la coexistence d'un ensemble de mécanismes :

- la génération de paires électrons / trous.
- la diffusion des porteurs minoritaires (électrons) pouvant atteindre la ZCE.

Cette diffusion des porteurs minoritaires vers la limite de la ZCE crée le courant de diffusion. Ainsi, le photodétecteur se comporte donc comme un générateur de courant pouvant fournir un courant en l'absence de polarisation: le courant inverse. Les porteurs minoritaires générés thermiquement à proximité de la zone de déplétion diffusent avant leur recombinaison pendant un temps caractéristique τ appelé «durée de vie» des porteurs minoritaires. Les porteurs majoritaires restent quant à eux derrière la jonction bloqués par la barrière de potentiel qui y règne.

- la propulsion de ces porteurs minoritaires vers la zone N par le champ électrique intense de la ZCE.
- la création d'une différence de potentiel aux bornes de la zone N suite à l'accumulation des électrons (propulsés par le champ électrique) à l'interface N / ZCE.
- la différence de potentiel créée à l'interface N / ZCE propulse les électrons vers le contact métallique (contact arrière) et participe ainsi au courant inverse de la photodiode.

Le phénomène inverse a lieu si l'absorption se fait dans la zone N.

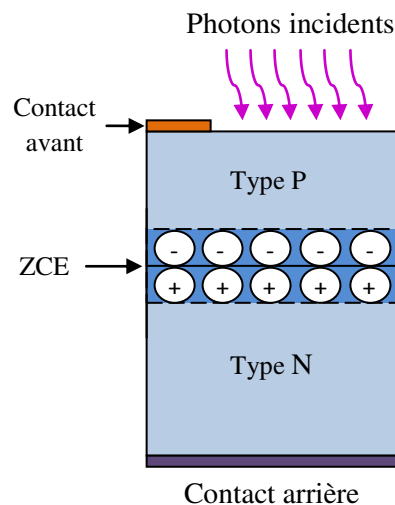


Fig. II. 2: Schéma d'un photodétecteur à jonction "p-n".

Un photodétecteur doit être capable d'absorber efficacement le rayonnement incident. L'absorption dans les matériaux semi-conducteurs pour des intensités optiques incidentes relativement faibles (pas d'effet non-linéaire) suit une loi de type *Beer-Lambert* décrite par l'équation suivante :

$$I(x) = I_0 e^{-\alpha x} \quad (\text{II.3})$$

Où I_0 est l'intensité lumineuse de l'onde incidente, $I(x)$ est l'intensité à une distance x de la surface du semi-conducteur, et α représente le coefficient d'absorption du semi-conducteur à une longueur d'onde donnée. Un des critères de choix du matériau sera donc un coefficient d'absorption élevé dans la gamme de longueurs d'onde d'intérêt.

II. 4 Bande passante

Afin de convertir le signal optique en signal électrique, un photodétecteur doit être capable de fonctionner à une fréquence de l'ordre de celle du signal. La réponse fréquentielle d'un photodétecteur est principalement limitée par trois facteurs:

- *le temps de transit des porteurs photo-générés*: c'est le temps nécessaire aux porteurs pour être collectés au niveau des électrodes et contribuer au signal. Cette contribution est intrinsèque à la structure du photodétecteur. Pour un photodétecteur de type "p-i-n", cela correspond au temps nécessaire aux porteurs pour transiter de la région intrinsèque "i" vers les électrodes sous l'effet d'un champ électrique. Le temps de transit, en considérant qu'un porteur se déplaçant d'une vitesse de dérive v_{sat} doit traverser la totalité de la zone intrinsèque de largeur w_i , est alors donné par l'équation [2]:

$$\tau_{tr} = \frac{w_i}{v_{sat}} \quad (II.4)$$

- *Le délai induit par les résistances et les capacitances du photodétecteur*: Dans le cas d'un photodétecteur de type "p-i-n", la résistance des zones dopées "p" et "n" ainsi que la capacité de la jonction et les capacités extrinsèques vont intervenir directement dans le délai qui est communément noté τ . Ce délai est donné par l'équation (II.5), où R est la résistance équivalente et C la capacité équivalente du photodétecteur.

$$\tau_{RC} = R \times C \quad (II.5)$$

- Un troisième facteur peut intervenir, c'est le temps de diffusion des porteurs générés dans les zones de champ électrique nul. Les porteurs doivent alors diffuser vers les électrodes ou les zones où le champ électrique est établi, résultant en un temps de diffusion relativement long comparé au temps de transit. Cependant, le design des photodétecteurs est généralement réalisé de telle sorte que tous les porteurs photo-générés le soient dans des zones où ils pourront dériver sous l'effet du champ électrique.

Dans le cas de photodétecteurs à avalanche, un facteur supplémentaire intervient de manière plus ou moins significative suivant la structure et la nature de la zone de multiplication. En effet, la bande passante peut être limitée dans ce cas par le gain du photodétecteur.

II. 5 Efficacité de collection de charge

Un paquet de charge injecté par un rayonnement dans un détecteur, se déplace avec une vitesse v dans la direction d'un champ électrique E , assuré par une différence de potentiel appliquée constante $V = E \times L$ à travers la longueur L du détecteur. Un courant circule tant qu'il y a des charges mobiles dans le détecteur, sans tenir compte de leurs positions. Le paquet de charges se sépare pour former deux paquets de charges de signes opposées; un paquet de charges négatives dues aux électrons, et l'autre de charges positives dues aux trous, chaque paquet se déplace avec sa propre vitesse (dans des directions opposées). Le nombre de porteurs de charge diminue au cours du déplacement (par piégeage ou recombinaison). Le signal obtenu par un détecteur est proportionnel à la charge collectée. Si, pour une pulsation électrique, le temps est suffisant pour que toutes les charges atteignent leurs électrodes convenables, ou pour qu'elles soient piégées pendant le déplacement, la charge nette totale obtenue est donnée par l'expression suivante [3] :

$$Q_{\max} = A_n \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{(L-x) \cdot L}{\mu_n \cdot \tau_n \cdot V}\right) \right] + A_p \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{x \cdot L}{\mu_p \cdot \tau_p \cdot V}\right) \right] \quad (\text{II.6})$$

Où x est le point où la charge est injectée; μ_n et μ_p sont, respectivement, les mobilités des électrons et de trous; τ_n et τ_p sont, respectivement, les durées de vie des électrons et de trous;

A_n et A_p sont des coefficients donnés par:

$$A_n = Q_0 \cdot \frac{\mu_n \cdot \tau_n \cdot V}{L^2} \quad (\text{II.7})$$

pour les électrons, et

$$A_p = Q_0 \cdot \frac{\mu_p \cdot \tau_p \cdot V}{L^2} \quad (\text{II.8})$$

pour les trous.

L'efficacité de collection de la charge est donc calculée selon la relation suivante :

$$cce = \frac{Q_{\max}}{Q_0} \quad (\text{II.9})$$

Où Q_0 est la charge totale générée dans le détecteur suite à l'irradiation. La charge Q_0 , créée dans le détecteur, est une mesure indirecte de l'énergie déposée par le rayonnement, quelle que soit sa nature. Cette propriété permet de construire des dispositifs ayant une résolution bien définie à condition que la collection effective des porteurs de charges générées par l'ionisation dans le semi-conducteur soit assurée.

II. 6 Réponse spectrale et rendement quantique

La réponse spectrale d'un photodétecteur définit son efficacité à convertir un signal optique en signal électrique. Elle est définie comme le rapport du photocourant à la puissance optique incidente, en $[AW^{-1}]$. Cette grandeur reflète la capacité d'un détecteur à répondre à un faisceau lumineux incident en fonction de sa longueur d'onde. Dans le cas où l'on considère que chaque photon absorbé donnera lieu à la génération d'une paire électron-trou, on peut écrire [4]:

$$RS(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{P_{opt}(\lambda)} \quad (II.10)$$

Où $I_{ph}(\lambda)$ représente le photocourant généré, et $P_{opt}(\lambda)$ représente la puissance lumineuse incidente donnée par [4]:

$$P_{opt}(\lambda) = h\nu\phi(\lambda) = \frac{hc\phi(\lambda)}{\lambda} \quad (II.11)$$

Où $\phi(\lambda)$ est le flux de photons incidents à une longueur d'onde λ donnée.

Cette équation traduit ce qui a déjà été dit précédemment: plus on se dirige dans le sens croissant des longueurs d'onde moins on a de puissance lumineuse (faibles énergies).

La réponse spectrale encore appelée sensibilité photoélectrique est aussi fonction d'une grandeur appelée « rendement quantique » ou encore « efficacité quantique ». Ce rendement est défini comme étant le rapport du nombre de paire électron-trou générées sur le nombre de photons incidents et est égale à l'unité si chaque photon incident conduit à la génération d'un électron contribuant au courant. Il est donné par [4]:

$$\eta(\lambda) = \frac{I_{ph}(\lambda)}{q\phi(\lambda)} \quad (II.12)$$

En pratique la réponse spectrale mesurée sera toujours en dessous d'une valeur maximum théorique. Par ailleurs, si des porteurs sont générés dans des zones quasi-neutres où ils ne peuvent être extraits car le champ électrique est quasi nul, ils se recombineront et ne contribueront pas au photocourant.

Il est néanmoins possible d'atteindre des valeurs supérieures au maximum théorique en utilisant des détecteurs fonctionnant en régime de gain comme les photodétecteurs à avalanche.

II. 7 Défectivité spécifique D^*

Nous avons parlé dans ce qui précède de l'aptitude d'un détecteur à détecter le rayonnement incident, toutefois le plus important demeure le fait que le signal utile ne doit pas être trop entaché de bruit. Pour quantifier la dégradation du signal par le bruit i_n , où i_n est le bruit mesuré dans le dispositif dans une bande de fréquence bien déterminée, la connaissance du rapport sensibilité sur bruit d'un détecteur est très importante et permet d'en évaluer la performance. Cette notion appelée « défectivité », notée D et exprimée en $[W^{-1}]$ est donnée par:

$$D(\lambda) = \frac{RS(\lambda)}{i_n} \quad (\text{II.13})$$

L'équation (II.13) montre que les valeurs de défectivités sont maximales pour un détecteur de haute performance (bruit réduit). Cette valeur de défectivité tient compte des conditions de mesures (bruit de la chaîne de mesure, bande passante,...) mais ne fait pas intervenir la surface du détecteur. En effet, le besoin de comparer des détecteurs de différentes géométries (différentes surfaces) s'avère indispensable. C'est en réponse à ce besoin qu'un nouveau paramètre a été introduit par Jones: la « défectivité spécifique » notée D^* [5].

La défectivité spécifique D^* est une normalisation de la défectivité D par la racine carrée de la surface (\sqrt{A}) et la bande passante Δf . Elle est donc exprimée en $[W^{-1}cm\sqrt{Hz}]$ et est donnée par:

$$D^* = \frac{\eta}{hv/q} \frac{1}{\sqrt{4qJ_{sat}}} \quad (\text{II.14})$$

Cette expression peut s'écrire sous une autre forme, en notant que :

$$\left. \frac{dJ}{dV} \right|_{V=0} = \frac{1}{R \times A} = \frac{q}{kT} J_{sat} \quad (\text{II.15})$$

Où $R \times A$ est le produit de la résistance de la jonction par sa surface (en $[\Omega cm^2]$):

$$D^* = \frac{\eta}{hv/q} \sqrt{\frac{R \times A}{4kT}} \quad (\text{II.16})$$

II. 8 Photodétecteurs ultraviolets

Le rayonnement ultraviolet (UV) couvre une large gamme spectrale qui s'étend depuis la limite du visible (400 nm ↔ 3.1 eV) jusqu'à la frontière des rayons X de basses énergies (10 nm ↔ 124 eV). Il est arbitrairement divisé en quatre régions:

- UV (A), pour les longueurs d'onde comprises entre 400 et 320 nm (de 3.1 eV à 3.87 eV)
- UV (B), pour les longueurs d'onde comprises entre 320 et 280 nm (de 3.87 eV à 4.43 eV)
- UV (C), pour les longueurs d'onde comprises entre 280 et 200 nm (de 4.43 eV à 6.20 eV)
- Ultraviolet lointain, pour les longueurs d'onde comprises entre 200 et 10 nm (de 6.2 eV à 124 eV).

L'atmosphère terrestre ne permet pas une libre propagation de la lumière lorsque la longueur d'onde est inférieure à 200 nm. Un niveau de vide élevé est alors nécessaire, et c'est la raison pour laquelle l'ultraviolet lointain est appelée « UV du vide » (*vacuum* UV ou VUV).

Quelques applications importantes des détecteurs UV sont les suivantes :

- Calibration d'émetteurs: dosimétrie et imagerie UV, incluant des mesures d'illumination solaire et des études astronomiques;
- Détecteurs de flammes (systèmes d'alerte de feu, détection de panaches de missiles, contrôle de combustion de moteurs);
- Communications optiques dans l'espace (communications sécurisées intra- et inter-satellites);
- Détection de substances biologiques et chimiques (détection d'ozone, détermination du niveau de pollution de l'air, détection d'agents biologiques,... etc.).

Le photodétecteur idéal pour ces applications est généralement conçu de manière à présenter simultanément une haute réponse absolue, un bon degré de variation du photocourant en fonction de la puissance optique incidente, un faible niveau de bruit et un bon rejet du visible (c'est-à-dire une grande sélectivité spectrale). Le degré de priorité qui est donné à ces différents facteurs dépend bien sûr fortement de la nature de l'application visée. Un temps de réponse court peut être très utile dans les applications où un traitement rapide du signal est nécessaire; c'est généralement le cas dans le domaine de l'imagerie UV.

Aujourd'hui, une large gamme de photodétecteurs UV adaptés à ces applications est disponible. Les tubes photomultiplicateurs sont utilisés depuis longtemps pour la détection UV, et ils sont encore largement répandus dans les laboratoires. Cependant; le besoin croissant de systèmes de détection UV miniaturisés, pour des applications portables ou embarquées, a suscité le développement à grande échelle des photodétecteurs à semi-conducteurs. Les composants actifs y sont principalement des photoconducteurs, des photodétecteurs à jonction *Schottky*, des photodétecteurs "p-i-n" ou des photodétecteurs de type Métal/Semi-conducteur/Métal (MSM). Les semi-conducteurs à petit gap ont d'abord servi pour réaliser la détection UV, tels que le silicium et certains semi-conducteurs III-V (GaP, GaAsP).

Leurs énergies de gap se situent typiquement dans l'infrarouge (Si) ou dans le très proche visible (rouge, GaAsP). Mentionnons cependant que l'insertion coûteuse de filtres passe-haut et de phosphores, est nécessaire dans de telles applications afin d'accorder le système de photo-détection à la gamme spectrale adéquate, et dans certains cas pour éviter aussi la dégradation du matériau semi-conducteur sous illumination UV. Il convient de noter, en outre, que l'utilisation de filtres interférentiels est indispensable dans les applications où un taux de rejet très élevé est nécessaire.

Plus récemment, une nouvelle génération de photodétecteurs UV à semi-conducteurs a vu le jour, elle met en jeu des semi-conducteurs à large bande interdite. Les nitrures d'éléments III représentent aujourd'hui l'une des solutions techniques les plus intéressantes et les plus flexibles pour ce type d'applications.

II. 9 Matériaux pour la détection UV

L'utilisation des semi-conducteurs pour la détection des rayons UV a commencé par les matériaux de petit gap tels que le silicium et certains matériaux III-V comme le GaP et le GaAsP. Ces matériaux présentent l'inconvénient d'être sensibles à la lumière visible ainsi qu'un vieillissement prématuré sous radiations UV. D'où la nécessité d'insérer des filtres optiques qui augmentent la taille et le poids du dispositif tout en réduisant le rendement quantique global du système. Depuis une vingtaine d'années, une nouvelle génération de photodétecteurs UV est apparue, fabriqués à partir de semi-conducteurs de grands gaps tels que le carbure de silicium SiC, le nitrure de gallium GaN et les alliages AlGaN.

II. 10 Types de photodétecteurs

II. 10. 1 Photoconducteurs

Les photoconducteurs représentent le type de photodétecteur le plus simple que l'on puisse imaginer: ils sont constitués d'un barreau semi-conducteur de longueur finie avec deux contacts ohmiques aux extrémités (Fig. II. 3), soit en pratique, une structure de type MSM a électrodes interdigitées.

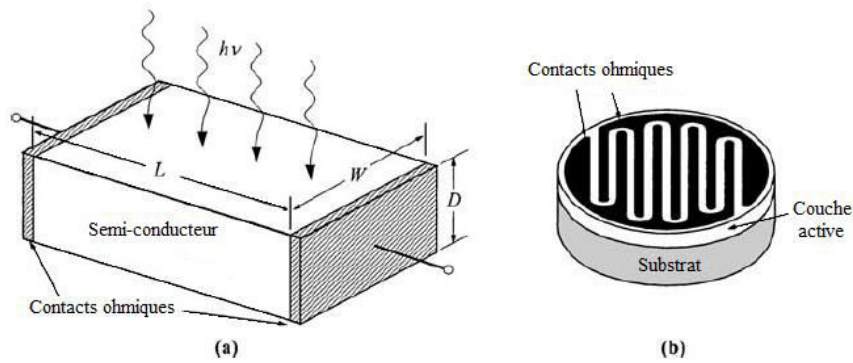


Fig. II. 3: Schéma de deux différents modèles de photoconducteurs. (a) une plaque de semi-conducteur avec deux contacts ohmiques. (b) photoconducteur avec des contacts interdigités [4].

La surface optique active est constituée par la région séparant les deux électrodes de collecte. Quand elle est illuminée, les porteurs photogénérés qui dérivent sous l'effet du champ électrique appliqué produisent un photocourant I_{ph} .

II. 10. 1. 1 Principe de fonctionnement d'un photoconducteur sous illumination

En supposant un flux de photons constant frappant uniformément la surface $A = W \times L$ d'un photoconducteur, le nombre total de photons arrivant à la surface est $(P_{opt}/h\nu)$ par unité de temps, où P_{opt} représente la puissance optique incidente, et $h\nu$ l'énergie photonique.

À l'état stable, le taux de génération de porteurs (G_e) doit être égal au taux de recombinaison. Si l'épaisseur du dispositif (D) est beaucoup plus grande que la profondeur de pénétration de la lumière ($1/\alpha$) de sorte que toute la puissance lumineuse est absorbée, le taux de génération et de recombinaison des porteurs de charges à l'état d'équilibre par unité de volume est donné par [4]:

$$G_e = \frac{n}{\tau} = \frac{\eta(P_{opt}/h\nu)}{wLD} \quad (\text{II.17})$$

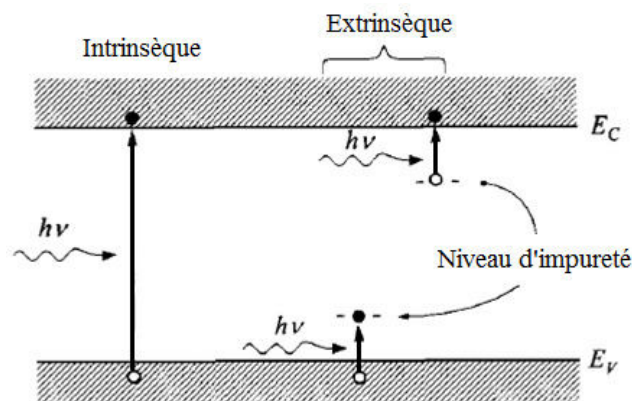


Fig II. 4: Processus de photo-excitation intrinsèque d'une bande à l'autre, et photo-excitation extrinsèque entre les niveaux d'impuretés et les bandes [4].

Où, τ est la durée de vie du porteur de charge, η est le rendement quantique (nombre de porteurs de charge générés par photon), n représente la densité de porteurs en excès. Pour un photoconducteur intrinsèque, le photocourant circulant entre les électrodes est exprimé par:

$$I_p = \sigma E w D = (\mu_n + \mu_p) n q E w D \quad (\text{II.18})$$

où, E est le champ électrique appliqué dans le photoconducteur, et $n = p$. en remplaçant n dans l'équation (II.18), par sa valeur issue de l'équation (II.17), on obtient:

$$I_p = \sigma E w D = q \frac{(\mu_n + \mu_p) \tau E}{L} \left(\frac{\eta P_{opt}}{h\nu} \right) \quad (\text{II.19})$$

Si nous définissons le photocourant primaire comme:

$$I_{ph} = q \left(\frac{\eta P_{opt}}{h\nu} \right) \quad (\text{II.20})$$

le gain du photocourant G , à partir de l'équation (II.19) est:

$$G_a = \frac{I_p}{I_{ph}} = \frac{(\mu_n + \mu_p) \tau E}{L} = \tau \left(\frac{1}{t_{rn}} + \frac{1}{t_{rp}} \right) \quad (\text{II.21})$$

où, t_{rn} et t_{rp} sont les temps de transit des électrons et de trous à travers les électrodes. Le gain dépend des rapports entre les durées de vie des porteurs de charges et le temps de transit, et il est un paramètre critique dans les photoconducteurs.

Le principal intérêt du dispositif photoconducteur est son gain élevé. La réponse des photoconducteurs est, pour un même matériau, supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à celle des autres photodétecteurs (ex.: photodiodes). En revanche, ses performances (bande passante, détectivité, bruit,...) sont dégradées.

Les photoconducteurs à base de GaN ou AlGaIn dopé au silicium se caractérisent par une réponse absolue qui dépend beaucoup de la puissance lumineuse incidente P_{opt} , et qui est proportionnelle sur plus de 5 décades à $P^{-\gamma}$, avec $0.5 < \gamma < 0.95$ [6,7]. Ce comportement est indépendant de la longueur d'onde d'excitation. La valeur de γ dépend cependant de l'échantillon, et d'une manière générale, décroît en fonction de la résistivité électrique. En raison des effets de photoconductivité persistante (PPC), les détecteurs montrent une réponse transitoire extrêmement lente et non exponentielle, ce qui a aussi été observé par d'autres auteurs [8].

II. 10. 2 Photodétecteur "p-i-n" (p-n)

Le photodétecteur "p-i-n" est un cas particulier des photodiodes de type jonction "p-n", et représente l'une des photodétecteurs les plus communs, car l'épaisseur de la région de déplétion (couche intrinsèque) peut être adaptée pour optimiser l'efficacité quantique.

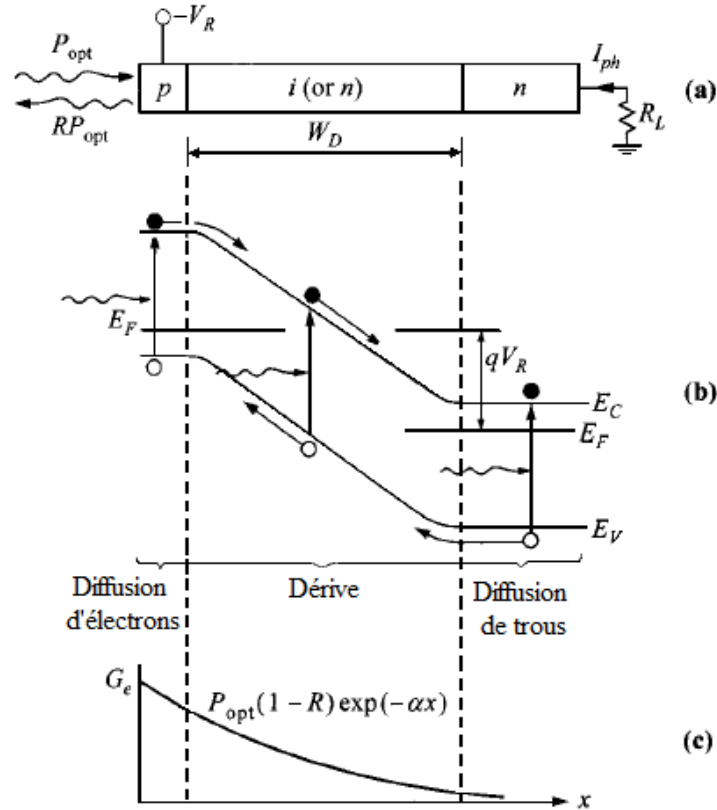


Fig. II. 5: Fonctionnement de la photodiode. (a) Vue en coupe de la diode "p-i-n". (b) Diagramme de bandes d'énergie sous polarisation inverse. (c) Taux de génération optique [4].

La figure (II. 5) montre une représentation schématique d'une photodiode "p-i-n" et de son diagramme de bandes d'énergie sous une polarisation inverse, ainsi que le taux de génération optique. L'accroissement de la largeur de la zone de charge d'espace sous une polarisation inverse produit également une diminution de la capacité du composant, ce qui rend ainsi la structure "p-i-n" particulièrement bien adaptée pour un fonctionnement rapide.

II. 10. 2. 1 Fonctionnement d'un photodétecteur "p-i-n" (p-n)

L'absorption de la lumière dans un semi-conducteur produit des paires électron-trou. Les paires produites dans la zone de déplétion ou dans la limite de la longueur de diffusion seront séparé par le champ électrique, conduisant à l'écoulement du courant dans le circuit externe.

En régime permanent, la densité totale du photocourant à travers la région de déplétion sous polarisation inverse, est donnée par:

$$J_{tot} = J_{dr} + J_{diff} \quad (II.22)$$

où J_{dr} est le courant de dérive dû aux porteurs générés dans la région de déplétion, et J_{diff} représente le courant de diffusion dû aux porteurs générés en dehors de la région de déplétion.

En supposant que le courant de génération thermique est négligé et que la couche "p" de surface est beaucoup plus mince que $1/\alpha$. Se référant à la figure (II. 5 (c)), le taux de génération optique est donné par:

$$G_e(x) = \phi_0 \alpha \exp(-\alpha x) \quad (II.23)$$

Où ϕ_0 est le flux de photons incidents par unité de surface donné par l'expression:

$$\phi_0 = P_{opt}(1 - R)/Ah\nu \quad (II.24)$$

Où R est le coefficient de réflexion, et A est la surface du dispositif.

Le courant de dérive J_{dr} est donc donné par :

$$J_{dr} = -q \int_0^{w_D} G_e(x) dx = q\phi_0[1 - \exp(-\alpha w_D)] \quad (II.25)$$

Où w_D est la largeur de la zone de déplétion.

Pour $x > w_D$, la densité de porteurs minoritaires (trous) dans le semi-conducteur est déterminé par l'équation de diffusion unidimensionnelle suivante :

$$D_p \frac{\partial^2 p_n}{\partial x^2} - \frac{p_n - p_{n0}}{\tau_p} + G_e(x) = 0 \quad (II.26)$$

Où D_p est le coefficient de diffusion des trous, τ_p représente la durée de vie des transporteurs excédentaires et p_{n0} la densité de trous en équilibre.

La solution de l'équation (II.26) sous les conditions aux limites: $p_n = p_{n0}$ pour $x = \infty$ et $p_n = 0$ pour $x = w_D$, est donné par :

$$p_n = p_{n0} - [p_{n0} + C_1 \exp(-\alpha w_D)] \exp\left(\frac{w_D - x}{L_p}\right) + C_1 \exp(-\alpha x) \quad (II.27)$$

Avec :

$$L_p = \sqrt{D_p \tau_p} \quad (II.28)$$

$$C_1 \equiv \left(\frac{\phi_0}{D_p} \right) \frac{\alpha L_p^2}{1 - \alpha^2 L_p^2} \quad (\text{II.29})$$

La densité de courant de diffusion est donnée par :

$$J_{diff} = -qD_p \left. \frac{\partial p_n}{\partial x} \right|_{x=w_D} = q\phi_0 \frac{\alpha L_p}{1 + \alpha L_p} \exp(-\alpha w_D) + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p} \quad (\text{II.30})$$

La densité totale de courant représente la somme de J_{dr} et J_{diff} :

$$J_{tot} = q\phi_0 \left[1 - \frac{\exp(-\alpha w_D)}{1 + \alpha L_p} \right] + \frac{qp_{n0}D_p}{L_p} \quad (\text{II.31})$$

Dans des conditions d'exploitation normales, le terme du courant d'obscurité impliquant p_{n0} est beaucoup plus petit de sorte que le photocourant total soit proportionnel au flux de photons. Le rendement quantique est exprimé par :

$$\eta = \frac{AJ_{tot}/q}{P_{opt}/h\nu} = (1 - R) \left[1 - \frac{\exp(-\alpha w_D)}{1 + \alpha L_p} \right] \quad (\text{II.32})$$

En pratique, l'efficacité quantique est inférieure à 1 à cause du mécanisme de réflexion et l'absorption d'une partie de la lumière incidente en dehors de la zone de déplétion.

II. 10. 3 Photodétecteur à hétérojonction

Une photodiode peut être utilisée en hétérojonction où la jonction est formée entre deux semi-conducteurs à gap différents. L'avantage majeur d'un photodétecteur en hétérojonction est que l'efficacité quantique ne dépend pas, de façon critique, de la distance entre la jonction et la surface, car un matériau à large gap énergétique peut être transparent et utilisé comme une fenêtre pour la transmission de la puissance optique incidente.

En outre, l'hétérojonction peut fournir des combinaisons entre matériaux uniques de sorte que l'efficacité quantique et la vitesse de réponse puissent être optimisées pour une longueur d'onde d'un spectre optique donné. Un autre avantage est le courant d'obscurité réduit dans ce type de jonctions.

Pour obtenir une hétérojonction avec un faible courant de fuite, les constantes de réseau des deux semi-conducteurs doivent être strictement compatibles.

II. 10. 4 Photodétecteur à barrière de Schottky

Une diode de type structure métal/semi-conducteur (structure Schottky) peut être utilisée comme photodétecteur à haute efficacité. Ce type de photodiode peut fonctionner en deux modes tout dépend de l'énergie des photons:

1- Pour $h\nu > E_g$, (Fig. II. 6) le rayonnement incident produit des paires électron-trou dans le semi-conducteur, et les caractéristiques générales de la photodiode sont très similaires à celles des photodiodes "p-i-n". L'efficacité quantique est donnée par une expression similaire de l'équation (II.32).

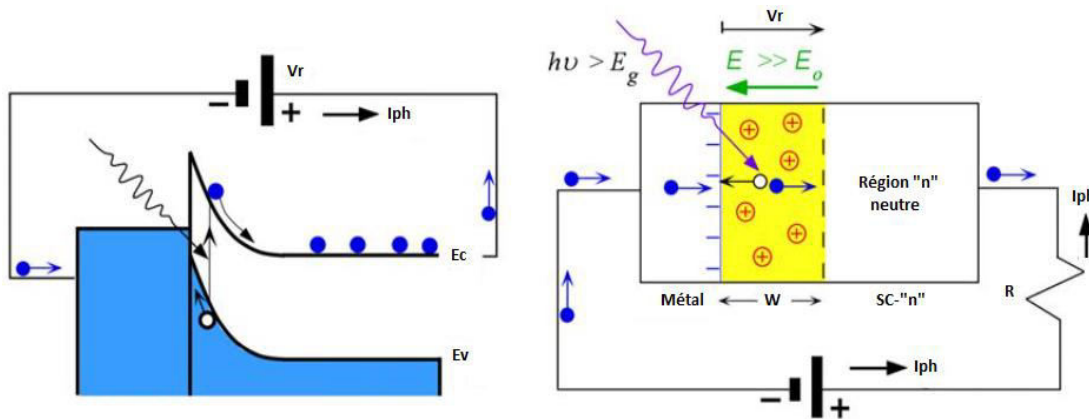


Fig. II. 6: Excitation bande-à-bande de la paire électron-trou ($h\nu > E_g$).

2- Pour $q\phi_b < h\nu < E_g$, (Fig. II. 7) les électrons photo-excités dans le métal peuvent surmonter la barrière et être assemblés par le semi-conducteur. Ce processus est appelé photoémission interne et a été largement utilisé pour déterminer la hauteur de la barrière de Schottky et pour étudier le transport des électrons chauds dans les films métalliques.

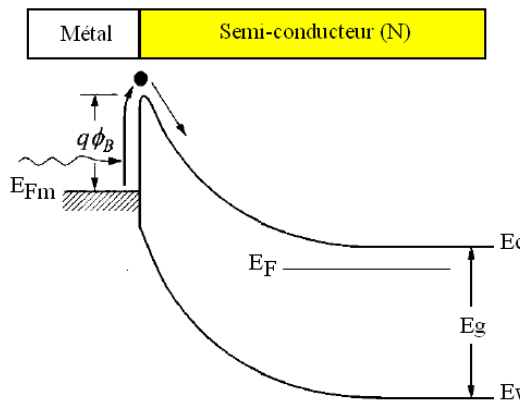


Fig. II. 7: Photoémission interne des électrons excités du métal au semi-conducteur

$(q\phi_b < h\nu < E_g)$ [4].

- Pour le premier processus ($h\nu > E_g$) et lors de l'application d'une polarisation inverse élevée, la diode peut être utilisée comme une photodiode à avalanche.
- Pour le deuxième processus ($q\phi_b < h\nu < E_g$), le photon est absorbé dans la couche métallique et un électron est excité à une énergie plus élevée. Ces électrons chauds ont des impulsions dans des directions aléatoires, et ceux qui ont un excès d'énergie plus grand que la hauteur de la barrière de potentiel vont être expulsés vers le semi-conducteur et contribuent ainsi au photocourant.

Le processus de photoémission interne dépend de l'énergie, et l'efficacité quantique est donnée par [4]:

$$\eta = C_F \frac{(h\nu - q\phi_b)^2}{h\nu} \quad (\text{II.33})$$

Où C_F est le coefficient d'émission de *Fowler*. Ce phénomène est souvent appliqué pour mesurer la hauteur de la barrière. Pour éviter une grande réflexion et pertes d'absorption lorsque la diode est éclairée à travers le contact métallique, ce dernier doit être très fin, et une couche antireflet doit être utilisée. En utilisant une couche intrinsèque à faible dopage, une photodiode "métal-i-n" similaire à la diode "p-i-n" peut être réalisée. Cette structure est avantageuse principalement pour l'excitation bande à bande.

Les photodétecteurs *Schottky* sont particulièrement utiles dans le visible et l'ultraviolet. Dans ces régions, les coefficients d'absorption dans la plupart des semi-conducteurs sont très élevés (de l'ordre de 10^5 [cm⁻¹] ou plus). Il est possible de choisir un bon contact métallique et antireflet de sorte qu'une grande partie du rayonnement incident peut être absorbé près de la surface du semi-conducteur.

Le courant d'obscurité dans une diode *Schottky* est dû à l'émission thermoïonique des porteurs majoritaires. Les photodétecteurs *Schottky* ont la capacité de détecter à grande vitesse et longues longueurs d'ondes sans avoir besoin d'utiliser un semi-conducteur avec un petit gap énergétique.

II. 10. 5 Photodétecteur MSM

La structure MSM est constituée de deux électrodes *Schottky* qui souvent s'interpénètrent sous la forme d'un peigne interdigité, laissant entre deux contacts une surface libre de semi-conducteur qui constitue la zone active destinée à absorber la lumière. Pour cette raison, chaque contact ayant une caractéristique courant-tension $I(V)$ similaire à celle d'une jonction classique, et le photodétecteur MSM se comporte comme deux diodes en série placées en inverse l'une par

rapport à l'autre. Sous polarisation électrique, l'une des diodes étant forcément en inverse, le courant d'obscurité passant à travers la structure est très faible et, dans la mesure où les deux contacts *Schottky* sont identiques, la symétrie du composant donne lieu à une caractéristique globale $I(V)$ symétrique où pour chaque polarisation (directe ou inverse) correspond un comportement de la jonction M/SC en inverse [2,9].

Si la tension de polarisation est suffisamment élevée, la zone entre les électrodes où règne un champ électrique est complètement désertée. Le principe de base de ce photodétecteur est d'absorber la lumière dans la zone active du semi-conducteur en désertion, afin que les paires électron-trou générées soient séparées sous l'effet de la force électrique. Chaque porteur étant ensuite directement collecté par une électrode.

Les photodétecteurs MSM bénéficient d'un procédé de fabrication simple, car il n'est pas nécessaire de réaliser un dopage contrairement aux photodiodes de type "p-i-n". Les contacts sont directement réalisés sur le semi-conducteur. De plus la capacité de ces photodiodes est généralement très faible.

II. 10. 6 Photodétecteur à avalanche

Les photodétecteurs à avalanche (PDA) sont des jonctions "p-n" polarisées en inverse, exploitant le phénomène d'ionisation par impact pour obtenir un gain interne du signal.

Dans toute diode polarisée en inverse, il existe toujours un courant de porteurs minoritaires traversant la jonction. Ces porteurs sont générés par effet thermique dans les centres de génération du cristal, ou par effet photoélectrique. En effet, les photons absorbés dans le semi-conducteur excitent des électrons qui passent alors de la bande de valence à la bande de conduction. Ce phénomène s'appelle l'effet photoélectrique. Conséquemment, le courant augmente proportionnellement à l'intensité lumineuse.

En polarisant la diode tout près de la tension de claquage, le champ électrique dans la jonction accélère suffisamment les porteurs pour obtenir de l'ionisation par impact. Ainsi, les porteurs entrant en collision avec les électrons de la couche extérieure des atomes de la matrice, ont suffisamment d'énergie pour éjecter ces électrons, formant de nouvelles paires électrons-trous. Cette nouvelle paire peut à son tour provoquer une nouvelle ionisation, multipliant le courant total dans la diode. Les électrons dominent largement l'ionisation dans une PDA, donc la multiplication diminue d'elle-même quand les électrons quittent la zone de fort champ électrique. Une PDA possède un gain d'environ $10^2 - 10^3$, permettant de détecter des luminosités relativement faibles [10].

Le tableau (II. 1) résume les avantages et les inconvénients pour chacun des dispositifs présentés précédemment.

Tableau II. 1: Paramètres récapitulatifs des avantages et inconvénients des différents types de détecteurs UV.

Photoconducteur	Photodétecteur MSM	Photodétecteur Schottky	Photodétecteur PIN
Principe			
- Dépend de la tension de polarisation - Nécessite un contact ohmique si le matériau est dopé.	- En théorie, indépendant de la tension de polarisation - Contacts <i>Schottky-Schottky</i>	- Indépendant de la polarisation (courant par effet tunnel) - Contacts <i>Schottky-Ohmique</i>	- Indépendant de la polarisation - Contacts Ohmique-Ohmique
Avantages			
- Gain élevé	- Taux de rejet élevé - Réponse rapide - Faible bruit (< pA)	- Taux de rejet élevé - Réponse rapide - Faible bruit (< pA)	- Taux de rejet élevé - Réponse rapide - Faible bruit (< fA)
Inconvénients			
- Taux de rejet UV/Visible petit. - Bruit important - Mauvais contact ohmique	- Faible réponse (due à la surface recouverte par le contact métallique) - Pas de gain	- Faible réponse - pas de gain	- Faible réponse - Nécessite un dopage "n" et "p" - Faisabilité - Mauvais contact ohmique

II. 11 Conclusion

Ce chapitre décrit le principe de fonctionnement ainsi que les principaux paramètres clés (bande passante, efficacité de collection de charge, réponse spectrale et rendement quantique, détectivité spécifique D^*) qui caractérisent un photodétecteur. Nous avons présenté aussi dans ce chapitre une description de quelques composants photodétecteurs comme le photoconducteur, le détecteur "p-i-n", le détecteur à barrière de *Schottky*, le détecteur MSM, le photodétecteur à avalanche, avec un tableau présentant les avantages et les inconvénients pour chacun des dispositifs présentés.

Références

- [1] W. Hassis, *Etude de structures avancées pour la détection IR quantique à haute température*, Thèse de Doctorat (2014), Université Joseph Fourier-Grenoble1, France.
- [2] L. VIROT, *Développement de photodiodes à avalanche en Ge sur Si pour la détection faible signal et grande vitesse*, Thèse de Doctorat (2014), Université Paris-sud, France.
- [3] J. P.Ponpon, *Détecteurs à semi-conducteurs, principes et matériaux pour la détection et l'imagerie des rayonnements*, Ellipses, (2007).
- [4] S.M. Sze, K. Ng Kwok, *Physics of Semiconductors Devices*, Wiley New York, 2007.
- [5] R.C. Jones, *Performance of detectors for visible and infrared radiation*, In Advances in Electronics, Vol. 5 Academic Press, New York, 1952.
- [6] E. Monroy, F. Calle, E. Muñoz, F. Omnès, B. Beaumont, P. Gibart, J. Electron. Mater. 28, 238 (1999).
- [7] E. Muñoz, E. Monroy, J.A. Garrido, I. Izpura, F.J. Sanchez, M.A. Sanchez-Garcia, E. Calleja, B. Beaumont, P. Gibart, Appl. Phys. Lett. 71, 870 (1997).
- [8] B.Shen, K.Yang, L.Zhan, Z.Chen, Y.Zhou, P.Chen, R.Zhan, Z.Huang, H.Zhou, and Y. Zheng, Jpn. J. Appl. Phys. 38,767 (1999).
- [9] H. A. Barkad, *Conception et réalisation de photodétecteurs X-UV à base de matériaux à large bande interdite destinés à des applications spatiales*, Thèse de Doctorat (2014), Université Paris-sud, France.
- [10] A. C. Therrien, *Modélisation de photodétecteurs a base de matrices de diodes avalanche monophotoniques pour tomographie d'émission par positrons*, Thèse de Master (2013), Université de Sherbrooke (Canada).

Chapitre III

Modélisation et simulation numérique

III. 1 Introduction

Afin de simuler les caractéristiques électro-optiques des photodétecteurs *Schottky* et "p-i-n", le logiciel Silvaco-Atlas a été utilisé. L'outil ATLAS permet de simuler le comportement électrique et opto-électrique des composants. Cet outil est basé sur des modèles physiques et statistiques et requièrent une connaissance préalable de la physique mise en jeu dans les composants que l'on souhaite modéliser. Les paramètres de la plupart des modèles peuvent être définis par l'utilisateur, laissant ainsi la possibilité d'utiliser des valeurs issues de la littérature.

Dans ce chapitre, nous allons discuter la physique de base pour les dispositifs à semi-conducteurs puis on va présenter une étude des contacts métalliques en s'appuyant sur la théorie de la structure métal / semi-conducteur, permettant la réalisation d'un contact ohmique ou *Schottky* du composant. Après, on va évoquer les principaux modèles physiques utilisés dans la simulation tel que: les processus de recombinaison *Shockley-Read-Hall* (SRH) et Auger, génération-recombinaison optique, l'ionisation incomplète, l'ionisation par impact, la dépendance à la température du gap énergétique, de la concentration intrinsèque ainsi que la mobilité des porteurs.

III. 2 Simulations des propriétés électriques

Des années de recherche dans la physique de base pour les dispositifs à semi-conducteurs ont conduit à la réalisation d'un modèle mathématique. Ce modèle est capable d'opérer dans quasiment n'importe quel dispositif. Il consiste en un ensemble fondamental d'équations qui rassemblent le potentiel électrostatique et les densités de porteurs de charge dans un domaine de simulation bien précis. Ces équations, qui sont résolues via des logiciels spécifiques de simulation des dispositifs à base de semi-conducteurs, sont dérivées des équations de *Maxwell* [1,2]. Elles sont principalement : L'équation de *Poisson*, les équations de continuité et les équations de transport [3]. L'équation de *Poisson* lie les variations dans le potentiel électrostatique aux densités locales de charge. Les équations de continuité ou de transport décrivent le mode par lequel les densités de porteurs évoluent en fonction des phénomènes de transport, de génération et de recombinaison.

III. 2. 1 Equation de Poisson

L'équation de *Poisson* est la plus importante des équations de *Maxwell* [4]. Elle est déduite de la loi de *Gauss* :

$$\vec{\nabla} \vec{D} = \rho_V(\vec{r}) \quad (\text{III.1})$$

Qui dit que la variation spatiale de l'induction électrique (\vec{D}) est égale à la densité volumique nette de charges libres (ρ_V). \vec{r} est le vecteur de position. Et si on néglige les situations particulières de très hautes fréquences nous arrivons à une expression simplifiée pour \vec{D} :

$$\vec{D} = \varepsilon \vec{E} \quad (\text{III.2})$$

Où ε représente la permittivité électrique du semi-conducteur $\varepsilon = \varepsilon_0 \times \varepsilon_r$, ε_0 est la permittivité du vide et ε_r est la permittivité relative du matériau; \vec{E} représente le champ électrique.

Comme le champ magnétique extérieur est négligé, la loi de *Faraday* pour l'induction [5] est nulle et comme le rotationnel du gradient d'une fonction est zéro, nous pouvons définir le potentiel électrique scalaire, ψ , ainsi :

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \psi \quad (\text{III.3})$$

En fait, ψ représente la position en énergie du niveau local du vide.

En introduisant les équations (III.2) et (III.3) dans l'équation (III.1) nous trouvons l'équation de *Poisson* :

$$\vec{\nabla}^2 \psi = -\rho_V(\vec{r})/\varepsilon \quad (\text{III.4})$$

Qui, en coordonnées cartésiennes s'écrit :

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = -\rho_V(x, y, z)/\varepsilon \quad (\text{III.5})$$

III. 2. 2 Equations de continuité pour les porteurs de charge

Les équations de continuité décrivent la vitesse de variation en fonction du temps des concentrations de porteurs. Les causes de la variation des concentrations de trous ou d'électrons sont:

- les générations dues aux agents externes (qui sont souvent la création de paires électron-trou par illumination,..);
- les générations-recombinaisons internes (recombinaison thermique, piègeages,..);
- les phénomènes de transport (par la présence de courants de conduction ou de diffusion).

La forme des équations est:

➤ Equation de continuité d'électrons:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = G_L(\vec{r}) - R_n(p(\vec{r}), n(\vec{r})) + \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n(\vec{r}, t) \quad (\text{III.6})$$

➤ Equation de continuité des trous:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = G_L(\vec{r}) - R_p(p(\vec{r}), n(\vec{r})) - \frac{1}{q} \vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p(\vec{r}, t) \quad (\text{III.7})$$

Où G_L est le taux de génération des paires électron-trou par des agents externes; R_n et R_p sont respectivement les taux nets de recombinaison thermique (internes) d'électrons et de trous; n et p sont les concentrations d'électrons et de trous; \vec{J}_n et \vec{J}_p sont les densités de courants d'électrons et de trous.

Dans la suite, pour simplifier les expressions des équations, nous n'écrirons pas leur dépendance en \vec{r} . Aussi, les équations se simplifient beaucoup si nous traiterons que des situations stationnaires :

$\frac{\partial n}{\partial t} = 0$ et $\frac{\partial p}{\partial t} = 0$, ce qui signifie que les quantités de porteurs ne sont fonctions que de la position [6].

En réalité, il faut remarquer que, dans la physique des semi-conducteurs, la génération et la recombinaison des porteurs sont des procédés à travers lesquels sont créés et éliminés d'électrons et de trous mobiles. La génération et la recombinaison des porteurs sont des processus fondamentaux dans le fonctionnement des dispositifs à semi-conducteurs optoélectroniques comme les photodiodes, les LEDs et les LDs.

Leur unité fondamentale est la paire électron-trou qui correspond à la transition d'un électron entre la bande de valence et la bande de conduction.

III. 2. 3 Equations de transport et expressions des densités de courant

Dans le cas des hypothèses de base des équations de la physique des semi-conducteurs, les causes de l'apparition des courants électriques sont le champ électrique et le gradient des

concentrations des porteurs de charge. Les courants déterminés par le champ électrique s'appellent *courants de champ* ou *courants de dérive*. Et les courants déterminés par le gradient de concentration des porteurs s'appellent *courants de diffusion*.

Nous définissons, classiquement, le niveau de *Fermi* comme le niveau énergétique pour lequel la probabilité d'occupation d'un état par un porteur de charge est un demi (équilibre thermodynamique). Dans le cas hors équilibre thermodynamique nous définissons deux quasi-niveaux de *Fermi*, un pour les électrons et un pour les trous, E_{Fn} et E_{Fp} , qui expriment la modification de la probabilité d'occupation des états.

Ainsi les densités de courants, \vec{J}_n et \vec{J}_p , des équations de continuité peuvent être approximées à l'aide de la théorie de transport de *Boltzmann* [4] par le modèle de dérive-diffusion. En utilisant les quasi-niveaux de *Fermi* d'électrons et de trous (E_{Fn} et E_{Fp}) leurs expressions sont [4] :

$$\vec{J}_n = \mu_n n \vec{\nabla} E_{Fn} \quad (\text{III.8})$$

$$\vec{J}_p = \mu_p p \vec{\nabla} E_{Fp} \quad (\text{III.9})$$

Où q est la charge électronique et μ_n et μ_p sont les mobilités d'électrons et de trous.

Les expressions pour les concentrations d'électrons et de trous (à l'état de non équilibre thermodynamique) sont :

$$n = 2 \left[\frac{2\pi m_n k_B T}{h^2} \right]^{3/2} e^{-(E_c - E_{Fn})/k_B T} \quad (\text{III.10})$$

$$p = 2 \left[\frac{2\pi m_p k_B T}{h^2} \right]^{3/2} e^{-(E_{Fp} - E_v)/k_B T} \quad (\text{III.11})$$

Avec m_n et m_p les masses effectives d'électrons et de trous; E_c et E_v les bords des bandes d'énergie de conduction et de valence; k_B la constante de *Boltzmann* et T la température exprimée en Kelvin.

Les notations N_c et N_v sont appelées les densités effectives d'états de conduction et de valence.

Par rapport à l'énergie du vide, $-q\psi$, et en fonction de l'affinité électronique, $q\chi$, les expressions de la bande de conduction et de la bande de valence sont :

$$E_c = -q\psi - q\chi \quad (\text{III.12})$$

$$E_v = -q\psi - q\chi - E_g \quad (\text{III.13})$$

Où $E_g = E_c - E_v$ représente l'énergie de gap, i.e. la différence entre le plus bas niveau énergétique de la bande de conduction et le plus haut niveau énergétique de la bande de valence.

En introduisant les expressions (III.10) et (III.11) dans (III.8) et (III.9) et connaissant la dérivée de la fonction "ln" nous trouvons les expressions suivantes pour \vec{J}_n et \vec{J}_p :

$$\vec{J}_n = \mu_n n \vec{\nabla} E_c + q D_n \vec{\nabla} n - q n D_n \vec{\nabla} (\ln N_c) \quad (\text{III.14})$$

$$\vec{J}_p = \mu_p p \vec{\nabla} E_v - q D_p \vec{\nabla} p + q p D_p \vec{\nabla} (\ln N_v) \quad (\text{III.15})$$

Avec D_n et D_p les coefficients d'Einstein qui ont pour expressions :

$$D_n = \frac{k_B T}{q} \mu_n \quad (\text{III.16})$$

$$D_p = \frac{k_B T}{q} \mu_p \quad (\text{III.17})$$

Les équations (III.14) et (III.15) sont les deux équations du système de *Shockley*.

III. 2. 4 Diffusion

Les courants de diffusion sont générés par l'existence d'une concentration non uniforme d'électrons ou de trous dans le semi-conducteur. Il est nettement plus probable qu'une charge d'une zone de concentration élevée se déplace vers une zone de basse concentration que l'inverse. Ce phénomène de diffusion est décrit quantitativement par la première loi de *Fick* [3] qui montre la proportionnalité entre le flux de particules (\vec{F}) et le gradient de leur concentration ($\vec{\nabla} C$) selon la relation :

$$\vec{F} = -D \cdot \vec{\nabla} C \quad (\text{III.18})$$

Le facteur de proportionnalité, D , s'appelle *coefficient de diffusion*.

En appliquant la relation (III.18) pour les électrons ($C = n$) et les trous ($C = p$), nous trouvons les densités des courants de diffusion:

$$\vec{J}_{n,diff} = -q \vec{F}_n = q D_n \vec{\nabla} n \quad (\text{III.19})$$

$$\vec{J}_{p,diff} = q \vec{F}_p = -q D_p \vec{\nabla} p \quad (\text{III.20})$$

qui représente en pratique le second terme des équations (III.14) et (III.15).

Notons que le troisième terme des équations (III.14) et (III.15) est aussi un courant de diffusion. Mais il est dû au gradient des densités effectives d'états de la bande de conduction (N_c) pour (III.14) ou de la bande de valence (N_v) pour (III.15).

III. 2. 5 Dérive

En présence d'un champ électrique, le porteur de charge est accéléré entre deux collisions aléatoires. La direction est donnée par le champ électrique et génère un déplacement moyen avec une vitesse donnée par :

$$\vec{v}_n = -\mu_n \vec{E} \quad \text{pour les électrons} \quad (\text{III.21})$$

$$\vec{v}_p = \mu_p \vec{E} \quad \text{pour les trous} \quad (\text{III.22})$$

Dans les mêmes conditions de champ, les vitesses des électrons sont plus grandes que celles des trous (le rapport des mobilités locales varie entre trois et quatre). Donc nous avons beaucoup plus de chance de collecter des électrons que des trous. Le courant de dérive est donné par :

$$\vec{J}_{n,dérive} = -qn\vec{v}_n \quad (\text{III.23})$$

$$\vec{J}_{p,dérive} = qp\vec{v}_p \quad (\text{III.24})$$

Mais l'expression du champ électrique \vec{E} dans les équations (III.21) et (III.22) contient l'effet du potentiel électrique, ψ , sur la structure qui se trouve dans la définition des bandes de conduction et de valence du (III.12) et (III.13). Ainsi, le courant de dérive est représenté dans les expressions (III.14) et (III.15) par le premier terme.

III. 3 Contact métal / semi-conducteur

Le contact métal / semi-conducteur joue un rôle très important dans pratiquement tous les dispositifs électroniques. Dans la présente section, nous allons présenter des généralités sur la structure M / SC; d'abord nous présentons les trois principaux modèles qui déterminent l'existence de la barrière de potentiel dans les contacts métal / semi-conducteur tels que le modèle de *Mott* et *Schottky* [7, 8], le modèle de *Bardeen* [9] et le modèle unifié de *Cowley* et *Sze* [10].

Ces trois modèles sont regroupés dans un modèle dit homogène où il existe une seule barrière de potentiel. Dans un second temps, nous étudions les différents mécanismes de transport à travers la structure M / SC en polarisation directe et inverse. Ensuite, nous présentons le modèle inhomogène de *Werner* et *Güttler* où la barrière de potentiel est supposée fluctuée selon une distribution gaussienne.

III. 3. 1 Contact ohmique

Pour un fonctionnement optimum, le contact métal / semi-conducteur doit présenter un caractère ohmique, c'est à dire que l'interface n'offre aucune barrière de potentiel aux porteurs minoritaires et n'en modifie pas non plus la concentration. Le modèle théorique de l'effet tunnel [11], montre que l'obtention de l'ohmicité est réalisée en créant une zone surdopée au voisinage de l'interface favorisant ainsi le transport des charges par effet tunnel, comme nous le montre la figure ci-dessous.

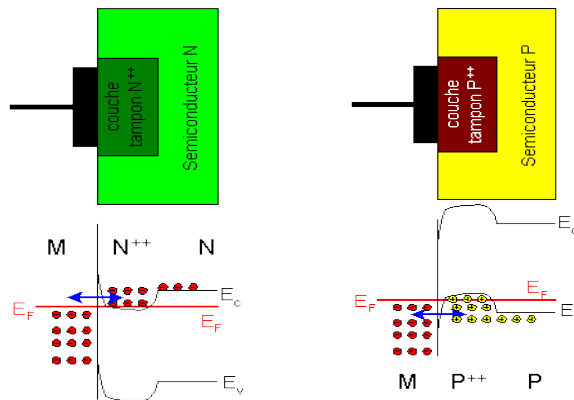


Fig. III. 1: Structures de bandes d'un contact ohmique [12,13]

En pratique, un contact est ohmique lorsque sa résistance est inférieure à l'impédance du dispositif. Il est cependant nécessaire de distinguer deux types de contacts : le contact dit non allié, dans lequel une couche mince s'intercale entre le métal et le semi-conducteur, et le contact allié. Ce dernier, grâce à un long recuit, présente une couche unique réalisant une transition progressive entre le métal et le semi-conducteur.

Enfin, un contact ohmique doit satisfaire aux exigences d'un bon contact :

- bonne stabilité mécanique;
- bonne stabilité électrique;
- Pas de dégradation par électro-migration;
- bonne tenue en température.

Les alliages à base de titane et d'aluminium (Ti/Al) sont utilisés souvent comme contacts ohmiques, mais l'aluminium utilisé présente un risque d'oxydation et de craquage. Par conséquent, des solutions utilisant l'aluminium avec d'autres métaux comme le molybdène, le tantale ou encore le vanadium ont été étudiés pour augmenter la fiabilité des contacts. D'autres solutions sans aluminium comme l'alliage titane/tungstène ont aussi été explorées. L'utilisation de nombreux alliages de Ti/Au, Ni/Au, Pt/Au, Pd/Au, Mo/Au, Ta/Au, Ir/Au, Nb/Au, TaN, TiN, ZrN, TiB₂, CrB₂ and W₂B₅ a permis d'augmenter considérablement la robustesse des contacts. Malgré de nombreux résultats positifs en termes de stabilité de la résistance de contact, aucune solution ne se dégage comme étant la meilleure pour améliorer les performances aux hautes températures ainsi que la fiabilité.

Cependant, la solution la plus communément utilisée reste celle utilisant l'alliage Ti/Al/Ni/Au. Des études intéressantes ont rapporté des variations de la résistance inférieures à 2% lors d'une contrainte de 2000 h sous atmosphère nitrogène à 340 °C [14].

Le tableau III. 1 résume les différents types de métallisations ainsi que les conditions de fabrication reportées dans la littérature.

Tableau III. 1: Métallisations généralement utilisées sur le nitrure de gallium pour la conception d'un contact ohmique.

Métal	Type de GaN	Epaisseur (nm)	Recuit (°C)	Durée de recuit (s)	Résistance spécifique de contact ($\Omega \cdot \text{cm}^2$)	Réf.
Ti/Al	N	300/700	600	-	-	[15]
Ti/Al	N	20/100	900	30s	8×10^{-6}	[15]
Ti/Al	N	-	600	60s	$5-8 \times 10^{-5}$	[16]
Ti/Al/Re/Au	N	15/60/20/50	750	60s	1.3×10^{-6}	[17]
Ti/Al/Ti/Au	N	20/100/40/100	750	60s	3×10^{-5}	[18]
Ni/Au	P	5/5	500	10min	4×10^{-6}	[19]
Ni/Au	P	10/4	500	20min	7×10^{-3}	[20]
Ta/Ti/Al/Ni/Au	N	-	700	1min	7.5×10^{-7}	[21]
Ta/Ti/Al/Ni/Au	N	-	850	30s	7.5×10^{-6}	[22]
Mo/Al/Mo/Au	N	-	600	-	7.5×10^{-6}	[23]

III. 3. 2 Contact *Schottky*

III. 3. 2. 1 Modèle de *Mott et Schottky*

III. 3. 2. 1. 1 Travail de sortie et affinité électronique

La représentation de la structure de bandes d'énergie d'un métal est caractérisée par son travail de sortie $q\Phi_M$ qui est l'énergie nécessaire pour arracher un électron depuis le niveau de *Fermi* du métal. Le semi-conducteur est défini par son affinité électronique $q\chi_S$ qui est l'intervalle d'énergie entre le vide et la bande de conduction et également par son travail de sortie $q\Phi_S$ dont la valeur représente l'intervalle d'énergie entre le vide et son niveau de *Fermi* (Fig. III. 2).

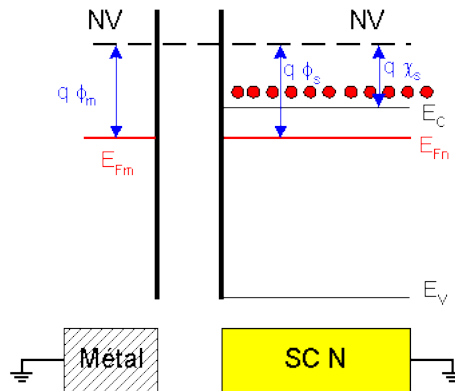


Fig. III. 2: Diagramme énergétique d'un métal et un semi-conducteur de type "n" [12,13].

III. 3. 2. 1. 2 Formation de la barrière *Schottky*

Lorsque les deux matériaux sont mis en contact, et quand le travail de sortie du semi-conducteur est inférieur à celui du métal ($q\Phi_M > q\Phi_S$), les électrons passent du semi-conducteur vers le métal. Il apparaît dans le semi-conducteur une charge d'espace positive et le niveau de *Fermi* s'éloigne d' E_C et se rapproche donc d' E_V au voisinage de la jonction. Cette charge positive est compensée à la surface du métal par une charge négative. Du fait de la très forte concentration électronique dans le métal, l'extension de la zone de charge d'espace coté métal s'effectue sur une fraction de mono-couche atomique [24]. Le régime d'équilibre est alors défini par l'alignement des niveaux de *Fermi* des deux matériaux. Le diagramme énergétique du contact métal / semi-conducteur (type "n") à l'équilibre thermodynamique est représenté dans la figure (III. 3).

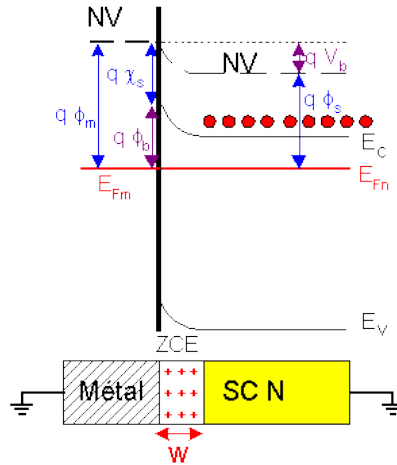


Fig. III. 3: Diagramme énergétique d'un contact métal / semi-conducteur de type "n", dans le cas ($\Phi_M > \Phi_S$) [12,13].

Dans le cas idéal d'absence d'états d'interfaces, ce contact crée une discontinuité de potentiel en surface appelée barrière de potentiel $q\Phi_b$, qui est donnée en règle générale par la différence du travail de sortie du métal et de l'affinité électronique du semi-conducteur :

$$q\Phi_b = q(\Phi_M - \chi_s) \quad (\text{III.25})$$

Il est clair que la création d'une barrière d'énergie va limiter la conduction à travers la structure métal / semi-conducteur. Un effet diode peut être attendu.

La hauteur de la barrière de *Schottky* est le paramètre le plus important dans le contact métal / semi-conducteur, il détermine le comportement électrique des deux contacts (ohmique et *Schottky*). Le processus de transfert de charge se fait par la migration des électrons du semi-conducteur vers le métal, laissant des ions donneurs ionisés près de l'interface M / SC. Le dipôle électrique résultant va progressivement s'opposer à la migration des électrons jusqu'à ce que l'équilibre des charges soit atteint. A ce moment là, un potentiel de surface V_d (potentiel de diffusion), correspondant à la différence entre les travaux de sortie des deux matériaux, va fixer cet état d'équilibre.

III. 3. 2. 1. 3 Zone de charge d'espace

A l'équilibre thermodynamique, les niveaux de *Fermi* sont alignés ce qui entraîne la courbure des bandes vers le haut côté semi-conducteur. Une zone de charge d'espace (ZCE) notée w (positive dans le cas étudié) apparaît alors entre les deux matériaux. Il se crée une accumulation d'électrons à l'interface côté métal. La ZCE créée s'étend davantage côté semi-conducteur alors que

le nombre de charges positives côté semi-conducteur est le même que le nombre de charges négatives accumulées à l'interface côté métal. En effet, les charges négatives accumulées côté métal entraînent également la création d'une ZCE. L'importante densité d'états, présente dans le métal (10^{22} cm^{-3}), entraîne la création de cette ZCE sur quelques angströms seulement, ce qui conduit à une courbure des bandes négligeable. Côté semi-conducteur, les charges proviennent des ions donneurs qui ont une densité d'environ $10^{16} \text{ cm}^{-3} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ répartie dans tout le semi-conducteur, la charge d'espace est donc plus étalée et la courbure des bandes est plus étendue.

Si on applique une tension V positive entre le métal et le semi-conducteur, la bande de conduction s'élève de l'énergie qV et la courbure des bandes diminue comme la montre la figure (III. 4 (a)). La barrière côté métal est inchangée mais celle côté semi-conducteur est réduite. L'équilibre n'existe plus, les électrons passent du semi-conducteur vers le métal en créant un courant direct I qui croît rapidement avec la polarisation.

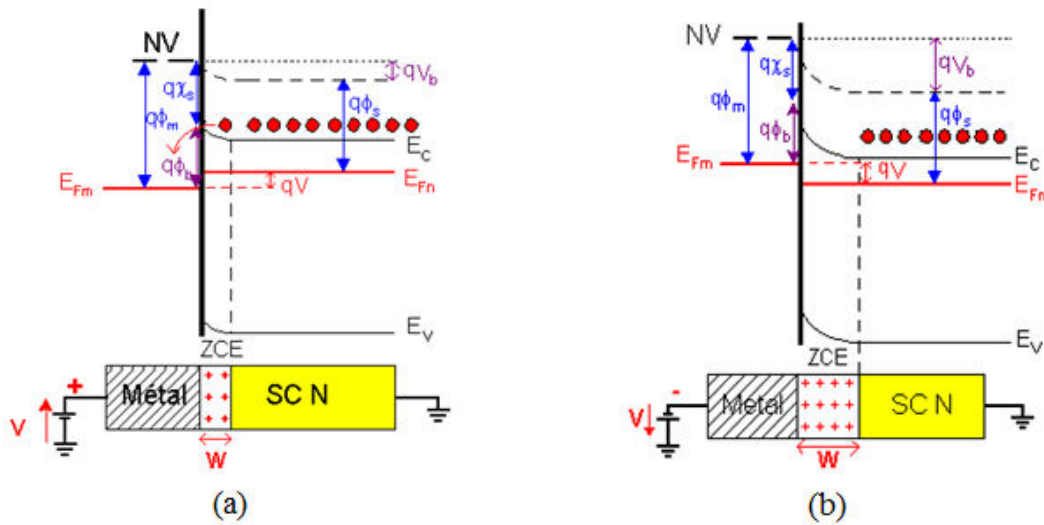


Fig. III. 4: Schémas de bandes d'un contact métal / semi-conducteur de type "n", dans le cas ($\Phi_M > \Phi_S$), pour une tension de polarisation V : (a) positive, (b) négative [12,13].

Si on applique une tension V négative entre le métal et le semi-conducteur, la bande de conduction est abaissée de l'énergie qV ce qui augmente la hauteur de la barrière qui s'oppose à la diffusion des électrons du semi-conducteur vers le métal (Fig. III. 4 (b)).

Le courant d'émission entre le semi-conducteur et le métal n'existe plus, il ne subsiste que le flux de porteurs dans le sens métal-semi-conducteur qui est approximativement constant, puisque les

porteurs voient toujours la même hauteur de barrière ϕ_b . Le courant inverse évolue donc peu avec la polarisation inverse. Le contact ainsi réalisé est de type *Schottky*.

Il faut prendre note que le modèle de *Schottky* suppose un contact parfait entre le métal et le semi-conducteur, c-à-d l'absence de toute couche inter-faciale (oxyde). Selon ce modèle, le comportement électrique de la jonction est simplement déterminé par les valeurs des travaux de sortie, d'affinité électronique et de la largeur de la bande interdite. La hauteur de la barrière dépend alors uniquement des propriétés volumiques du matériau.

III. 3. 2. 2 Modèle de *Bardeen*

Dans ce qui précède, nous avons totalement ignoré la présence des états de surface qui jouent un rôle très important dans les mécanismes de transport à travers le contact métal / semi-conducteur. En effet, à la surface du semi-conducteur, la coupure abrupte du réseau périodique est à l'origine d'un grand nombre d'états électroniques localisés avec des niveaux d'énergie discrets dans la bande interdite. De même, ces états peuvent provenir des impuretés adsorbées à la surface du semi-conducteur. En 1947, *Bardeen* [9] suggéra l'hypothèse suivante: si la densité des états de surfaces était assez élevée ($> 10^{13} \text{ cm}^{-3}$), la hauteur de la barrière serait indépendante du travail de sortie du métal et entièrement déterminée par ces états de surface, alors il se produit un ancrage du niveau de *Fermi* par ces états de surfaces, et par conséquent, un ancrage de la hauteur de barrière.

En fait, le concept de base du modèle de *Bardeen* consiste en la considération de l'existence d'une couche inter-faciale δ très fine (de 2 à 10 Å) qui se présente comme une couche d'oxyde ou d'impuretés qui peuvent se déposer à l'interface M / SC lors de l'élaboration des contacts. Si la densité d'états d'interface est très forte, le passage des porteurs du semi-conducteur vers le métal à travers cette couche ne va pas déplacer la position du maximum des états occupés et le niveau de *Fermi* va rester bloqué près de ϕ_0 . On définit le niveau neutre ϕ_0 , comme étant la valeur mesurée à partir du niveau supérieur de la bande de valence pour lequel les états de surface doivent être remplis pour avoir une neutralité de charge à la surface du semi-conducteur. Ainsi, au contact des deux matériaux, l'échange de porteurs se fait non plus entre le métal et le semi-conducteur mais entre le métal et les états d'interface. Le métal n'agit plus sur la courbure des bandes et la hauteur de la barrière *Schottky* est alors fixée par le blocage du niveau de *Fermi*, comme le montre la figure (III. 5). Dans ce cas, la hauteur de barrière s'écrit :

$$q\phi_b = E_g - q\phi_0 \quad (\text{III.26})$$

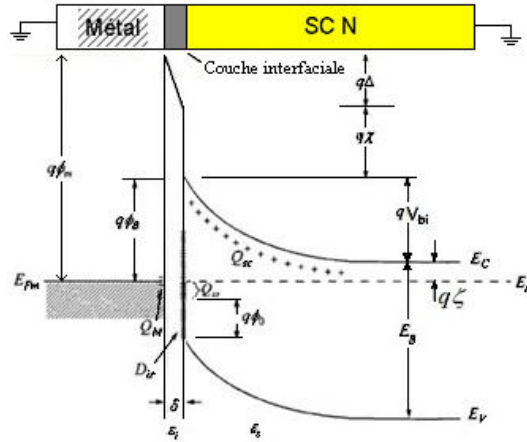


Fig. III. 5: Diagramme énergétique du contact métal / semi-conducteur en présence d'états de surfaces [4].

- Où :
- Q_{ss} : la densité de charge portée sur l'interface du semi-conducteur;
 - D_{it} : la densité d'états d'interface;
 - Q_{sc} : la densité de charge d'espace dans le semi-conducteur;
 - Q_M : la densité de charge surfacique dans le métal;
 - Δ : la chute de tension dans la couche inter-faciale;
 - ϵ_i : la constante diélectrique de la couche inter-faciale.

III. 3. 2. 3 Modèle de Cowley et Sze

Les deux théories citées précédemment représentent chacune un cas limite. Dans la première, la hauteur de la barrière dépend du métal et dans la deuxième, elle dépend des états de surface. Cependant le cas intermédiaire qui est d'ailleurs le plus fréquent, est celui où la barrière est gouvernée à la fois par les états de surface et par les travaux de sortie des matériaux.

A.M. Cowley et S.M. Sze [10], ont proposé une théorie unifiant celle de Schottky et celle de Bardeen. Le concept de base de ce modèle introduit l'existence d'un dipôle dû aux états de surface. On définit ainsi la densité des charges correspondantes Q_{ss} par [25,26]:

$$Q_{ss} = -qD_{it}(E_g - q\phi_0 - q\phi_b) \tag{III.27}$$

Où D_{it} [$V^{-1}cm^{-2}$] est la densité d'états de surface. Dans ce modèle, Cowley et Sze [2] ont inclus la sensibilité de la barrière Schottky au travail de sortie du métal. Dans ce cas la hauteur de barrière en présence d'états d'interface M / SC s'écrit :

$$q\phi_b = \gamma(q\phi_m - q\chi_s) + (1 - \gamma)(E_g - q\phi_0) - \Delta\phi \quad (\text{III.28})$$

Où

$$\gamma = \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_i + q^2 D_{it} \delta} \quad (\text{III.29})$$

$$\Delta\phi = \left(\frac{qE}{4\pi\varepsilon_{sc}} \right)^{1/2} \quad (\text{III.30})$$

$\Delta\phi$ représente l'abaissement de la barrière par effet de la force image ou effet *Schottky*. E étant le champ électrique, et ε_s représente la permittivité du semi-conducteur. Le paramètre sans dimension γ varie entre zéro et l'unité et dépend de la densité des états de surface. Si $q^2 D_{it} \delta \ll \varepsilon_i$, alors γ se rapproche de l'unité et l'équation se ramène à la limite de *Schottky*. Si $q^2 D_{it} \delta \gg \varepsilon_i$, alors γ se rapproche de zéro et l'équation se ramène à la limite de *Bardeen*.

Une autre approche, développée par *Kurtin et al.* [27], considère que la présence d'états de surface est relié au caractère « ionique-covalent » du semi-conducteur. Cette ionicité est mesurée par la différence d'électronégativité des constituants du matériau.

Pour les semi-conducteurs covalents comme le Si ou pseudo-covalents comme le GaAs, le paramètre S est très faible (proche de zéro) impliquant que la hauteur de la barrière est peu sensible au travail de sortie du métal : ainsi le blocage du niveau de *Fermi* est favorisé.

En revanche, pour les matériaux les plus ioniques comme les nitrures d'éléments III, qui présentent une différence d'électronégativité des éléments supérieure à 1 eV, le paramètre S s'approche de 1 et tout se passe comme si le niveau de *Fermi* n'était pas bloqué en surface.

Cependant, plusieurs travaux dans la littérature [28-30] ont montré une contradiction avec les observations de *Kurtin*. En effet dans les hétérostructures d'AlGaIn/GaN, la polarisation spontanée et piézoélectrique de la couche d'AlGaIn génère deux plans de charges opposés de part et d'autre de la surface. Dès lors, pour que la structure soit parfaitement stable, ces plans de charges peuvent être des centres recombinants liés à d'autres espèces ioniques créant ainsi les états de surface, ce qui expliquerait le blocage du niveau de *Fermi*.

III. 3. 2. 4 Modèle de MIGS (*Métal Induced Gap States*)

Le travail de *Heine* [31] a été motivé par l'observation que les valeurs du paramètre γ sont fondamentalement les mêmes pour des interfaces avec et sans une couche interfaciale. Au lieu des états de surface, *Heine* souligne le rôle des (MIGS).

À n'importe quelle interface solide / solide, il y a trois genres d'états électroniques: ceux qui se propagent des deux côtés de la jonction, ceux qui se propagent dans un matériau et s'affaiblissent dans l'autre, et ceux qui s'affaiblissent entre les deux matériaux et sont localisé à l'interface. Les MIGS appartiennent au deuxième groupe; ils ont des énergies dans le gap fondamental de semi-conducteur, et ils affaiblissent exponentiellement du côté semi-conducteur de la jonction.

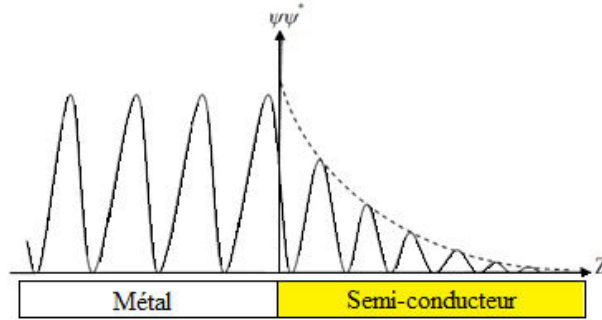


Fig. III. 6: Fonction d'onde à l'interface métal / semi-conducteur [32].

Les queues de MIGS peuvent stocker une charge dans le semi-conducteur, à une certaine distance de la surface du métal, comme dans le cas des états de surface.

L'expression correspondante pour la pente γ a la même forme que dans le modèle de *Cowley* et *Sze*, mais D_{it} est remplacé par la densité extérieure de MIGS, D_{MIGS} , et l'épaisseur δ de couche interfaciale est remplacée par une distance efficace, connexe à la longueur d'affaiblissement δ_{MIGS} de queues de MIGS [32].

III. 3. 2. 5 Zone de charge d'espace (ZCE)

III. 3. 2. 5. 1 Zone désertée

Considérons la structure métal / semi-conducteur de type "n" avec $\phi_M > \phi_{sc}$, en intégrant l'équation de *Poisson* et en supposant que le semi-conducteur est homogène, avec une densité de donneurs excédentaires N_d ionisés à la température ambiante et que la densité d'états d'interface est négligeable [33]. Le champ électrique calculé à une direction x est donné par :

$$E(x) = \frac{qN_d}{\epsilon_{sc}}(x - w) \quad (\text{III.31})$$

w est la largeur de la zone de charge d'espace et ϵ_{sc} représente la constante diélectrique du semi-conducteur. La valeur du champ électrique à l'interface est:

$$E = -\frac{qN_d}{\epsilon_{sc}}w \quad (\text{III.32})$$

Le potentiel scalaire est donné par:

$$V(x) = -\frac{qN_d}{\varepsilon_{sc}} \left(\frac{x^2}{2} - wx \right) \quad (\text{III.33})$$

La tension de diffusion résulte de la différence des travaux de sortie du métal et du semi-conducteur est donné par:

$$V_{bi} = \phi_M - \phi_{sc} \quad (\text{III.34})$$

Cette tension correspond à la différence de potentiel entre la surface du semi-conducteur et son volume:

$$V_{bi} = V(x = w) - V(x = 0) = -\frac{qN_d}{\varepsilon_{sc}} \left(\frac{w^2}{2} - w^2 \right) = \frac{qN_d}{2\varepsilon_{sc}} w^2 \quad (\text{III.35})$$

Par conséquent, l'expression de la largeur de la ZCE à l'équilibre est donnée par:

$$w = \left(\frac{2\varepsilon_{sc}}{qN_d} V_{bi} \right)^{1/2} \quad (\text{III.36})$$

En tenant compte de la contribution des porteurs libres dans la densité de charge (dans l'équation de *Poisson*), l'expression de la largeur de la ZCE devient:

$$w = \left(\frac{2\varepsilon_{sc}}{qN_d} \left(V_{bi} - \frac{kT}{q} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{III.37})$$

III. 3. 2. 5. 2 Capacité de la ZCE

Comme dans la jonction "p-n", toute variation de V entraîne une modulation de w et par suite une modulation de la charge totale développée dans le semi-conducteur, il en résulte que la structure présente une capacité différentielle.

La charge d'espace est donnée par :

$$Q_{sc} = Q_M = qN_d w \quad (\text{III.38})$$

En polarisation inverse, nous avons:

$$w = \left(\frac{2\varepsilon_{sc}}{qN_d} (V_{bi} - V) \right)^{1/2} \quad (\text{III.39})$$

$$C(V) = \left| \frac{dQ}{dV} \right| = \frac{\epsilon_{sc}}{w} \quad (\text{III.40})$$

On peut écrire:

$$C^{-2}(V) = \frac{2}{\epsilon_{sc}qN_d} (V_{bi} - V) \quad (\text{III.41})$$

Cette formule est importante car elle montre qu'en traçant l'inverse du carré de la capacité en fonction de la tension, (qu'il est possible de faire varier), la variation de la pente de la courbe est directement proportionnelle au dopage (Fig. III. 7).

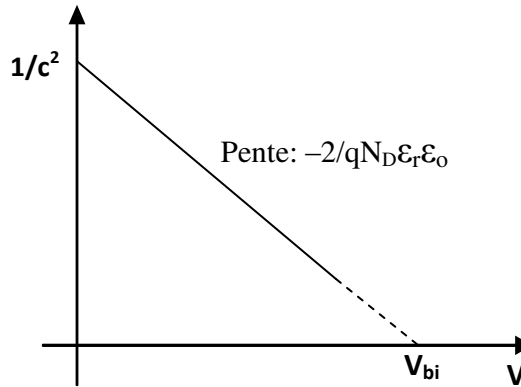


Fig. III. 7: Variation du carré de l'inverse de la capacité en fonction de la tension. La pente de la courbe permet de déterminer la valeur de la concentration de dopant et la hauteur de la barrière à l'équilibre thermodynamique.

III. 3. 2. 6 Abaissement de la barrière: Effet *Schottky*

La hauteur de la barrière ϕ_b du côté métal n'est pas exactement constante mais un peu affectée par la tension appliquée. Un abaissement de ϕ_b est observé à cause de l'effet miroir des charges produites dans le métal par les électrons dans le semi-conducteur. L'étude statistique montre que lorsqu'une charge est au voisinage d'un métal parfait, une charge miroir de même nature mais de signe opposé est créée à l'intérieur du métal à une distance égale à la distance qui sépare la surface du conducteur de la charge initiale. Par conséquent, la charge du semi-conducteur est attirée par le métal ce qui abaisse la barrière de potentiel d'une valeur égale à $\Delta\phi_b$. Cet abaissement de ϕ_b est appelé l'effet *Schottky* défini par la formule suivante [34] :

$$\Delta\phi_b = \sqrt{\frac{q\xi_m}{4\pi\epsilon_{sc}}} \quad (\text{III.42})$$

Dans le cas d'un contact métal / semi-conducteur, avec un dopage constant dans le semi-conducteur, le champ électrique dans la zone de charge d'espace varie linéairement en fonction de x . Dans ce cas, le

calcul de l'abaissement de la barrière se complique beaucoup. Il suffit par contre de faire l'hypothèse que la valeur de x_m est suffisamment faible devant w pour que le champ électrique puisse être considéré constant et pratiquement égal à sa valeur maximale. A l'interface métal / semi-conducteur, le champ électrique maximale est donné par:

$$\xi_M = \sqrt{2N_d(q\phi_b - q\zeta + qV)/\epsilon_{sc}} \quad (\text{III.43})$$

Où $q\zeta$ est la différence en énergie entre le niveau de *Fermi* du semi-conducteur et le niveau bas de la bande de conduction loin dans le substrat, sa valeur est donnée par :

$$q\zeta = k_B T \ln \frac{N_c}{N_d} \quad (\text{III.44})$$

Avec N_c est la densité d'états électroniques dans la bande de conduction.

En substituant ξ_M dans l'équation (III.42), on obtient:

$$\Delta\phi_b = \sqrt{\frac{q\xi_m}{4\pi\epsilon_{sc}}} = \left[\frac{q^3 N_d}{8\pi^2 \epsilon_{sc}^3} (\phi_b - \zeta + V) \right]^{1/4} \quad (\text{III.45})$$

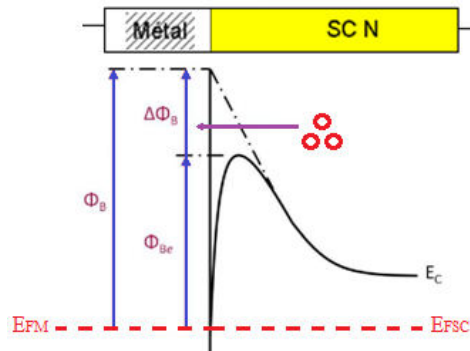


Fig. III. 8: Abaissement de la barrière de potentiel par effet *Schottky* [12,13].

III. 3. 3 Mécanismes de transport du courant dans un contact M / SC

Contrairement aux jonctions PN où le transport du courant est dû aux porteurs minoritaires, dans un contact *Schottky* les processus de conduction sont essentiellement dus aux porteurs majoritaires. Plusieurs mécanismes sont à l'origine de ce transport et peuvent se manifester simultanément ou séparément, en polarisation directe ou inverse. Nous décrivons dans la figure (IV. 9) ci-dessous et dans ce qui suit les principaux mécanismes de transport de charge à travers une barrière *Schottky* [35].

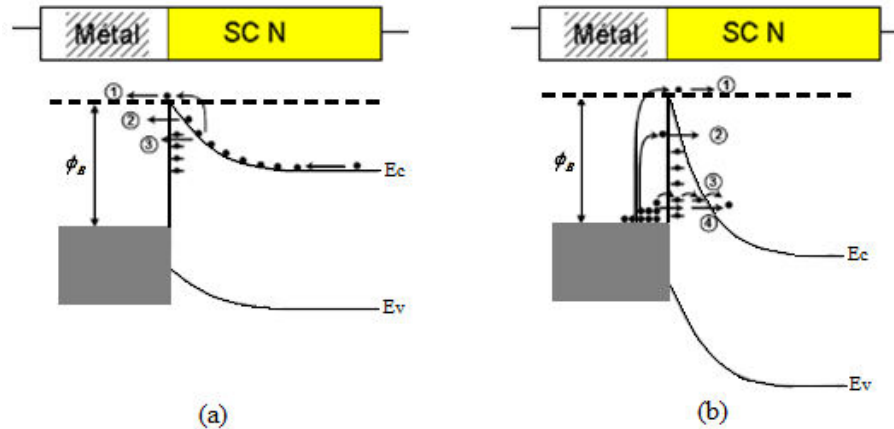


Fig. III. 9: Principaux mécanismes de conduction des électrons dans un contact *Schottky*.
(a)- sous polarisation direct, (b)- sous polarisation inverse [35].

➤ **Polarisation directe :**

(1) Le courant direct provient des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de la barrière de potentiel. Lorsque la température est suffisante, le flux d'électrons qui provient de l'intérieur du semi-conducteur est émis au dessus de la barrière, ceci est connu sous le nom de phénomène *d'émission thermoïonique*.

(2) Lorsque la température d'utilisation est suffisante pour que les électrons atteignent la zone étroite de l'interface M / SC, les porteurs peuvent passer à travers la barrière sous l'effet du champ électrique. Ce mode de transport est appelé *émission thermoïonique assisté par effet de champ*.

(3) Les électrons passent à travers la barrière via les niveaux de défauts proches de la bande de conduction. *C'est l'effet tunnel assisté par défauts*.

➤ **Polarisation inverse :**

(1) *Emission thermoïonique*.

(2) Dans le cas d'une polarisation inverse, la probabilité de transit à travers la barrière est trop faible, sauf lorsque le champ électrique à l'interface M / SC est suffisamment important pour donner une forme triangulaire à la barrière. Quand les électrons injectés ont une énergie importante pour arriver à cette zone étroite, ils peuvent être injectés sous l'effet du champ électrique dans la bande de conduction du semi-conducteur. *C'est l'effet tunnel Fowler-Nordheim*.

(3) Sous l'effet d'un faible champ électrique, les électrons peuvent transiter de piège en piège par effet thermoïonique local. Pour une conduction de ce type, l'énergie de l'électron doit être supérieure à la hauteur de la barrière entre deux pièges. Ce mécanisme est connu sous le nom *d'effet Poole-Frenkel*.

(4) Lorsque l'incurvation des bandes est importante à l'interface MS, les électrons ont la possibilité de passer directement à travers la barrière. C'est l'*effet tunnel direct*.

Dans le paragraphe suivant, nous décrivons les deux principaux modes de conduction dans le cas des diodes de bonne qualité d'interface appelés homogènes, à savoir le modèle thermoïonique « pur » et le modèle de conduction par effet tunnel. Ensuite nous montrerons la limite du modèle classique dans le cas des diodes à caractère inhomogène.

III. 3. 3. 1 Diode homogène

III. 3. 3. 1. 1 Modèle thermoïonique

La théorie de l'émission thermoïonique représente le mode de conduction standard pour la barrière *Schottky*. Le courant dû à cet effet provient des électrons ayant une énergie supérieure à celle de la hauteur de la barrière de potentiel. Sa validité repose sur le respect des hypothèses suivantes:

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

La considération de ces hypothèses implique que le pseudo niveau de *Fermi* reste dans la région de charge d'espace.

Dans ces conditions, la densité du courant due à l'émission thermoïonique s'écrit :

$$J = J_s \left[\exp\left(\frac{qV - R_s I}{nkT}\right) - 1 \right] \quad (\text{III.46})$$

Où V est la tension appliquée; n est le facteur d'idéalité de la diode; k est la constante de *Boltzmann*; T est la température; R_s est la résistance série de la diode et en fin J_s (A.cm^{-2}) représente la densité du courant de saturation donné par l'expression suivante:

$$J_s = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\phi_b}{kT}\right) \quad (\text{III.47})$$

Où ϕ_b est la hauteur de la barrière et A^* [$\text{Acm}^{-2} \text{K}^{-2}$] la constante de *Richardson* spécifique du matériau donnée par:

$$A^* = \frac{4\pi m^* q k^2}{h^3} \quad (\text{III.48})$$

m^* est la masse effective de l'électron dans le semi-conducteur et h la constante de Planck.

En analysant la courbe expérimentale densité de courant - tension, il est donc possible de trouver J_0 , R_s , n , et par conséquent ϕ_b . Une manière élégante de traiter la relation (III.46) est de l'inverser, $V = f(J)$, et de trouver par fit ou simulation numérique les paramètres qui donnent la meilleure approximation de la courbe expérimentale.

Dans le modèle thermoïonique, et en tenant compte de l'abaissement de la barrière dû à l'effet de la force image, la hauteur de la barrière ϕ_b devient :

$$\phi_b = \phi_{b0} - \Delta\phi \quad (\text{III.49})$$

Où ϕ_{b0} est la valeur de la hauteur de la barrière sans tenir compte de $\Delta\phi$ qui correspond à l'abaissement dû à la force image.

III. 3. 3. 1. 2 Théorie de diffusion

Historiquement, la première théorie de la conduction dans la diode *Schottky* était la théorie de diffusion de *Wagner* [36], *Schottky* et *Spence* [37]. La densité de courant d'électrons à travers la zone dépeuplée est donnée par la somme de la composante de courant de déplacement (conduction) et celle du courant de diffusion. Ce modèle est basé sur les suppositions suivantes:

- la hauteur de la barrière d'énergie est supérieure au terme kT .
- les effets de collisions d'électrons dans la zone de déplétion sont inclus.
- la concentration des porteurs est indépendante du flux de courant et elle est identique à celle de l'équilibre.
- le semi-conducteur est non dégénéré.

La densité de courant total modélisée par *Schottky* est donnée par la formule suivante:

$$J_n = J_d (e^{qV/kT} - 1) \quad (\text{III.50})$$

$$J_d = q\mu_n N_c e^{-q\phi_b/kT} \left(\frac{2qN_d(V_{bi}-V)}{\epsilon_{sc}} \right)^{1/2} \quad (\text{III.51})$$

Où, μ_n : mobilité des électrons;

N_c : densité effective d'états dans la bande de conduction du semi-conducteur;

V_{bi} : potentiel de diffusion.

On remarque bien que les expressions des densités de courants de la théorie de diffusion et de la théorie de l'émission thermoïonique sont très similaires. Cependant, la valeur de la densité de courant de saturation de la théorie de diffusion dépend de la tension appliquée et elle est moins sensible à la température, comparée à la valeur de la densité de courant de saturation de la théorie de l'émission thermoïonique.

III. 3. 3. 1. 3 Théorie de l'émission-diffusion

La théorie combinée de l'émission thermoïonique-diffusion était présentée d'abord par *Crowell* et *Sze* en 1965 [10]. Dans cette théorie on définit une vitesse de recombinaison v_r au potentiel maximum. La densité de courant au sommet de la barrière est :

$$J_{TED} = \frac{qV_r N_c}{1 + v_r/v_d} e^{-q\phi_b/kT} (e^{qV/kT} - 1) \quad (\text{III.52})$$

La vitesse de recombinaison v_r est donnée par :

$$v_r = \frac{A^* T^2}{q N_c} \quad (\text{III.53})$$

La vitesse effective de diffusion des électrons v_d est donnée par :

$$v_d \approx \mu_n \xi_m \quad (\text{III.54})$$

De l'équation (III.52) on distingue deux cas :

- si $v_d \gg v_r$, le courant thermoïonique-diffusion est un courant d'émission thermoïonique ($J_{TED} = J_{TE}$).
- si $v_d \ll v_r$, le courant thermoïonique-diffusion est un courant de diffusion ($J_{TED} = J_D$).

III. 3. 3. 1. 4 Mécanismes de conduction par effet tunnel

La conduction par effet tunnel est caractérisée par le passage à travers la barrière, des porteurs par effets quanto-mécaniques lorsque leurs énergie n'est pas suffisante pour pouvoir la sauter et lorsqu'elle est suffisamment mince pour se laisser traverser. En effet, lorsque le dopage du semi-conducteur augmente, la courbure de la bande à l'interface s'accroît et la largeur de la zone appauvrie diminue, ce qui facilite le passage des électrons à travers la barrière. Plusieurs types de

transport par effet tunnel existent parmi les plus intéressants on peut citer [38,39]:

- l'émission par effet de champ ou effet tunnel pur (FE).
- l'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE).

III. 3. 3. 1. 5 Courant d'émission par effet de champ (FE)

L'émission par effet de champ n'est observée que dans les semi-conducteurs fortement dopés ou dégénérés et à basses températures. Le courant est formé d'électrons ayant des énergies proches de l'énergie de *Fermi* du semi-conducteur.

Pour une polarisation directe, le passage se fait au bas de la bande de conduction, par contre, pour une polarisation inverse, le passage est proche de l'énergie de *Fermi* du métal comme l'illustrent les figures (III. 10. (a) et (b)).

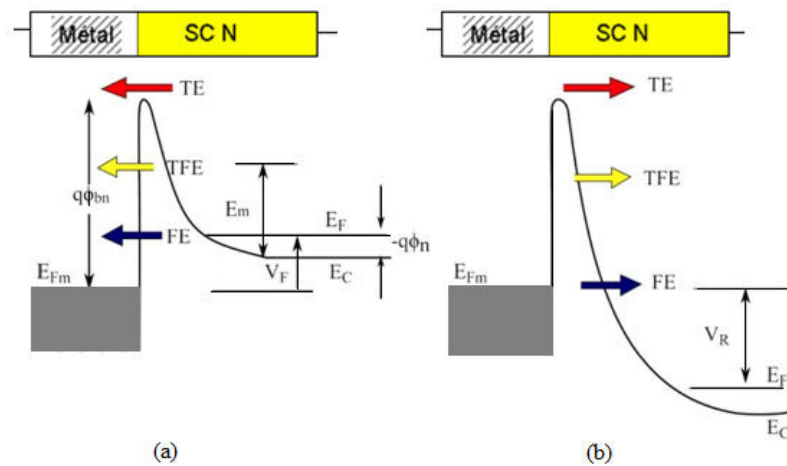


Fig. III. 10: Diagramme énergétique illustrant les composantes du courant tunnel dans le contact Schottky type "n" : (a)- mode direct, (b)- mode inverse, TE: émission thermoïonique; FE: courant tunnel; TFE: émission thermoïonique-tunnel [38,39].

Selon *C.R. Crowell* et *V.L. Rideout* [11,40], pour des tensions directes assez grandes, l'expression de la densité du courant en fonction de la tension peut se mettre sous la forme:

$$J = J_0 e^{qV/E_{00}} \tag{III.55}$$

Avec E_{00} représente l'énergie caractéristique du semi-conducteur relative à la probabilité de transmission par effet tunnel:

$$E_{00} = \frac{q\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{m_e^* \epsilon_{sc}}} \tag{III.56}$$

III. 3. 3. 1. 6 Courant d'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE)

Dès que la température augmente, et pour une polarisation directe, les électrons ont une énergie supérieure à l'énergie de *Fermi* du semi-conducteur et inférieure à celle nécessaire pour passer au dessus de la barrière. A ce niveau, la largeur de la zone d'appauvrissement est faible et les électrons la traversent avec une énergie E_m qui représente le maximum de la distribution énergétique des électrons émis comme il est montré sur la figure (III. 10).

En polarisation directe, la densité du courant est donnée par la formule suivante:

$$J_{TFE} = J_0 \exp\left(\frac{-q\xi}{kT} - \frac{q(\phi_b - \xi)}{E_0}\right) \exp\left(\frac{qV}{E_0}\right), E_0 = E_{00} \coth\left(\frac{E_{00}}{kT}\right) \quad (\text{III.57})$$

Le rapport E_{00}/kT à température donnée permet de déterminer le mécanisme majoritaire d'injection du courant [41]. En effet, pour $E_{00}/kT \ll 1$, l'émission thermoïonique (TE) est prépondérante alors que pour $E_{00}/kT \gg 1$ c'est l'émission par effet de champs (FE) qui domine, et lorsque $E_{00} \approx kT$ c'est l'émission thermoïonique assistée par effet de champ (TFE) qui domine et se combine avec (TE) et (FE).

III. 3. 3. 1. 7 Recombinaison dans la zone de charge d'espace

L'importance du processus de recombinaison dans la région de déplétion dans une diode *Schottky* a été démontrée par *Yu et al.* [42]. Les densités de courant dues à la recombinaison de type *Shockley-Read* sont généralement simulées via un niveau situé au milieu du gap, et approximativement donnée par:

$$J_{rec} = J_r e^{\frac{qV}{2kT}} \quad (\text{III.58})$$

Où $J_r = qn_i w / \tau$, ici, n_i est la concentration intrinsèque, w est la largeur de la zone de déplétion et τ la durée de vie des électrons dans la zone de déplétion.

La composante de recombinaison est probablement plus importante pour les barrières importantes, les matériaux qui ont une faible durée de vie, et pour les basses tensions et températures.

En fait, bien souvent le courant de recombinaison non identifiable se superpose au courant thermoïonique ($J = J_{th} + J_{rec}$), est responsable de la valeur élevée du facteur d'idéalité n [43].

Le processus de recombinaison dans le volume neutre est similaire au précédent, mais dans ce cas, la recombinaison se produit hors de la zone de déplétion. Ce processus étant principalement lié aux

trous qui transitent dans toute zone de charge d'espace. Dans ce cas, la contribution à la conduction sera faible.

III. 3. 3. 2 Diode inhomogène

En général, les modèles standards décrits précédemment ne permettent pas de décrire tous les mécanismes de conduction dans un contact *Schottky*, surtout dans le cas des filières de matériaux pour lesquelles la technologie n'est pas parfaitement mature. En effet, le contact *Schottky* réel contient probablement des inhomogénéités qui causent une variation spatiale de la hauteur de barrière. Ces fluctuations peuvent être dues aux [44,45] :

- défauts structuraux (dislocations, joints de grains,...) à la surface du semi-conducteur;
- contamination de la surface (adsorption des atomes étrangers);
- défauts intrinsèques de la surface (inter-diffusion des atomes du métal, inhomogénéité du dopage,...). Ces défauts ramènent l'interface entre le métal et le semi-conducteur rugueuse (n'est pas plane).

Pour tenir compte de l'inhomogénéité de la hauteur de la barrière, *Werner* et *Güttler* [46,47] ont proposé un modèle très intéressant. Ce modèle sera présenté dans la section suivante.

III. 3. 3. 2. 1 Modèle de *Werner*

Le modèle développé par *Werner* et *Güttler* [46,47] est couramment le plus utilisé vue sa validité dans le cas des faibles inhomogénéités de barrière et la simplicité d'interpréter le sens physique des anomalies du courant mesuré. Ce modèle montre que la hauteur de barrière et le coefficient d'idéalité peuvent varier avec la température et que cette variation est due principalement à une fluctuation spatiale de la hauteur de barrière autour d'une valeur moyenne, comme le montre la figure (III. 11). Les principales causes restent toujours la rugosité de l'interface MS, les défauts générés à l'interface lors de la croissance du matériau ou pendant la réalisation des contacts.

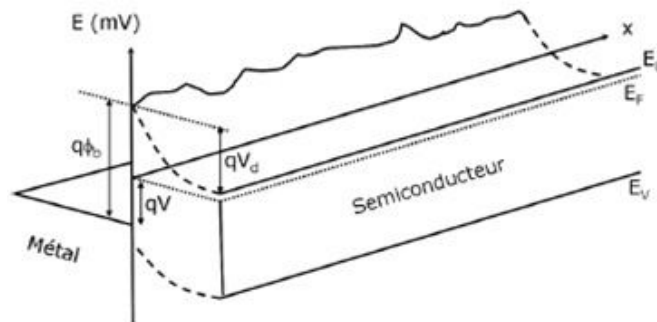


Fig. III. 11: Diagramme énergétique montrant les fluctuations spatiales de la hauteur de barrière décrit par la modèle de *Werner* [38].

En utilisant la microscopie à émission d'électrons balistiques (BEEM), plusieurs auteurs [48,49] ont confirmé l'existence d'une distribution gaussienne de la barrière *Schottky*. A partir de ce modèle *Werner* a montré que le facteur d'idéalité est toujours supérieur à 1, et établi aussi des relations qui donnent les variations de la hauteur de barrière et le facteur d'idéalité en fonction de la température. D'un point de vue mathématique, le modèle de *Werner* introduit une distribution gaussienne de la hauteur de barrière autour d'une valeur moyenne $\overline{\phi_{b0}}$ avec une déviation standard σ_0 a tension de polarisation nulle.

Cette distribution continue s'écrit sous la forme suivante :

$$\rho(\phi_b) = \frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\phi_b - \overline{\phi_{b0}})^2}{2\sigma_0^2} \right] \quad (\text{III.59})$$

Où $\frac{1}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}}$ est une constante de normalisation. La densité de courant totale $J(V)$ à travers la diode *Schottky* en tenant compte de l'inhomogénéité de la barrière peut s'écrire sous la forme:

$$J(V) = \int_{-\infty}^{+\infty} j(V, \phi_b) \rho(\phi_b) d\phi_b \quad (\text{III.60})$$

Où $j(V, \phi_b)$ est le courant élémentaire thermoïonique émis dans la diode *Schottky* de barrière ϕ_b .

Dans le cas où le courant est décrit par le modèle thermoïonique, et si on suppose que la hauteur de barrière dépend du potentiel appliqué sans tenir compte de l'effet de la résistance série de la diode, *Werner* a pris les limites de l'intégrale de l'équation du courant de $-\infty$ à $+\infty$, et a trouvé l'expression analytique de la densité de courant donnée par la formule suivante :

$$J = A^* T^2 \exp \left[-\frac{q}{kT} \left(\overline{\phi_{b0}} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \right) \right] \exp \left(\frac{qV}{n_{App} kT} \right) \left[1 - \exp \left(-\frac{qV}{kT} \right) \right] \quad (\text{III.61})$$

$$J_0 = A^* T^2 \exp \left(-\frac{q\overline{\phi_{b,App}}}{kT} \right) \quad (\text{III.62})$$

Où, n_{App} est considéré comme un facteur d'idéalité apparent, et $\overline{\phi_{b,App}}$ représente la hauteur de barrière apparente. En comparant les deux équations (III.61) et (III.62), on obtient:

$$\overline{\phi_{b,App}}(T) = \overline{\phi_{b0}} - \frac{q\sigma_0^2}{2kT} \quad (\text{III.63})$$

Cette expression montre que l'effet des fluctuations est plus accentué à basse température. La valeur moyenne $\overline{\phi_b}$ peut être comparable à celle extraite des mesures $C(V)$, qui restent toujours

peu sensibles aux fluctuations locales de la barrière. Cet effet provient du fait que les inhomogénéités spatiales sont négligeables par rapport à l'étendue de la ZCE dans le cas des mesures $C(V)$, alors que le passage du courant à travers le contact s'effectue préférentiellement à travers des régions de faible barrière.

En traçant $\phi_{b,App}$ en fonction de $(q/2kT)$, on peut déterminer la valeur moyenne $\overline{\phi_{b0}}$ et la déviation standard σ_0 .

Werner et *Güttler* supposent que la barrière moyenne $\overline{\phi_b}$ dépend linéairement de la polarisation, car:

$$\phi_b(V) = \overline{\phi_{b0}} + \rho_2 V \quad (\text{III.64})$$

alors que la déviation standard σ_0 a une dépendance de la tension sous la forme:

$$\sigma^2(V) - \sigma_0^2 = \rho_3 V \quad (\text{III.65})$$

Où ρ_2 et ρ_3 sont les coefficients de déformation de la distribution de la barrière sous l'effet du potentiel appliqué. Ainsi, *Werner* a établi une relation linéaire entre $\frac{1}{n_{App}} - 1$ et $\frac{1}{T}$ défini dans l'équation suivante [46]:

$$\frac{1}{n_{App}} - 1 = \rho_2 - \frac{q\rho_3}{2kT} \quad (\text{III.66})$$

Le tracé de $\frac{1}{n_{App}} - 1$ en fonction de $\frac{q}{2kT}$ nous permet de déterminer les deux coefficients ρ_2 et ρ_3 .

III. 3. 4 Métallisation des contacts *Schottky*

La réalisation du contact *Schottky* constitue l'étape de fabrication la plus critique en raison de la sensibilité de l'interface métal / semi-conducteur aux étapes de fabrication. Le contact *Schottky* est caractérisé par une hauteur de barrière élevée, dont le rôle est celui de laisser passer les porteurs dans un seul sens, pour une tension de polarisation donnée. La dispersion entre les différentes valeurs de hauteurs de barrières rapportées dans la littérature pour un même type de structure, semble être liée aux mécanismes de conduction, mais aussi à plusieurs facteurs concernant le matériau, la méthode d'extraction et les procédés de fabrication à savoir: les défauts de la couche épitaxiée, le procédé de nettoyage utilisé ou encore la rugosité de surface des couches minces. De manière générale, les métaux répertoriés comme candidats pour une barrière *Schottky* sont ceux possédant un travail de sortie important ($q\Phi_m > 4.5$ eV). *Binari et al.* [50] ont obtenu une hauteur de barrière de 0.59 eV pour un contact en titane qui

présente un travail de sortie plutôt bas ($q\Phi_m = 4.3$ eV). *Mohammad et al.* ont travaillé sur la barrière platine qui de par son travail de sortie élevé ($q\Phi_m = 5.65$ eV) est censée engendrer de fortes valeurs de barrières *Schottky* de l'ordre de 1.1 eV [51-54]. La barrière de l'or ($q\Phi_m = 5.1$ eV) a été notamment étudiée par *Khan et al.* [55], avec une hauteur de 0.91 eV. De manière moins récurrente, d'autres types de barrières comme le rhodium ($q\Phi_m = 5$ eV), le ruthénium ($q\Phi_m = 4.7$ eV), le palladium ($q\Phi_m = 5.12$ eV), le cobalt ($q\Phi_m = 5$ eV), le chrome ($q\Phi_m = 4.5$ eV), l'iridium ($q\Phi_m = 5.46$ eV), le molybdène ($q\Phi_m = 4.6$ eV), le cuivre ($q\Phi_m = 4.65$ eV), l'argent ($q\Phi_m = 4.26$ eV), le tungstène ($q\Phi_m = 4.5$ eV) ou encore le plomb ($q\Phi_m = 4.25$ eV) ont été étudiées [52,56-61]. Les principales valeurs obtenues ont été reportées dans le tableau (III. 2). Concernant le nickel ($q\Phi_m = 5.15$ eV), plusieurs travaux ont été réalisés donnant des hauteurs de barrières s'échelonnant de 0.6 à 1.15 eV [56,62-65]. Plus récemment, il a été établi que les nitrures ou les siliciures de Pt, W, Ni, Ta ou TiW peuvent être de bons candidats pour la fabrication d'un contact *Schottky* sur GaN [60,66-70].

Tableau III. 2 : Principaux métaux utilisés sur le GaN pour la réalisation du contact *Schottky*.

Métal	Type de GaN	Epaisseur r (nm)	Recuit (°C), Atmosphère	Durée du recuit	Hauteur de barrière (eV)	Facteur d'idéalité η	Réf
Au	N	100-150	-	-	1.3	1.15	[56]
Ni	N	100-150	-	-	1.15	1.17	[56, 62-63]
Ti	N	50	-	-	0.59	-	[50]
Au	N	65	300-500, N ₂	60s	0.73-0.83	1.29-1.84	[70]
Au	N	-	-	-	0.91	1.04	[55]
Pt	N	-	-	-	1.03-1.13	1.10-1.21	[51-52, 58]
Pd	N	-	-	-	0.91-1.11	1.10-1.14	[52,58]
Rh	N	50	300-500, N ₂	60s	0.51-0.56	1.20-1.25	[71]
Rh/Au	N	25/25	300-500, N ₂	60s	0.62-0.84	1.12-1.73	[71]
Ni/Au	N	10/330	500, N ₂	5 min	0.88	1.18	[64]
Ni/Pt/Au	N	10/30/300	500, N ₂	5 min	1.09	1.12	[64]
Ni/Pd/Au	N	10/30/300	500, N ₂	5 min	0.78	1.14	[64]
Mo/Au	N	40/400	-	-	0.69	-	[72]
Pt/Ti/Pt/Au	N	-	-	-	0.85	-	[73]
Ti/Al/Ti	N	-	-	-	0.63	-	[74]

III. 4 Description des modèles physiques

III. 4. 1 Gap énergétique

L'intervalle énergétique situé entre le niveau inférieur de la bande de conduction et le niveau supérieur de la bande de valence (bande interdite) d'un matériau se nomme énergie de gap E_g . C'est une mesure de la quantité d'énergie nécessaire à un électron pour passer de la bande de valence à la bande de conduction sous l'impulsion d'une excitation thermique ou lumineuse par exemple. Cette quantité est un facteur de la capacité d'un matériau à supporter une forte température, et définit la température maximale de fonctionnement d'un composant électronique. En effet, la largeur de la bande interdite fixe la limite en température au-dessous de laquelle le dispositif peut fonctionner sans détérioration, ainsi que l'aptitude du semi-conducteur à résister aux radiations.

Dans notre travail, nous avons utilisé l'expression suivante pour la modélisation du gap de GaN en fonction de la température [75]:

$$E_g(T) = E_{g0} + 9.39 \times 10^{-4} \left(\frac{300^2}{300 + 772} - \frac{T^2}{T + 772} \right) \quad (\text{III.67})$$

Où: $E_{g0} = 3.396$ eV pour $T = 300$ K.

III. 4. 2 Concentration intrinsèque

Un semi-conducteur est dit pur ou intrinsèque lorsqu'il est sans défaut que ce soit chimique ou structural. À la température de 0 K, la bande de conduction est vide tandis que la bande de valence est saturée. Lorsque la température augmente, un électron passe de la bande de valence à la bande de conduction et un trou apparaît dans la bande de valence. Il y a ainsi la même quantité d'électrons que de trous. Leurs concentrations ont alors nommées densité de porteurs intrinsèques notée n_i [cm^{-3}]. Du fait de sa large bande interdite, les densités intrinsèques de porteurs dans le GaN sont très faibles, de l'ordre de $2 \times 10^{-10} \text{ cm}^{-3}$ à 300 K [76]. Cependant, en pratique, on mesure des densités de charges bien supérieures dues aux défauts présents dans le matériau. Les couches de GaN non intentionnellement dopés (sans dopage extrinsèque) ont toujours une conductivité de type "n", avec des densités électroniques de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} à 10^{19} cm^{-3} , suivant les méthodes et les conditions de croissance [77]. La concentration intrinsèque dans le GaN wurtzite (hexagonal) varie en fonction de la température comme suit [78]:

$$n_i(T) = 1.98 \times 10^{16} \times T^{3/2} \exp\left(-\frac{20488}{T}\right) \quad (\text{III.68})$$

III. 4. 3 Mécanismes de génération-recombinaison

Les taux de recombinaison *Auger* [79] et SRH [80] ainsi que le taux de génération-recombinaison optique [79] sont modélisés en utilisant les expressions:

$$R_{Auger} = (C_p p + C_n n)(np - n_i^2) \quad (III.69)$$

$$R_{SRH} = \frac{pn - n_i^2}{\tau_p \left(n + n_i \exp\left(\frac{E_{trap}}{kT}\right) \right) + \tau_n \left(p + n_i \exp\left(-\frac{E_{trap}}{kT}\right) \right)} \quad (III.70)$$

$$R_{opt} = C_{opt}(np - n_i^2) \quad (III.71)$$

Où: $C_{opt} = 1.1 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $C_n = 1 \times 10^{-30} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ et $C_p = 1 \times 10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ sont les coefficients d'Auger, E_{trap} est la différence entre le niveau énergétique du piège et le niveau de *Fermi* intrinsèque. τ_n et τ_p sont les durées de vie des porteurs de charges tel que [79]:

$$\tau_{n,p} = \frac{\tau_{0n,p}}{1 + \left(\frac{N}{N_{n,p}^{SRH}} \right)^{\gamma_{n,p}}} \quad (III.72)$$

Où: N est la concentration totale d'impuretés; $\tau_{0n,p} = 0.5 \text{ ns}$; $N_{n,p}^{SRH} = 5 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et $\gamma = 1$ [78].

La dépendance du taux de photogénération des porteurs de charges de la longueur d'onde du faisceau incident est donnée par l'expression [81]:

$$G = \eta_0 \frac{P^* \lambda}{hc} \alpha e^{-\alpha y} \quad (III.73)$$

Où: le paramètre P^* contient les effets cumulatifs des réflexions, des transmissions et des pertes dues à l'absorption sur le chemin des rayons; η_0 représente l'efficacité quantique interne qui représente le nombre de paires de porteurs de charges générées par un photon; y est une distance relative pour le rayonnement en question; h est la constante de *Planck*; λ est la longueur d'onde; c est la vitesse de la lumière; α est le coefficient d'absorption.

III. 4. 4 Ionisation par impact

Les taux d'ionisation des électrons et de trous, α_n et α_p , qui sont définis comme le nombre de paires électron-trou générées par les porteurs parcourant une distance unitaire le long de la direction du champ électrique, sont modélisés par l'expression empirique suivante:

$$\alpha_{n,p} = a_{0n,p} \exp\left(-\frac{b_{0n,p}}{E}\right) \quad (\text{III.74})$$

Où: les coefficients a_0 et b_0 sont listés dans le Tableau (III. 3).

Tableau III. 3: Paramètres de l'ionisation par impact pour le GaN [78].

Porteur de charge	a_0 (cm ⁻¹)	b_0 (Vcm ⁻¹)
Electron	2.41×10^8	3.40×10^7
Trou	5.41×10^6	1.96×10^7

III. 4. 5 Ionisation incomplète des impuretés

En supposant les statistiques de *Fermi-Dirac*, l'ionisation incomplète des impuretés peut être exprimée par [82]:

$$N_d^+ = \frac{N_d}{1 + 2 \left(\frac{N_d}{N_C}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_d}{kT}\right)} \quad (\text{III.75})$$

$$N_a^- = \frac{N_a}{1 + 4 \left(\frac{N_a}{N_V}\right) \exp\left(\frac{\Delta E_a}{kT}\right)} \quad (\text{III.76})$$

Où: $\Delta E_d = 16$ meV pour le Si et $\Delta E_a = 175$ meV pour le Mg. N_C et N_V sont les densités effectives des électrons et de trous donnés par [78]:

$$N_C(T) = 2.3 \times 10^{18} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad (\text{III.77})$$

$$N_V(T) = 4.6 \times 10^{19} \left(\frac{T}{300}\right)^{3/2} \quad (\text{III.78})$$

III. 4. 6 Mobilité des porteurs

Lorsqu'on applique un champ électrique important, on entraîne les porteurs de charges libres: électrons et trous. La mobilité est liée à ce libre parcours sans choc dans le semi-conducteur, ainsi toute modification du réseau cristallin entraîne une modification de cette mobilité. En effet, l'ajout d'atomes dopants et/ou l'élévation de température créent des perturbations dans le cristal et affectent la mobilité.

Lorsque le champ électrique devient important, la loi de variation de la mobilité par rapport au champ électrique varie d'un matériau à l'autre en fonction de la nature de la structure de bandes

du semi-conducteur. Elle se traduit par une variation non linéaire de la vitesse de dérive des porteurs :

Dans notre travail, pour modéliser les mobilités des porteurs, on a utilisé le modèle analytique de *Caughey-Thomas* [83]:

$$\mu_{n,p} = \mu_{\min_{n,p}} + \frac{\mu_{\max_{n,p}} \left(\frac{T}{300} \right)^\alpha - \mu_{\min_{n,p}}}{1 + \left(\frac{T}{300} \right)^\beta \left(\frac{N_{tot}}{N_{ref}} \right)^\gamma} \quad (\text{III.79})$$

Les paramètres $\mu_{\min_{n,p}}$, $\mu_{\max_{n,p}}$, α , β et γ sont résumés dans le Tableau III. 4 [84].

Tableau III. 4: Paramètres de la mobilité.

Porteur de charge	μ_{\max} (cm ² /Vs)	μ_{\min} (cm ² /Vs)	N_{ref} (cm ⁻³)	α	β	γ
Electron	1418	55	2×10^{17}	-2	-3.8	1
Trou	175	30	3×10^{17}	-5	-3.7	2

De plus, le modèle de *Canali* [85] est utilisé pour modéliser la mobilité dépendante du champ:

$$\mu_{n,p}(E) = \mu_{0n,p} \left[1 + \left(E \frac{\mu_{0n,p}}{v_{sat}} \right)^{\kappa_{n,p}} \right]^{-1/\kappa_{n,p}} \quad (\text{III.80})$$

Où $\mu_{0n,p}$ est la mobilité pour faible champ électrique, et v_{sat} est la vitesse de saturation dépendante de la température donnée par [80]:

$$v_{sat} = \frac{2.7 \times 10^7}{1 + 0.8 \exp\left(\frac{T}{600}\right)} \quad (\text{III.81})$$

III. 4. 7 Masses effectives des porteurs

Les masses effectives des porteurs, proportionnelles à l'inverse des courbures de bandes, sont reportées dans le tableau (III. 5). Dans le cas des semi-conducteurs à bande interdite directe, la masse effective d'électrons varie peu avec la direction cristallographique considérée. Nous reportons donc ici une valeur moyenne. En revanche, d'après les résultats théoriques, les masses

effectives de trous sont fortement dépendantes de la direction cristallographique considérée. Nous avons donné à titre indicatif les valeurs de référence [86].

Tableau III. 5: Masses effectives ($x m_0$) des porteurs de charge dans GaN cubique et hexagonal. m_e^* désigne la masse effective moyenne des électrons, m_{hh} est la masse effective des trous lourds, m_{lh} celle des trous légers et $m_{cr h}$ ($m_{so h}$) celle des trous de la bande associée au champ cristallin (au couplage spin-orbite) dans le GaN hexagonal (cubique). Les valeurs théoriques des masses effectives des trous sont données dans [86].

	GaN Hexagonale	GaN Cubique
m_e^* Théorique	0.18 [87]; 0.19 [88]	0.13 [91]; 0.15 [92]; 0.17 [87]
m_e^* Expérimentale	0.20 [89]; 0.22 [90]	-
m_{hh}	(Σ): 2.78; (T): 2.57; (Δ): 2.28 Approximation sphérique: 2.53	(Σ): 9.85; (Λ): 2.28; (Δ): 0.865 Approximation sphérique: 1.37
m_{lh}	(Σ): 2.53; (T): 2.44; (Δ): 2.28 Approximation sphérique: 2.41	(Σ): 0.86; (Λ): 2.28; (Δ): 0.865 Approximation sphérique: 1.37
$m_{cr h}$ ou $m_{so h}$	(Σ): 0.19; (T): 0.19; (Δ): 0.17 Approximation sphérique: 0.18	(Σ): 0.132; (Λ): 0.126; (Δ): 0.154 Approximation sphérique: 0.136
m_h^* Expérimentale	0.8 [89]	-

Il apparaît que la masse théorique des trous lourds, qui peuplent le niveau le plus haut de la bande de valence, est beaucoup plus élevée que la masse effective expérimentale des trous.

Or, les mesures ont été réalisées sur du GaN épitaxial fortement désaccordé. La structure électronique autour du maximum de la bande de valence étant fortement dépendante de l'état de contrainte de la couche, la contrainte résiduelle peut en partie expliquer les écarts entre les valeurs théoriques et expérimentales [93]. De plus, dans le cas du GaN, les dédoublements dus au couplage spin-orbite et au champ cristallin sont particulièrement faibles. Il est donc possible que la masse effective expérimentale comprenne une contribution de chacune des trois bandes de trous [87].

D'autre part, lors de la simulation des propriétés électriques du composé $Al_xGa_{1-x}N$, les formules décrivant la dépendance entre les masses effectives des porteurs de charges (m_e^*, m_h^*) et la fraction molaire (x), ont été souvent mises en œuvre en utilisant la loi de *Vegard* comme indiqué ci-dessous [94]:

$$m_e^*(x) = 0.2 + 0.13x \quad (\text{III.82})$$

$$m_h^*(x) = 0.8 + 0.1x \quad (\text{III.83})$$

Il convient de noter que les masses effectives d'électrons et de trous pour le GaN et l'AlN, et par conséquent celles d' $Al_xGa_{1-x}N$, varient d'un auteur à l'autre.

III. 4. 8 Propriétés optiques et diélectriques

Dans les semi-conducteurs à gap direct, comme le GaN et le composé ternaire AlGa_xN, le coefficient d'absorption des photons dont l'énergie est supérieure au gap ($h\nu > E_g$), est exprimé par l'équation suivante [95]:

$$\alpha(E_{ph}) = \alpha_0(E_{ph} - E_g)^{1/2} \quad (\text{III.84})$$

Où: α_0 est une constante ($\approx 10^5 \text{ cm}^{-1}$ [96]); E_{ph} est l'énergie du photon incident.

D'autre part, l'indice complexe d'un matériau est exprimé par $(n + ik)$, où n et k représentent respectivement l'indice de réfraction, et le coefficient d'extinction.

Dans notre travail, afin de calculé le coefficient d'extinction k en fonction de la longueur d'onde pour le GaN et le composé AlGa_xN, nous avons utilisé la formule suivante [97]:

$$k(\lambda) = \frac{\alpha(\lambda) \times \lambda}{4\pi} \quad (\text{III.85})$$

D'autre part, nous avons utilisé la formule (III.86) suivante pour calculer l'indice de réfraction du GaN en fonction de la longueur d'onde [98,99]:

$$n(\lambda) = \left(3.6 + \left(\frac{1.75 \times \lambda^2}{\lambda^2 - 0.06553} \right) + \left(\frac{4.1 \times \lambda^2}{\lambda^2 - 318.98} \right) \right)^{1/2} \quad (\text{III.86})$$

Par contre, l'indice de réfraction du composé ternaire AlGa_xN est approximé dans notre calcul par une relation empirique s'appliquant à tous les composés de la famille Al_xGa_{1-x}N dans la gamme des rayons ultraviolets [96].

$$n(\lambda) = \left(1 + \frac{385}{81 - \left(\frac{1241.25}{\lambda} \right)^2} \right)^{1/2} \quad (\text{III.87})$$

Les constantes diélectriques relatives pour le GaN hexagonal répertoriées dans la littérature sont compris dans les gammes:

$$\varepsilon_s = 9.5 \text{ [100,98] en statique,}$$

$$\varepsilon_\infty = 5.2 \text{ [101] - 5.35 [98] à hautes fréquences.}$$

D'autre part, les constantes diélectriques statiques et à haute fréquence du composé Al_xGa_{1-x}N sont déterminées par les équations (III.88) et (III.89) respectivement [96]:

$$\varepsilon_s(x) = 9.28 - 1.45x \quad (\text{III.88})$$

$$\varepsilon_\infty(x) = 5.27 - 1.07x \quad (\text{III.89})$$

III. 5 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons donné un rappel des équations de base qui gouvernent le transport de charges dans un dispositif à semi-conducteur. Ces équations sont: l'équation de *Poisson*, les équations de continuités et les équations de transport.

Nous avons parlé aussi des deux types de métallisation indispensables pour la réalisation des contacts de tous les dispositifs électroniques, qui sont: le contact ohmique et le contact *Schottky*, avec citation de quelques métaux et alliages récemment utilisés pour ce but.

Nous avons aussi présenté les principaux modèles physiques expliquant le transport à travers une barrière *Schottky*.

En fin, nous avons présenté quelques modèles physiques des principaux paramètres que nous l'avons utilisés lors de la simulation.

Références

- [1] A. Rusu, *Modelarea Componentelor Microelectronice Active*, Academia Romana, Bucuresti, 1990.
- [2] J.P. Fanton, *Electrotechnique (Machines et réseaux)*, Ellipses Edition Marketing S.A., 2002.
- [3] R. Legros, *Les Semiconducteurs 1 – Physique des semiconducteurs. Technologie Diodes*, Eyrolles, 1974.
- [4] S. M. Sze, *Physics of Semiconductors Devices*, John Willey, New York, 1981.
- [5] J. D. Jackson, *Electrodynamique classique*, Dunod, 2001
- [6] N. Palit, *Amorphous silicon based solar cells : experimental characterization and computer modelling*, Energy Research Unit, Indian Association for the Cultivation of Science, Jadavpur, June 2000.
- [7] N. F. Mott, Proc. Cambr. Philos. Soc., vol. 34, p. 568, 1938.
- [8] W. Schottky, Naturwissenschaften, vol. 26, p. 843, 1938.
- [9] J. Bardeen , Phys. Rev., vol. 71, no. 10, pp. 717-727 ,1947.
- [10] A.M. Cowley et S.M. Sze, J. Appl. Phys., vol. 36, no. 10, p. 3212-3220, 1965.
- [11] C.R. Crowell, S.M. Sze, 1966, Vol. 9, p. 695-706.
- [12] B. Van Zeghbroeck, *Principles of Semiconductor Devices and Heterojunctions*, Prentice Hall PTR, 2007.
- [13] Bernard Boittiaux, *Cours d'Electronique : Les composants semi-conducteurs*, Lavoisier - Tec & Doc (seconde édition), 1995.
- [14] A. Bersine, O. Motchalkina, *Technologie et construction des circuits intégrés*, Moscou : Editions Mir, 1986, 304 p.
- [15] M. Lin, Z. Ma, F. Huang, Z. Fan, L. Allen, and H. Morkoc, Applied Physics Letters, vol. 64, no. 8, p. 1003, 1994.
- [16] Y. Koyama, T. Hashizume, and H. Hasegawa, Solid State Electronics, vol. 43, no. 8, pp. 1483 – 1488, 1999.
- [17] V. Reddy, S. Kim, and T. Seong, Journal of Electronic Materials, vol. 33, no. 5, pp. 395 – 399, 2004.
- [18] S. Binari, H. Dietrich, G. Kelner, L. Rowland, K. Doverspike, and D. Gaskill, Electronics Letters, vol. 30, no. 11, pp. 909 – 911, 1994.
- [19] J. Ho, C. Jong, C. Chiu, C. Huang, K. Shih, L. Chen, F. Chen, and J. Kai, Journal of Applied Physics, vol. 86, p. 4491, 1999.

- [20] Y. Koide, T. Maeda, T. Kawakami, S. Fujita, T. Uemura, N. Shibata, and M. Murakami, *Journal of Electronic Materials*, vol. 28, no. 3, pp. 341 – 346, 1999.
- [21] Kim, Ki Hong; Jeon, Chang Min; Oh, Sang Ho; Lee, Jong-Lam; Park, Chan Gyung; Lee, Jung Hee; Lee, KyuSeok; Koo, Yang Mo, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol.23, no.1, pp.322-326, Jan 2005
- [22] J. C. Gerbedoen, *Conception et réalisation technologique de transistors de la filière HEMTs AlGaIn/GaN sur substrat silicium pour l'amplification de puissance hyperfréquence*, Thèse de doctorat, Université de Lille1, Mars 2009.
- [23] A. Basu, F.M. Mohammed, S. Guo, B. Peres, I. Adesida, *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, vol.24, no.2, pp.L16-L18, 2006.
- [24] O. Bonnaud, *Physique des solides, des semi-conducteurs et dispositifs*, Université de Rennes, 2003.
- [25] J. Moll, *Physics of semiconductors*. McGraw-Hill, New York, 1964.
- [26] E. H. Roderick, *IEEE Proc.*, Vol.129, no. 1, pp. 1-14, 1982.
- [27] S. Kurtin, T. C. McGill, and C. A. Mead, *Phys. Rev. Lett.*, vol. 22, pp. 1433–1436, Jun 1969.
- [28] H. W. Jang, C. M. Jeon, K. H. Kim, J. K. Kim, S.-B. Bae, J.H. Lee, J. W. Choi, and J. L. Lee, *Applied Physics Letters*, vol. 81, no. 7, pp. 1249–1251, 2002.
- [29] S. Heikman, S. Keller, Y. Wu, J. S. Speck, S. P. Den Baars, and U. K. Mishra, *Journal of Applied Physics*, vol. 93, no. 12, pp. 10114–10118, 2003.
- [30] A. Rizzi, *Applied Surface Science*, vol. 190, no. 1-4, pp. 311 – 317, 2002.
- [31] C. Berthod, Thèse de doctorat, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 1998.
- [32] T. Jaouen, *Isolant dans la limite ultra-mince : propriétés électroniques de barrières tunnel de MgO*, thèse de doctorat, Université de Rennes 1, 2012.
- [33] H. Mathieu, *Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques*, 6^{ème} Edition, Dunod, Paris, 2009.
- [34] S. M. Sze, Kwok K. NG, *Physics of Semiconductor Devices*, Third Edition, JOHN Wiley & Sons, JNC, 2007.
- [35] T. D. H. Nguyen, *Réalisation et caractérisation de HEMTS AlGaIn/GaN sur silicium pour applications à haute tension*, Thèse de Doctorat (2013), Université Paris-Sud, France.
- [36] C. Wagner, *Phys. Z.*, Vol. 32, pp. 641-645, 1931.
- [37] W. Schottky, E. Spenke, *Wiss. Veroff A.D. Siemens-Werken*, Vol.18, pp.225-229, 1939.
- [38] A. Latreche, *Non-homogénéités dans les structure métal/semi-conducteurs*, Thèse de doctorat, Université de Sétif, 2012.

- [39] N. Benaziez, *Etude des propriétés électriques en régime statique d'une structure Schottky*, Mémoire de Magistère, Université de Batna, 2010.
- [40] C. R. Crowell and V. L. Rideout, *Solid-State Electronics*, Pergamon Press 1969. Vol.12.
- [41] J. Crofton, L. M. Porter, J. R. Williams, *Phys. Stat. Sol. (b)*, Vol. 202, pp. 581-603, 1997.
- [42] A.Y.C. Yu, E.H. Snow, *Solid-State Electron.*, Vol. 12, no.3, pp. 155-160, 1969.
- [43] A.S. Bhuiyan, *Contribution à l'étude des contacts metal-arséniure de gallium*, thèse de Doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 1979.
- [44] F. Bourouba, *Modélisation et simulation des contacts metal-semiconducteur à barrière inhomogène*, Mémoire de Magistère, Université de Sétif, 2010.
- [45] K. Zeghdar, *Simulation des caractéristiques courant-tension à base d'une diode Schottky en Phosphore d'Indium InP*, Mémoire de Magistère, Université de Biskra, 2014.
- [46] J. H. Werner and H. H. Güttler, *Journal of Applied Physics*, vol. 69, no. 3, pp. 1522–1533, 1991.
- [47] J. H. Werner and H. H. Güttler, *Journal of Applied Physics*, vol. 73, no. 3, pp. 1315–1319, 1993.
- [48] G.M Vanalme, R.L Van Meirhaeghe et al, *Semicond. Sci. Technol.*, vol.12, 1997.
- [49] S Zhu, R.L Van Meirhaeghe et al, *Solid-State Electronics*, vol. 44, 2000.
- [50] S. Binari, H. Dietrich, G. Kelner, L. Rowland, K. Doverspike, and D. Gaskill, *Electronics Letters*, vol. 30, no. 11, pp. 909 – 911, 1994.
- [51] S. Mohammad, Z. Fan, A. Botchkarev, W. Kim, O. Aktas, A. Salvador, and H. Morkoc, *Electronics Letters*, vol. 32, p. 598, 1996.
- [52] L. Wang, M. Nathan, T. Lim, M. Khan, and Q. Chen, *Applied Physics Letters*, vol. 68, p. 1267, 1996.
- [53] F. Iucolano, F. Roccaforte, F. Giannazzo, and V. Raineri, *Journal of Applied Physics*, vol. 102, p. 113701, 2007.
- [54] E. Monroy, F. Calle, R. Ranchal, T. Palacios, M. Verdu, F. Sanchez, M. Montojo, M. Eickhoff, F. Omnes, Z. Bougrioua et al., *Semiconductor Science and Technology*, vol. 17, no. 9, pp. 47 – 54, 2002.
- [55] M. Khan, T. Detchprohm, P. Hacke, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, *Journal of Physics D: Applied Physics*, vol. 28, pp. 1169 – 1174, 1995.
- [56] E. Kalinina, N. Kuznetsov, A. Babanin, V. Dmitriev, and A. Shchukarev, *Diamond and related materials*, vol. 6, no. 10, pp. 1528 – 1531, 1997.
- [57] T. Kampen, W. Monch, *Applied Surface Science*, vol. 117, pp. 388 – 393, 1997.
- [58] J. Guo, M. Feng, R. Guo, F. Pan, and C. Chang, *Applied Physics Letters*, vol. 67, p. 2657,

1995.

[59] C. Lu, E. Chang, J. Huang, C. Chang, M. Lin, and C. Lee, *Journal of Electronic Materials*, vol. 37, no. 5, pp. 624 – 627, 2008.

[60] V. Reddy, M. Ravinandan, P. Rao, and C. Choi, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 23, no. 095026, p. 095026, 2008.

[61] M. Ravinandan, P. Rao, and V. Reddy, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 24, no. 3, p. 5004, 2009.

[62] J. Guo, F. Pan, M. Feng, R. Guo, P. Chou, and C. Chang, *Journal of Applied Physics*, vol. 80, p. 1623, 1996.

[63] A. Schmitz, A. Ping, M. Khan, Q. Chen, J. Yang, and I. Adesida, *Semiconductor Science and Technology*, vol. 11, pp. 1464 – 1467, 1996.

[64] N. Miura, T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, T. Ozeki, H. Ishikawa, T. Egawa, and T. Jimbo, *Solid State Electronics*, vol. 48, no. 5, pp. 689–695, 2004.

[65] J. Hayes, D. Kim, H. Meidia, and S. Mahajan, *Acta Materialia*, vol. 51, no. 3, pp. 653 – 663, 2003.

[66] A. Kumar, S. Arafin, M. C. Amann, and R. Singh, *Nanoscale Research Letters*, 8:481, 2013.

[67] C. Lee, E. Chang, L. Chang, C. Fang, Y. Huang, and J. Huang, *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 42, no. part 1, pp. 4193 – 4196, 2003.

[68] Q. Liu, L. Yu, F. Deng, S. Lau, and J. Redwing, *Journal of Applied Physics*, vol. 84, p. 881, 1998.

[69] J. Kim, F. Ren, A. Baca, and S. Pearton, *Applied Physics Letters*, vol. 82, p. 3263, 2003.

[70] V. R. Reddy and P. K. Rao, *Microelectronic Engineering*, vol. 85, no. 2, pp. 470 – 476, 2008.

[71] V. Reddy and N. Reddy, *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 9, no. 12, p. 3871, 2007.

[72] S. Bouzid, V. Hoel, N. Defrance, H. Maher, F. Lecourt, M. Renvoise, D. Smith, J.C. De Jaeger, *Advanced Semiconductor Devices & Microsystems (ASDAM), 2010 8th International Conference on*, vol., no., pp.111-114, 25-27 Oct. 2010.

[73] S. Bouzid, H. Maher, N. Defrance, V. Hoel, F. Lecourt, M. Renvoise, J.C. De Jaeger, P. Frijlink, *Electronics Letters*, vol.48, no.2, pp.69-71, January 19 2012

[74] S. B. Driad, H. Maher, N. Defrance, V. Hoel, J.C. De Jaeger, M. Renvoise, P. Frijlink, *Electron Device Letters, IEEE*, vol.34, no.1, pp.36-38, Jan. 2013.

[75] H. Teisseyre, P. Perlin, T. Suski, I. Grzegory, S. Porowski, J. Jun, *J. Appl. Phys.*, 76, (1994) 2429-2434.

- [76] V. Bougrov, M.E. Levinshtein, S.L. Rumyantsev, A. Zubrilov, *Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe*, Eds. John Wiley & Sons, Inc., New York, 1-30, 2001.
- [77] J.Y. Duboz, *Matériaux semi-conducteurs à grand gap III-V à base de GaN*, Technique de l'ingénieur, Vol. 1, N°E1995, PP. E1995.1-E1995.24 (1999).
- [78] K. H. Baik, Y. Irokawa, F. Ren, S. J. Pearton, S. S. Park, *Solid-State Electron.*, 47, (2003) 1533-1538.
- [79] S. J. Pearton, C. R. Abernathy, F. Ren, *Gallium Nitride Processing for Electronics, Sensors and Spintronics*, Springer-Verlag, 2006.
- [80] W. Shockley, W. T. Read, *Phys. Rev.*, Vol. 87, 5, (1952) 835-842.
- [81] Silvaco Atlas User's Manual, Device Simulator Software, 2013.
- [82] M. Razeghi, M. Henini, *Optoelectronic Devices: III-Nitrides*, Elsevier, 2004.
- [83] D. Caughey, R. Thomas, *Proc. IEEE*, Vol. 52, (1967) 2192-2193.
- [84] T. T. Mnatsakanov, M. E. Levinshtein, L. I. Pomortseva, S. N. Yurkov, G. S. Simin, M. A. Khan, *Solid-State Electron.*, 47, (2003) 111-115.
- [85] C. Canali, G. Majni, R. Minder, G. Ottaviani, *IEEE Trans. Elect. Dev.*, Vol. ED 22, (1975) 1045-1047.
- [86] I.H. Oguzman, J. Kolník, K.F. Brennan, R. Wang, T.N. Fang, P.P. Ruden, *J. Appl. Phys.*, 1996, vol. 80, n° 8, pp. 4429-443
- [87] M. Suzuki, T. Uenoyama, *Electronic and optical properties of GaN-based quantum wells in Group III nitride semiconductors compound: physics and applications*, Edited by B. GIL. Oxford: Clarendon press, 1998, pp. 307-342.
- [88] K. Kim, W.R.L. Lambrecht, B. Segall, M. Schilfgaard, *Phys. Rev. B*, 1997, vol. 56, n° 12, pp. 7363-7375.
- [89] J. I. Pankove, S. Bloom, G. Harbeke, *RCA Review*, 1975, vol. 36, p.163.
- [90] M. Drechsler, D.M. Hofmann, B.K. Meyer, T. Detchprohm, H. Amano, I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.*, 1995, vol. 34, n° 9B, p. L1178.
- [91] W.J. Fan, M.F. Li, T.C. Chong, J.B. Xia, *J. Appl. Phys.*, 1996, vol. 79, n° 1, pp.188-194.
- [92] M. Fancilli, T. Lei, T.D. Moustakas, *Phys. Rev. B*, 1993, vol. 48, n° 20, pp. 15144-15147.
- [93] P. Agnès, *Caractérisation électrique et optique du nitrure de gallium hexagonal et cubique en vue de l'obtention d'émetteurs bleus*, Thèse à l'INSA, Lyon (1999).
- [94] J. Piprek, *Nitride semiconductor devices, Principles and simulation*, 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [95] A. Rockett, *The Materials Science of Semiconductors*, Springer-Verlag US, 2008.

- [96] X.L. Zhou, M.H. Yang, and J.F. Du, Journal of Electronic Science and Technology of China, Vol. 7, N° 3, Semptember 2009.
- [97] K. Takeuchi, S. Adachi and K. Ohtsuka, J. Appl. Phys. 107, 023306 (2010).
- [98] A.S. Barker, M. Ilegems, Phys. Rev. B, 1973, Vol.7, N° 2, p. 743.
- [99] [<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=GaN&page=Barker-o>], Dernier accès: le 07/03/2018.
- [100] Y. N. Xu, W.Y. Ching, , Phys. Rev. B, 1993, Vol. 48, N° 7, pp. 4335-4351.
- [101] H. Sobotta, H. Neumann, R. Franzheld, W. Seifert, Physica Status. Solidi B., 1992 , Vol. 174, N° 2, pp. K57.

Chapitre IV

Résultats et discussion

IV. 1 Introduction

Comme nous l'avons parlé précédemment, le GaN est un semi-conducteur à bande interdite directe approprié pour la fabrication de divers dispositifs en raison de son large bande interdite et son vitesse électronique de saturation élevée. D'autre part, le composé ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ a une large bande interdite directe allant de 3.39 eV (GaN) à 6.2 eV (AlN), ce qui correspond à des longueurs d'onde de seuil égales à 365 nm et 200 nm respectivement.

Basé sur ces deux composés, bien adaptés à la réalisation des photodétecteurs, les chercheurs ont conçu et fabriqué différents types de photodétecteurs (p-n, p-i-n, *Schottky*, MSM, ...) fonctionnant dans la gamme des rayons ultraviolets, ce qui est dénommé: région aveugle solaire. Ces photodétecteurs peuvent être utilisés pour de nombreuses potentielles applications telles que l'astronomie solaire, la détection des missiles, la transmission espace-espace, alarme d'incendie et surveillance de la combustion [1-3].

Dans ce chapitre, nous allons étudier et évaluer les performances de deux types de photodétecteurs qui sont respectivement: un photodétecteur à barrière de *Schottky* à base de GaN, et un autre de type "p-n-n⁺" à base de AlGaIn.

IV. 2 Simulation des caractéristiques électriques d'un photodétecteur à barrière de *Schottky* à base de GaN

Les photodétecteurs de rayons UV à barrière de *Schottky* à base de GaN ont été étudiés par de nombreux groupes de recherches depuis plusieurs années, où différentes conceptions de dispositifs (métaux pour les contacts, dimensions, éléments et concentrations de dopages,...etc.) ont été explorés et étudiés.

Parmi les résultats publiés, on peut citer le travail effectué par *Q. Chen et al.* [4]. Ils ont rapporté un photodétecteur UV à barrière de *Schottky* (Pd/n-GaN) qui assure une réponse spectrale maximale de 0.18 AW^{-1} à 365 nm pour une polarisation inverse égale à 5 V. La structure étudiée consiste en une couche épaisse ("n⁺"-GaN) de $1 \mu\text{m}$ ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) déposée sur un substrat de saphir, suivie d'une couche active ("n"-GaN) de $0.4 \mu\text{m}$ ($3 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$).

D. G. Zhao et al. [5] ont rapporté des photodétecteurs (Ni/Au/n-GaN) qui présentent une réponse spectrale maximale de 0.2 AW^{-1} à 365 nm pour une polarisation nulle. D'autre part, *S. Zhang et*

al. [6] ont conçu un photodétecteur UV à barrière de *Schottky* qui montre un pic de réponse spectrale à 358 nm dépassant 0.15 AW^{-1} sous une polarisation nulle. Il est constitué d'une couche active ("n"-GaN) de $0.4 \mu\text{m}$ non intentionnellement dopée ($1.6 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$), et une couche épaisse ("n⁺"-GaN) de $4 \mu\text{m}$ fortement dopée ($3 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$). Le contact *Schottky* utilisé est une multicouche semi-transparente de Ni/Au. Ainsi, *W. Mou et al.* [7] ont rapporté un photodétecteur UV de haute performance, présentant un pic de réponse spectrale à 360 nm égale à 0.147 AW^{-1} pour une polarisation nulle.

On peut citer aussi le travail de *X. Sun et al.* [8], où ils ont présenté les photodétecteurs UV à base de GaN, avec des contacts *Schottky* sous forme de doigts inter-digités, suivants: (Ni/GaN/Cr, Ni/GaN/Ag, Ni/GaN/Ti/Al). Ces photodétecteurs ont prouvé différentes réponses spectrales pour une polarisation nulle avec des résultats d'environ: 0.037 AW^{-1} , 0.083 AW^{-1} et 0.104 AW^{-1} respectivement.

Dans le présent travail, nous allons étudier les caractéristiques électriques d'un photodétecteur UV à base de GaN de type "n", conçu pour avoir une réponse spectrale dépassant 0.20 AW^{-1} , dont le contact *Schottky* est assuré par une couche métallique semi-transparente en platine (Pt).

IV. 2. 1 Choix du métal pour la réalisation du contact *Schottky*

Les matériaux à grands gaps et les matériaux associés ont été largement étudiés ces dernières années en raison de leurs applications passionnantes dans les dispositifs laser, les détecteurs de rayons ultraviolets (UV), les diodes électroluminescentes (LED), les transistors à effet de champ (FET) et l'électronique haute puissance.

Ces applications passionnantes présentent de nombreux défis lors de la réalisation d'un contact métallique de haute performance aux matériaux à base de GaN, ce qui est crucial pour la performance du dispositif.

Nous nous concentrons dans la présente section sur les caractéristiques $J(V)$ obtenues à température ambiante en utilisant des contacts à couche unique de différents métaux (Pt, Ni, Au, Ag, Cr, Mo) pour former un photodétecteur *Schottky* sur GaN de type "n". La densité de courant simulée a été obtenue en variant la tension de polarisation entre 0 V et 5.5 V en polarisation direct et entre -300 V et 0 V en polarisation inverse, en utilisant l'outil Atlas - Silvaco.

IV. 2. 1. 1 Description du dispositif

La structure étudiée, décrite à la figure (IV. 1), consiste en une couche épitaxiale de $5 \mu\text{m}$ d'épaisseur avec une concentration de donneurs égale à $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, déposée sur un substrat "n⁺" de GaN avec une concentration de dopage égale à $5.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

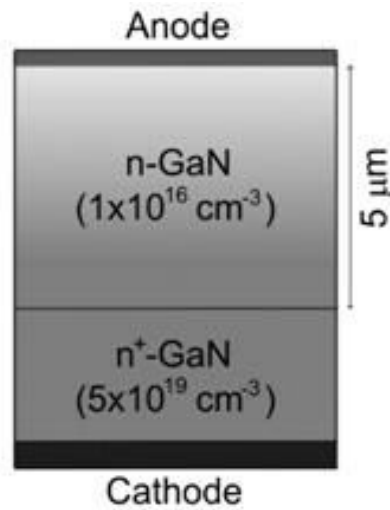


Fig. IV. 1: Schéma de la structure du détecteur *Schottky* étudié.

L'anode est constituée d'une couche métallique semi-transparente de 1.0 nm d'épaisseur, avec la présence d'une concentration d'états de surface égale à $1.0 \times 10^6 \text{ eV}^{-1}\text{cm}^{-2}$ à l'interface entre le métal et la région active. Enfin, on a considéré un contact ohmique sur toute la surface arrière constitué de l'alliage titane-aluminium (Ti/Al). La surface totale du dispositif est égale à $12 \mu\text{m}^2$. Le détecteur a été conçu pour effectuer, à l'obscurité, une tension de claquage théorique proche de 1300 V à température ambiante. Pour l'analyse numérique, la structure étudiée a été finement maillée avec un maillage rectangulaire 2-D, et les interfaces métal / semi-conducteur et n / n⁺ ont été raffinées avec précision.

IV. 2. 1. 2 Simulation de la caractéristique $J(V)$

Nous rapportons dans la figure (IV. 2) les caractéristiques $J(V)$ du contact établi entre les métaux (Pt, Ni, Au, Ag, Cr, Mo) et le GaN de type "n", dont les travaux de sortie adoptés sont respectivement (5.65 eV, 5.15 eV, 5.1 eV, 4.81 eV, 4.5 eV, 4.3 eV) [9-12]. Ces caractéristiques sont tracées sur une échelle logarithmique pour souligner leur comportement exponentiel.

D'après la figure (IV. 2. (a)), on constate que les métaux Ni, Au et Ag montrent une forte non linéarité, les métaux Cr et Mo montrent une légère non-linéarité, tandis que le Pt montre une haute non-linéarité et un fort comportement de rectification.

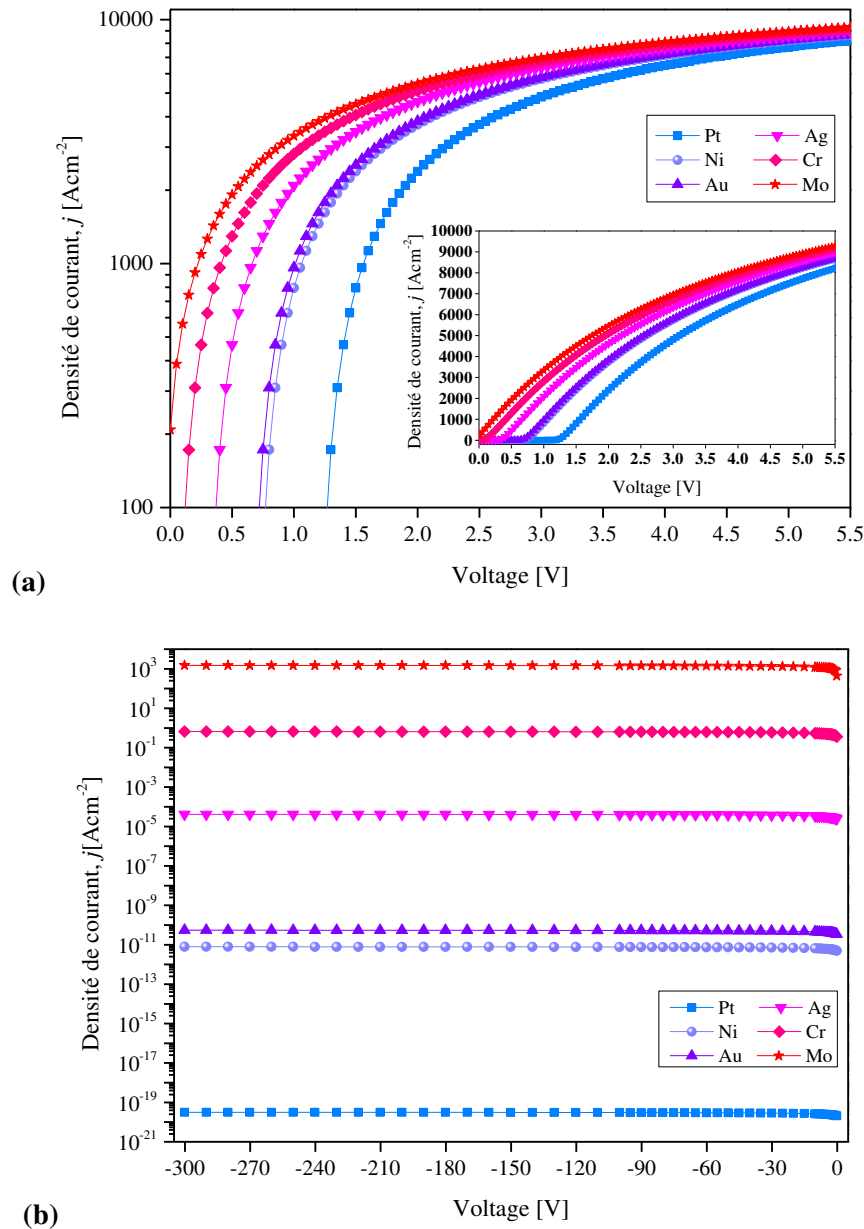


Fig. IV. 2: Caractéristiques $J(V)$ du contact établi entre les métaux (Pt, Ni, Au, Ag, Cr, Mo) et le GaN de type "n". (a) Polarisation direct, (b) Polarisation inverse.

D'autre part, en comparant les caractéristiques $J(V)$ en polarisation inverse illustrées dans la figure (IV. 2. (b)) des différents métaux, nous avons constaté que le métal Pt montre le plus faible courant de fuite par rapport aux autres métaux. Ce comportement de Pt le rend potentiellement utile pour un contact *Schottky* de haute qualité, et nous allons l'adopter dans le reste de notre étude.

IV. 2. 2 Analyse de l'effet de la température sur la caractéristique $J(V)$

Dans la présente section, nous allons étudier la caractéristique $J(V)$ du détecteur (Pt / n-GaN) dans une large gamme de températures. La dépendance à la température de la barrière de *Schottky* et du facteur d'idéalité est interprétée en utilisant la théorie de l'émission thermo-ionique (TE) et en supposant une distribution gaussienne de la barrière de *Schottky* basée sur le modèle de *Werner et Güttler*.

Pour une diode *Schottky* et à des niveaux de dopage relativement faibles en supposant que le courant est dû à l'émission thermo-ionique, c'est-à-dire que les électrons de la bande de conduction surmontent la barrière de potentielle, la relation entre la tension appliquée et la densité de courant est donnée par [9,13]:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{qV}{kT}\right)\right] \quad (\text{IV.1})$$

Où q est la charge élémentaire, T est la température en Kelvin, k est la constante de Boltzmann, n est le facteur d'idéalité, J_0 est la densité de courant de saturation inverse qui peut être extraite en extrapolant la droite de $\ln(J)$ pour intercepter l'axe de courant pour une tension nulle. Le facteur d'idéalité n a généralement une valeur supérieure à 1 et il est utilisé pour indiquer l'écart des diodes pratiques par rapport au modèle idéal d'émission thermo-ionique. Le courant de saturation de la diode *Schottky* peut être exprimé comme suit:

$$J_0 = A^* T^2 \exp\left(-\frac{q\Phi_b}{kT}\right) \quad (\text{IV.2})$$

A^* est la constante effective de *Richardson* égale à $26.4 [\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}]$ pour le GaN [14] et Φ_b la hauteur de la barrière de *Schottky* (SBH). En supposant une polarisation direct $V > 3kT/q$ [15], l'équation conventionnelle de la diode devient:

$$J = J_0 \exp\left(\frac{qV}{nkT}\right) \quad (\text{IV.3})$$

Les caractéristiques $J(V)$ simulées du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) présentée pour une large gamme de températures sont présentées dans la figure (IV. 3).

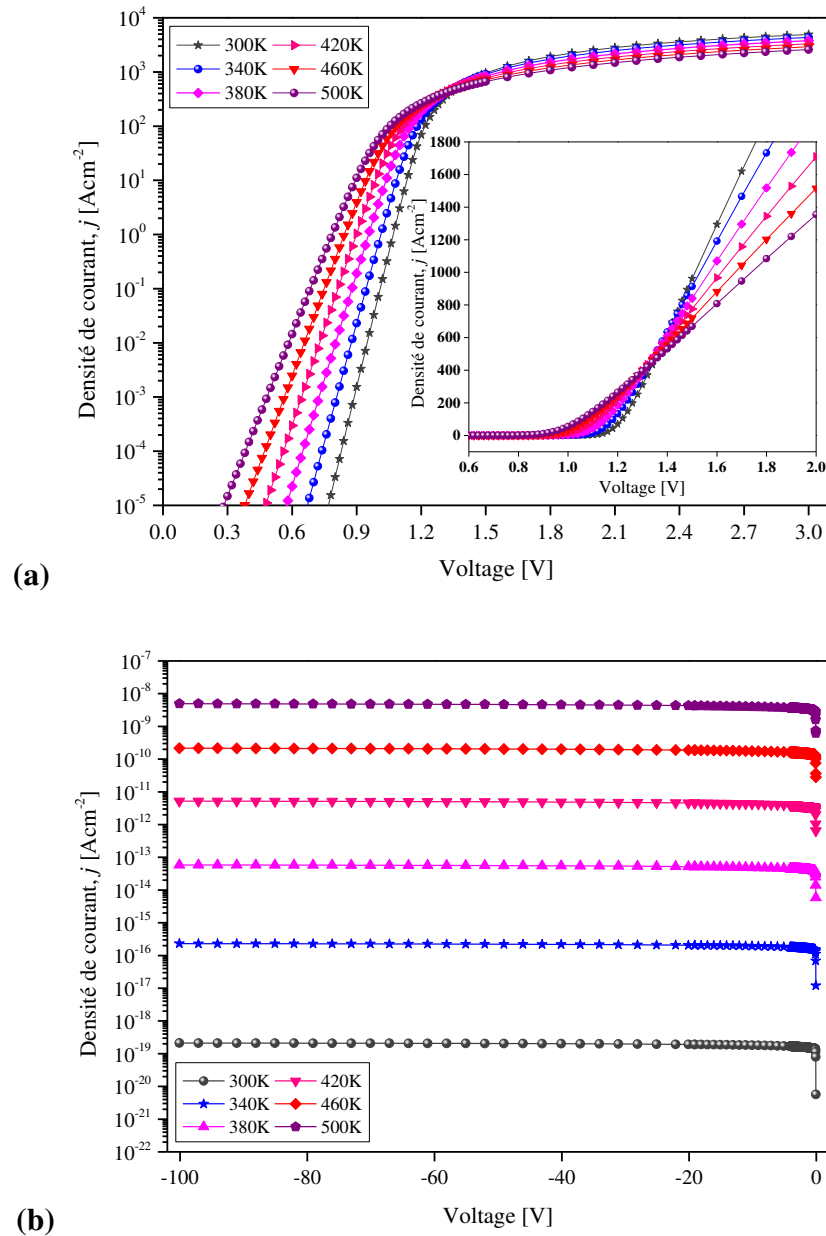


Fig. IV. 3: Caractéristiques $J(V)$ du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) dans la gamme de températures 300 K - 500 K. (a) Polarisation direct, (b) Polarisation inverse.

Dans la figure (IV. 3 (a)) on peut noter deux régions où les caractéristiques $J(V)$ se comportent différemment. Pour les courants faibles et moyens ($V < 1.3$ V), où le mécanisme dominant de conduction est l'émission thermo-ionique, les courbes tendent à se déplacer vers la gauche et vers le haut à mesure que la température augmente. Ce comportement est principalement dû à la dépendance à la température de la concentration intrinsèque. A une polarisation proche de 1.3 V, toutes les courbes se croisent au même point. Ce comportement du courant peut être expliqué en considérant que la mobilité des électrons diminue avec la température.

Les densités des courants de fuite du détecteur dans la même plage de températures sont représentées sur la figure (IV. 3 (b)). On constate une très faible densité de courant de $2.12 \times 10^{-19} \text{ Acm}^{-2}$ à -100 V et $T = 300 \text{ K}$. Cependant, cette valeur augmente significativement avec la température, qui est peut-être causée par une diminution de la barrière de *Schottky* due à la force d'image à des polarisations inverses plus élevées, ce qui rend les mécanismes de transport par émission plus importants.

Les valeurs de Φ_b et n , dans la plage de température considérée, sont représentées sur la figure (IV. 4). Ces valeurs sont calculées à partir des caractéristiques $J(V)$ à basse tension.

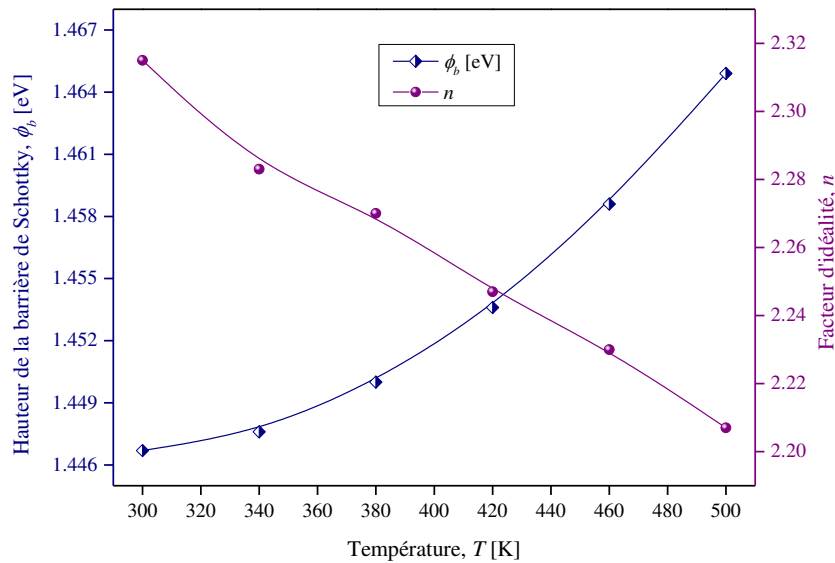


Fig. IV. 4: Facteur d'idéalité et barrière de *Schottky* du détecteur (Pt / n-GaN) dans l'intervalle de température 300 K - 500 K.

Les valeurs de Φ_b et n sont fonction de la température. En particulier, lorsque la température augmente, le facteur d'idéalité n diminue de 2.315 à $T = 300 \text{ K}$ à 2.207 à $T = 500 \text{ K}$, alors que Φ_b passe de 1.446 eV à $T = 300 \text{ K}$ à 1.465 eV à $T = 500 \text{ K}$. La valeur de Φ_b à température ambiante est inférieure à la valeur idéale de 1.540 eV estimée selon le modèle de *Schottky-Mott*. Au cours des calculs, nous avons supposé une barrière homogène à l'interface et nous avons extrait les paramètres de *Schottky* à partir du diagramme d'Arrhenius de l'énergie d'activation $\ln(J_0/T^2)$ en fonction de q/kT selon l'équation (IV. 2) comme le montre la figure (IV. 5).

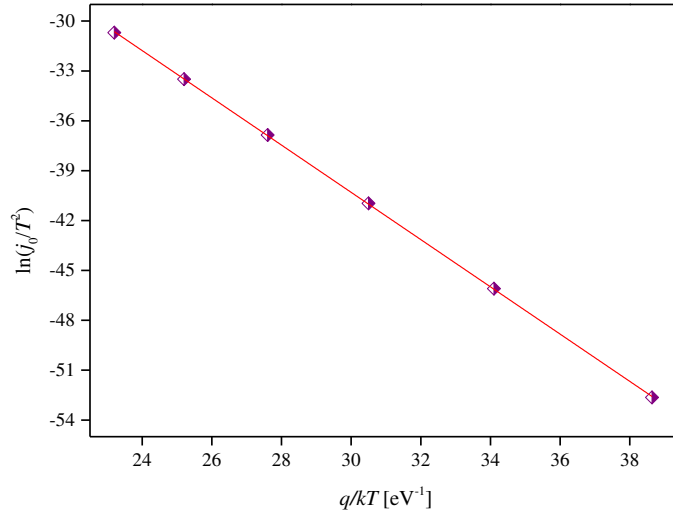


Fig. IV. 5: Courbe de l'énergie d'activation $\ln(J_0/T^2)$ en fonction de q/kT .

Comme on peut le voir, la courbe d'Arrhenius (Courbe de l'énergie d'activation) montre une ligne droite, où la constante de *Richardson* est obtenue à partir de l'intersection de la ligne droite avec l'axe de l'énergie d'activation, ce qui donne $A^* = 10.24 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$, et la valeur de Φ_b est obtenue à partir de la pente, résultant $\Phi_b = 1.42 \text{ eV}$. On remarque qu' A^* est inférieur à la valeur théorique attendue de $26.4 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$.

Les différents comportements observés à propos de la dépendance à la température de n et Φ_b , ainsi que la valeur inférieure de A^* , ont souvent été accrédités aux mécanismes de transport qui ne suivent pas la théorie TE idéale, en raison de l'existence d'inhomogénéités de barrière inévitables dans une jonction réel [10,15-18], ou lorsqu'on considère des états localisés à l'interface M / SC comme le cas de la présente étude. A des faibles températures, les porteurs ne disposent pas d'énergie suffisante pour surmonter la barrière. Par conséquent, le transport est dominé par le courant circulant à travers les endroits de faibles barrières, ce qui donne un facteur d'idéalité élevé. Par contre, lorsque la température augmente, de plus en plus d'électrons ont suffisamment d'énergie pour surmonter la barrière et donc le facteur d'idéalité diminue. Différents types de barrière ont été rapportés dans la littérature [19-21]. Dans notre étude, nous utilisons le modèle de *Werner* [22] avec l'hypothèse d'une distribution gaussienne $\rho(\Phi_b)$ de la barrière donnée par l'équation (III.59) dans le chapitre (III), avec un écart type σ_0 autour d'une valeur moyenne.

Le tracé de la hauteur de la barrière apparente $\Phi_{b,App}$ (Eq. (III.63)) en fonction de $q/2kT$ est représenté sur la figure (IV. 6), résultant en une ligne plutôt droite comme prévu. Les valeurs de $\overline{\Phi_{b0}}$ et l'écart-type σ_0 sont obtenues à partir de l'intersection et de la pente de la droite comme 1.48 eV et 0.047 V respectivement.

De même, le tracé du terme $(n^{-1} - 1)$ en fonction de $q/2kT$ donne une ligne droite comme le montre la figure (IV. 7). Les valeurs de ρ_2 et ρ_3 sont calculées à partir de l'intersection et de la pente de la droite signalée comme -0.52 V et 0.0026 V, respectivement.

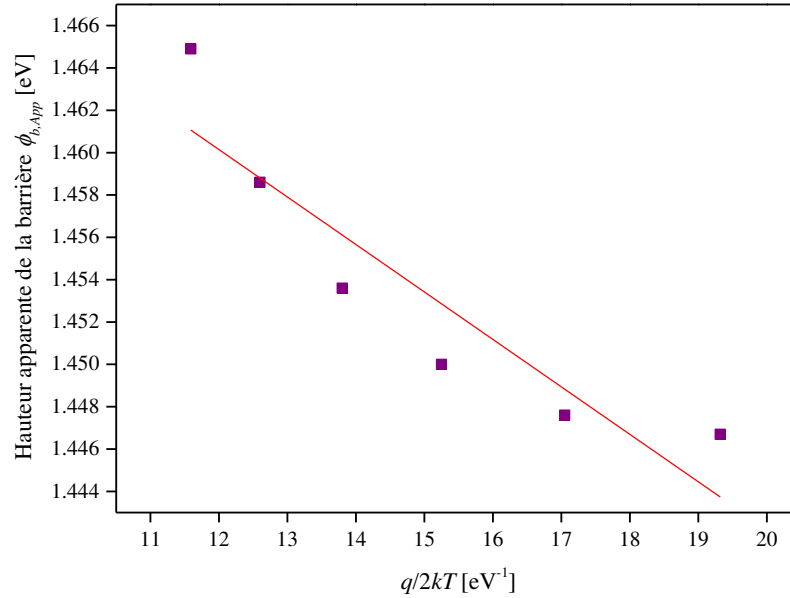


Fig. IV. 6: $\Phi_{b,App}$ vs. $q/2kT$ selon une distribution gaussienne de la barrière.

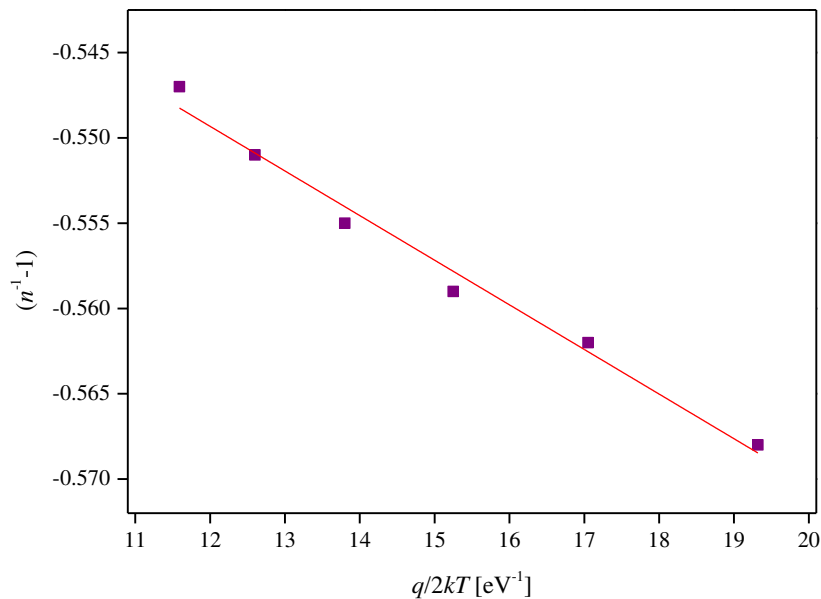


Fig. IV. 7: $(n^{-1}-1)$ vs. $q/2kT$ Selon une distribution gaussienne de la barrière.

En combinant les équations (III.62) et (III.63) dans le chapitre (III), on obtient l'expression de l'énergie d'activation modifier suivante:

$$\ln\left(\frac{J_0}{T^2}\right) - \frac{q^2\sigma_0^2}{2k^2T^2} = \ln(A^*) - \frac{q\overline{\Phi}_{b0}}{kT} \quad (\text{IV.4})$$

Le tracé de l'expression de l'énergie d'activation modifier $\ln(J_0 / T^2) - q^2\sigma_0^2 / 2k^2T^2$ en fonction de q/kT doit également être une ligne droite selon l'équation (IV. 4), avec une pente et un point d'intersection donnant immédiatement $\overline{\Phi}_{b0}$ et A^* , respectivement. En utilisant l'ajustement linéaire par les moindres carrés sur la courbe obtenue représentée sur la figure (IV. 8), on obtient $\overline{\Phi}_{b0} = 1.49$ eV et $A^* = 28.22$ $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$. Comme on peut le voir, la valeur de $\overline{\Phi}_{b0}$ est presque la même que la valeur extraite de la figure (IV. 5). D'autre part, la valeur de A^* obtenue à partir du graphique d'énergie d'activation modifiée est très proche de la valeur théorique pour le GaN de type "n" de 26.4 $\text{Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

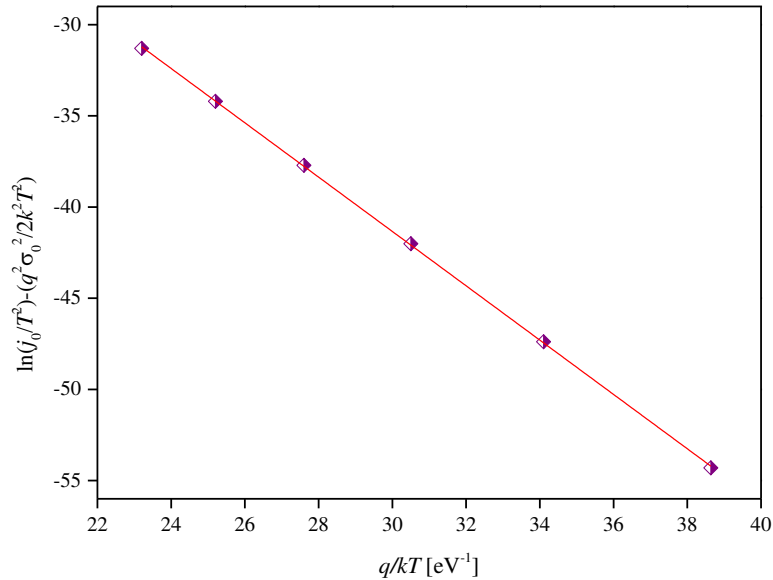


Fig. IV. 8: $\ln(J_0 / T^2) - q^2\sigma_0^2 / 2k^2T^2$ en fonction de q/kT selon une distribution gaussienne de la barrière.

IV. 2. 3 Analyse de l'effet des pièges accepteurs sur la caractéristique $J(V)$

Comme nous l'avons parlé dans la section (I. 8), et parmi les cinq niveaux pièges accepteurs reportés par *Y. Tokuda* [23], nous avons sélectionné pour notre étude de l'effet de présence de pièges accepteurs sur la caractéristique $J(V)$ dans l'obscurité, d'un détecteur de rayonnements ultraviolet (UV) à barrière de *Schottky* (Pt / n-GaN), les quatre niveaux suivants: le niveau piège peu profond H2 (Ev + 0.25 eV), les niveaux profonds H1 (Ev + 0.87 eV), H4 (Ev + 1.19 eV) et H5 (Ev + 1.76 eV), où Ev dénote le top de la bande énergétique de valence. Nous

allons également étudier le cas de la présence des quatre niveaux de piégeage H2, H1, H4 et H5 à la fois. D'autre part, nous allons extraire les valeurs du facteur d'idéalité ainsi que la hauteur de la barrière de *Schottky*, et étudier l'effet de pièges accepteurs sur eux. Les paramètres de pièges utilisés lors de simulations ont été tirés de la littérature [23] et résumés dans le tableau (IV.1). Les résultats de simulation obtenus sont montrés dans la figure (IV. 9).

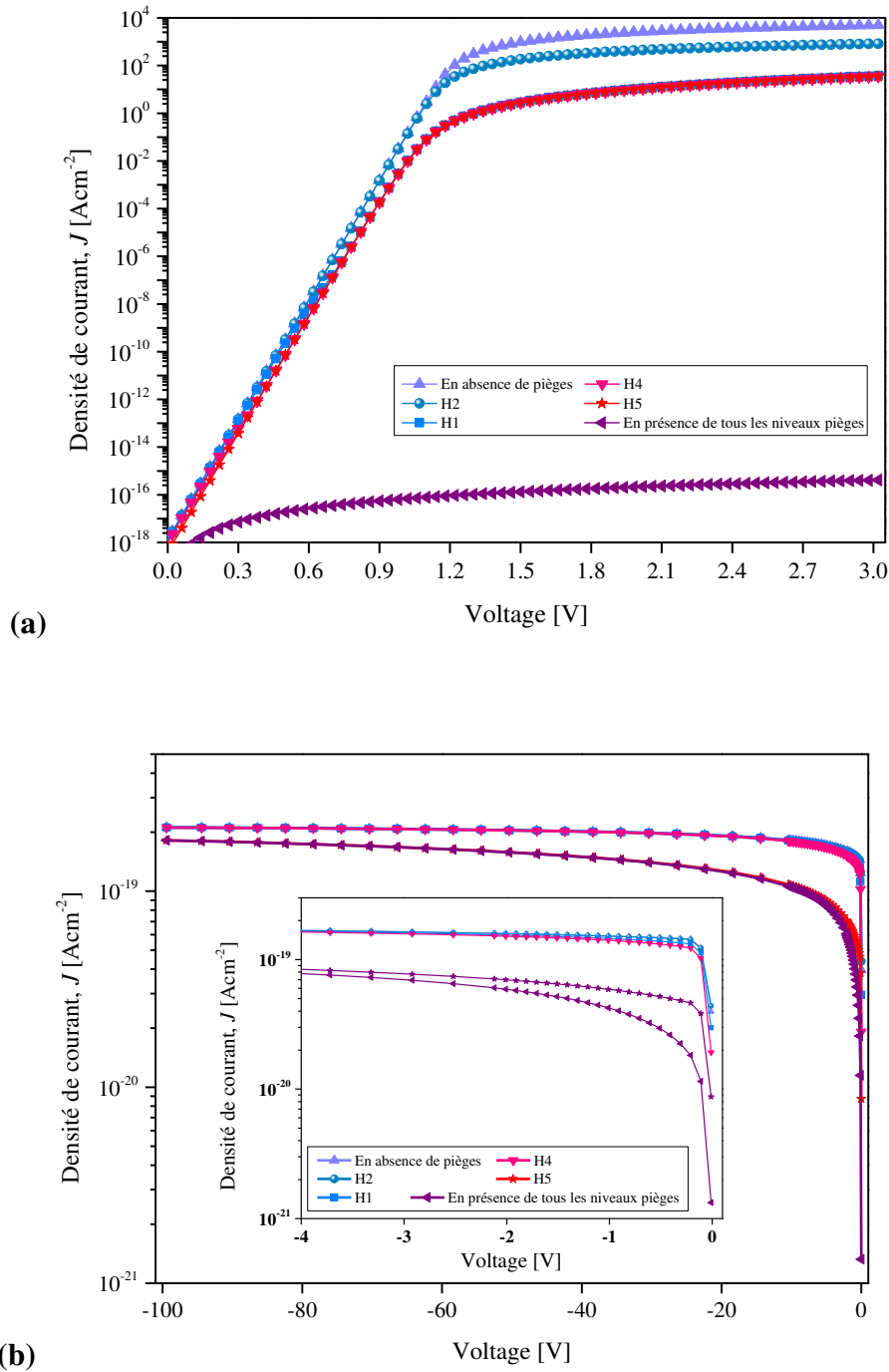


Fig. IV. 9: Simulation de la caractéristique $J(V)$ en présence de niveaux pièges H2, H1, H4 et H5 à $T = 300$ K. (a) Polarisation directe, (b) Polarisation inverse.

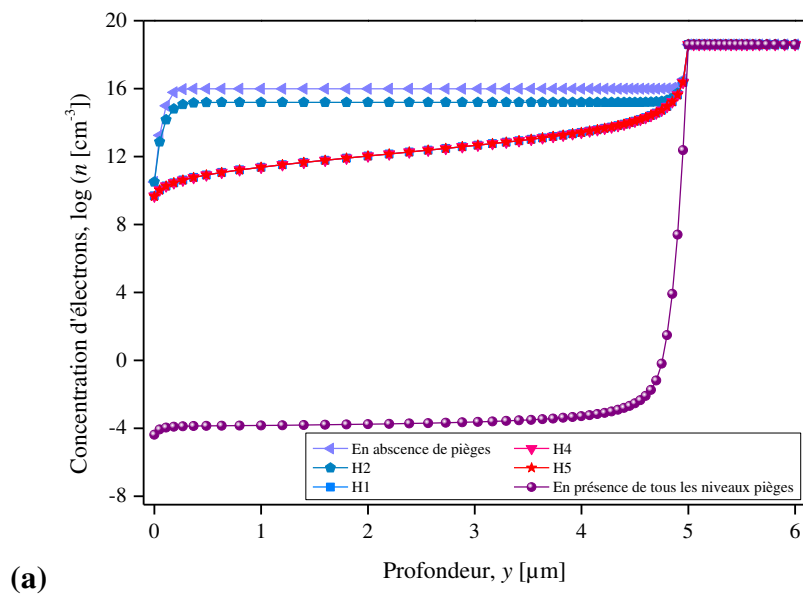
Tableau IV. 1: Paramètres de pièges [23].

Piège	Energie d'activation (eV)	Densité (cm ⁻³)	Section efficace de capture d'électrons (cm ²)	Section efficace de capture de trous (cm ²)
H2	0.25	1.0×10 ¹⁶	1.7×10 ⁻¹⁷	1.7×10 ⁻¹⁶
H1	0.87	1.0×10 ¹⁶	7.4×10 ⁻¹⁴	7.4×10 ⁻¹³
H4	1.19	1.0×10 ¹⁶	2.3×10 ⁻¹⁵	2.3×10 ⁻¹⁴
H5	1.76	1.0×10 ¹⁶	1.2×10 ⁻¹²	1.2×10 ⁻¹¹

Sur la base des résultats obtenus, il est évident que la présence de pièges a un impact significatif sur les caractéristiques électriques du dispositif en polarisation direct. En particulier, lorsque les états de pièges sont situés au niveau d'énergie le plus profond H5. De plus, la tension de seuil de la diode tend à augmenter.

D'autre part, il est évident que le courant de fuite de la structure contenant des pièges est inférieur à celui de la structure dépourvu de pièges, et nous pouvons constater un courant de fuite égale à $1.8 \times 10^{-19} \text{ Acm}^{-2}$ à -100 V lorsque tous les niveaux de piège sont considérés.

Les comportements observés de la densité de courant, en polarisation direct et inverse, lorsque le niveau piège devient plus profond, doivent être principalement liés à une réduction de la concentration des porteurs de charge majoritaires. Pour s'assurer de cette explication, la répartition des concentrations d'électrons le long de la structure du dispositif, pour chaque niveau piège en polarisation direct et inverse, est représentée sur la figure (IV. 10).



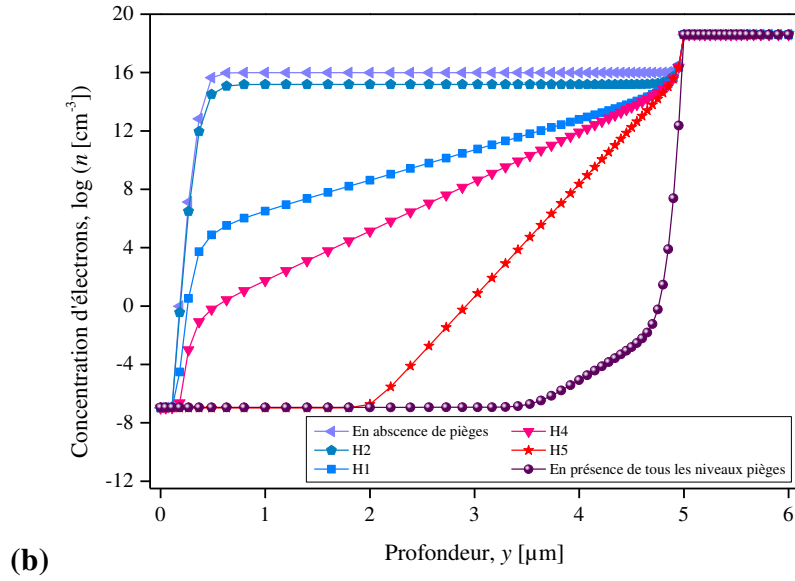


Fig. IV. 10: Concentration d'électrons pour différents niveaux de pièges à $T = 300$ K.

(a) Polarisation directe, (b) Polarisation inverse.

On voit sur la figure (IV. 10) que la concentration d'électrons subit une diminution considérable dans la région "n" du dispositif, en particulier pour le niveau piège le plus profond H5 et lorsque tous les niveaux pièges sont présents, ce qui est dû à la densité importante de trous générée par les états de pièges accepteurs ionisés.

L'influence de la concentration des états de pièges accepteurs pour chaque niveau d'énergie, sur le facteur d'idéalité de la diode et la hauteur de la barrière de *Schottky* est illustrée dans les figures (IV. 11) et (IV. 12), respectivement.

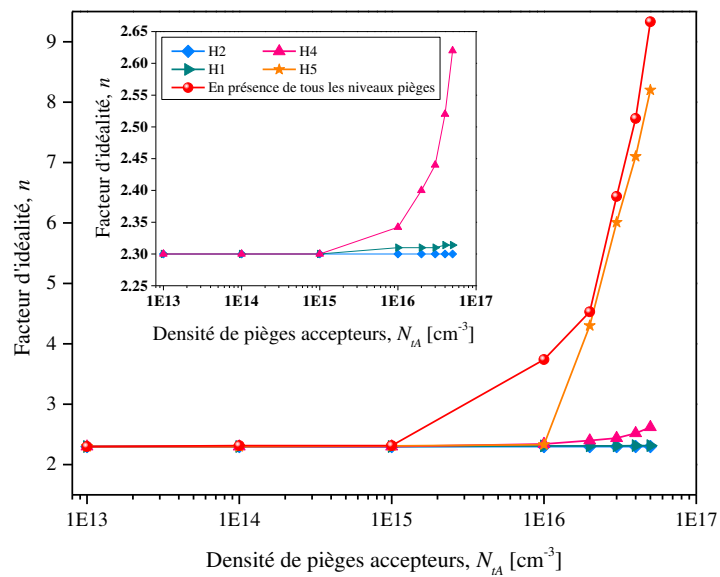


Fig. IV. 11: Facteur d'idéalité en fonction de la densité d'états de pièges accepteur à $T = 300$ K.

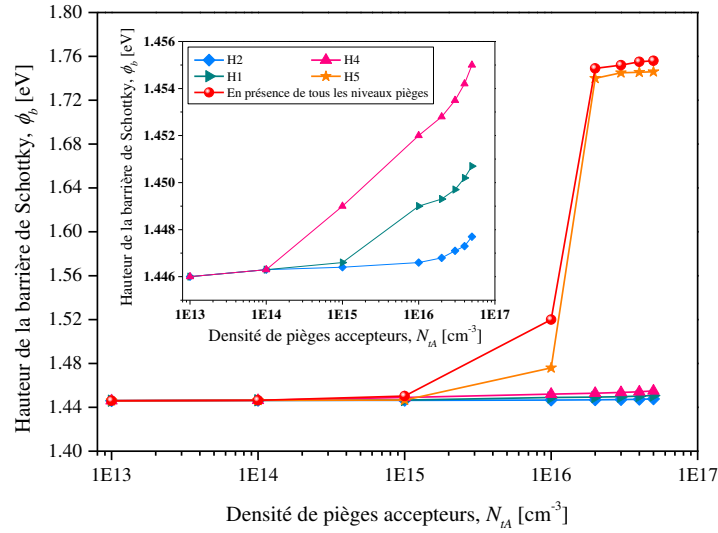


Fig. IV. 12: Hauteur de la barrière de Schottky en fonction de la densité d'états de pièges accepteurs à $T = 300$ K.

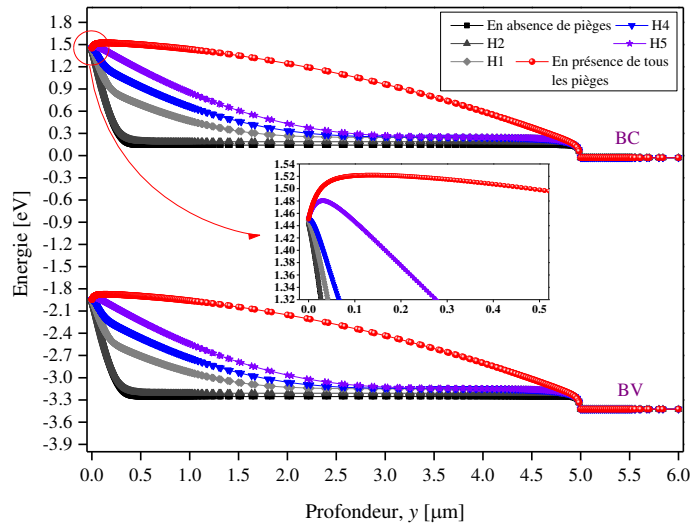


Fig. IV. 13: Evolution des bandes d'énergies en présence d'une densité d'états de pièges accepteurs égale à $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ à $T = 300$ K.

Le facteur d'idéalité reste constant avec l'augmentation de la concentration de pièges dans le cas du niveau peu profond H2, et augmente lorsque le niveau de piège profond H5 est considéré, comme prévu par leur rôle de centres de recombinaison. De même, les figures (IV. 12) et (IV. 13) montrent que la hauteur de la barrière de Schottky augmente avec l'augmentation de la densité de pièges dans le GaN surtout lorsque le niveau piège devient plus profond. Ainsi, la hauteur de la barrière atteint un maximum de 1.52 lorsque tous les types de pièges sont présents dans le GaN avec une concentration de pièges égale à $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, et subit un très faible changement dans le cas du niveau piège peu profond H2.

Les pièges introduits entraînent une réduction correspondante de la durée de vie, de la conductivité et de la mobilité des porteurs de charge minoritaires, ce qui signifie une réduction de la densité des porteurs majoritaires dans le GaN.

IV. 2. 4 Analyse de l'effet de l'intensité d'illumination

Les résultats de simulation de la caractéristique $J(V)$ sous polarisation directe et inverse de la structure *Schottky* étudiée, dans les conditions d'obscurité et sous une lumière UV uniforme de longueur d'onde $0.36 \mu\text{m}$ pour différentes intensités d'illumination, sont représentées respectivement dans les figures (IV. 14) et (IV. 15).

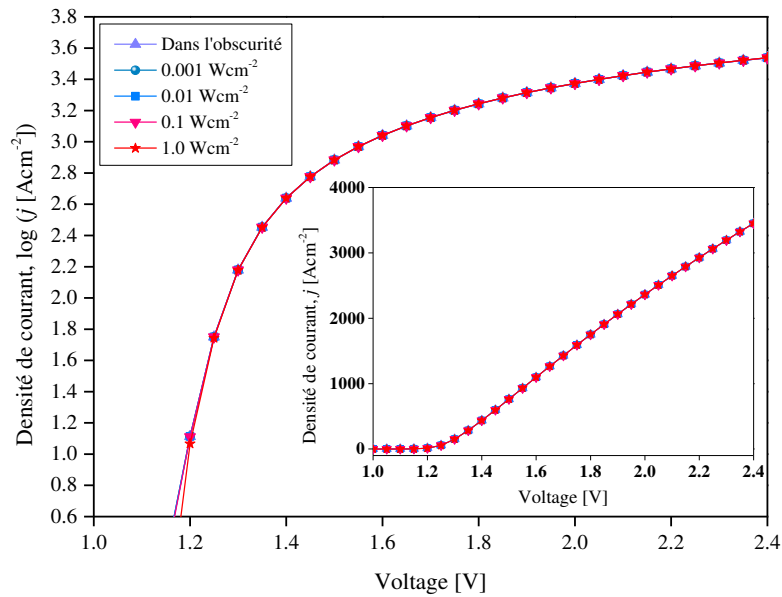


Fig. IV. 14: La caractéristique $J(V)$ du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) sous polarisation directe, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$) à $T = 300 \text{ K}$. L'encart montre la caractéristique $J(V)$ directe à l'échelle linéaire.

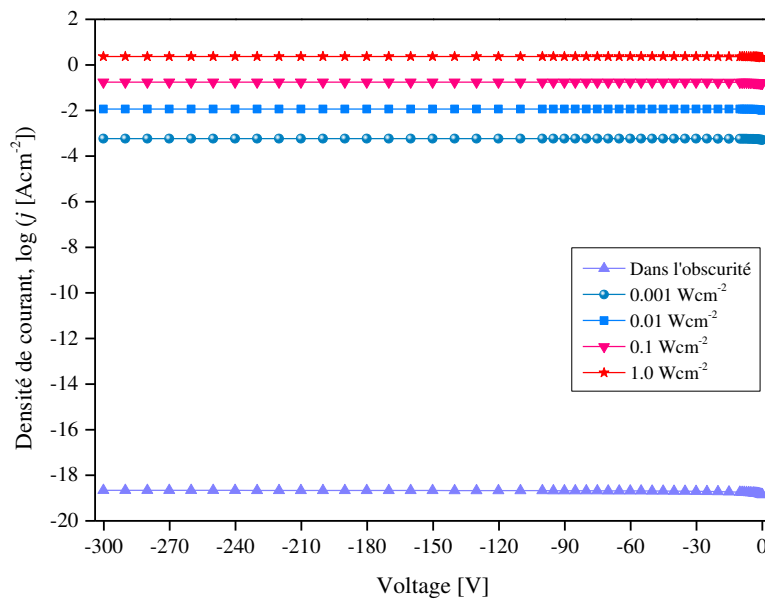


Fig. IV. 15: La caractéristique $J(V)$ du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) sous polarisation inverse, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$) à $T = 300 \text{ K}$.

Le dispositif présente un bon comportement de redressement dans l'obscurité et, par exemple, un taux de rectification de l'ordre de 10^{22} à ± 2 V peut être calculé à température ambiante. De plus, à $T = 300$ K et -300 V, la densité du courant de fuite est aussi faible que 2.18×10^{-19} Acm⁻² (figure (IV. 15)), et le claquage se produit pour une tension de polarisation inverse proche de 1330 V. Ces résultats confirment que le détecteur proposé pourrait être adapté aux applications à faible bruit.

De la figure (IV. 14), il est également intéressant de noter que le courant direct augmente de façon exponentielle avec la tension appliquée, sans effet appréciable de l'éclairage. D'autre part, sur la figure (IV. 15), le courant inverse augmente avec l'augmentation de l'intensité d'illumination d'une manière significative. Par exemple, pour une polarisation inverse de -300 V, un photo-courant de 5.8×10^{-4} Acm⁻² est calculé à 1.0×10^{-3} Wcm⁻², augmentant à 2.33 Acm⁻² à 1.0 Wcm⁻². Ceci est une conséquence de l'augmentation graduelle du taux de photogénération, comme le montre la figure (IV. 16).

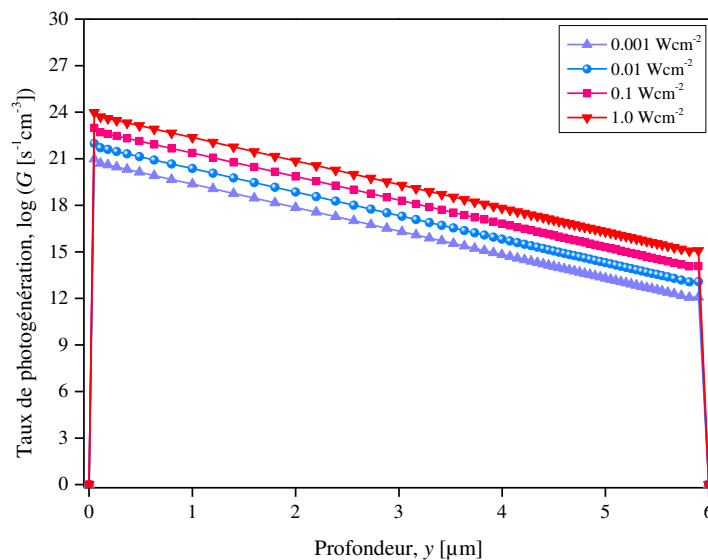


Fig. IV. 16: Profil de taux de photogénération à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$) à $T = 300$ K.

Ceci est clairement représenté sur les figures (IV. 17) et (IV. 18), où les profils de concentrations d'électrons à travers le détecteur sont tracés pour plusieurs intensités du rayonnement incident à une polarisation directe de 1.3 V où un changement important de la pente des courbes de la figure (IV. 14) a lieu, et à une polarisation inverse de -300 V, respectivement. En particulier, le profil de concentration d'électrons apparaît presque inchangé sur la figure (IV. 17) (polarisation directe), où il est principalement contrôlé par les impuretés dopantes et l'augmentation des porteurs ne se produit que dans la région d'appauvrissement. Au contraire, la concentration

d'électrons augmente de plusieurs ordres de grandeur dans toute la couche épitaxiale de la figure (IV. 18) sous des tensions de polarisation inverse.

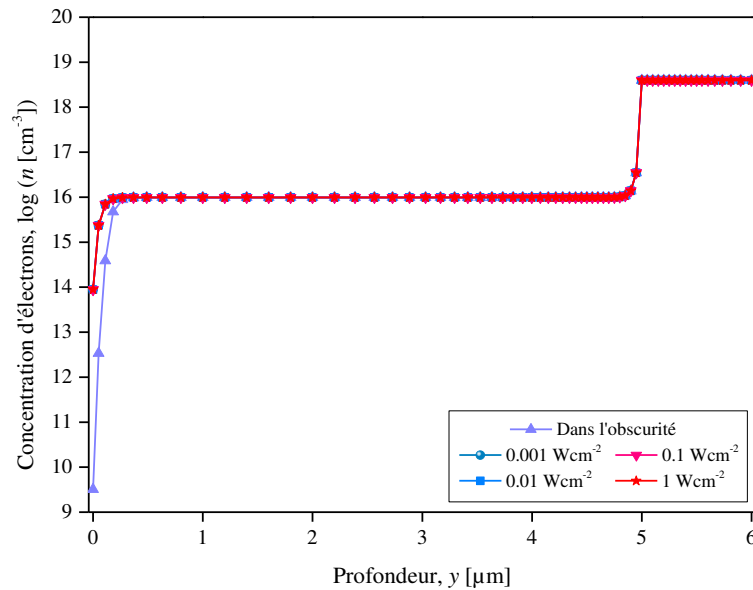


Fig. IV. 17: Profil de concentration d'électrons à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation directe égale à 1.3 V à $T = 300 \text{ K}$.

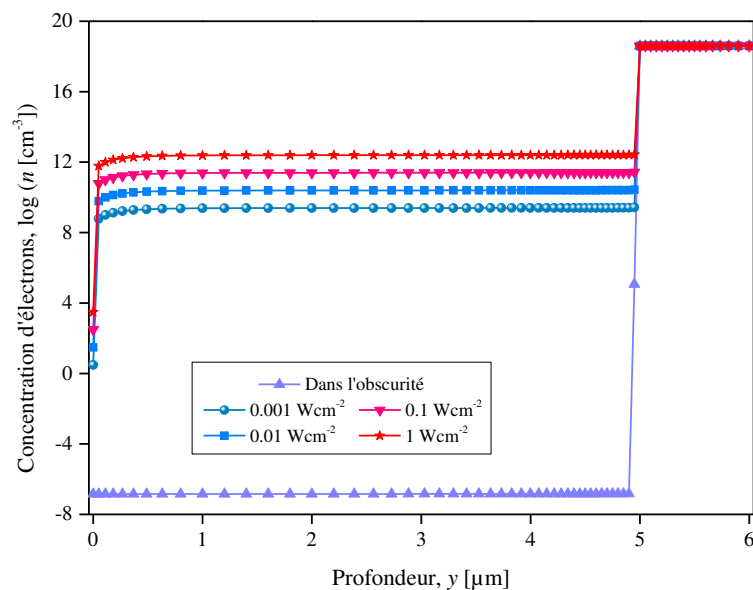


Fig. IV. 18: Profil de concentration d'électrons à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation inverse égale à -300 V à $T = 300 \text{ K}$.

Enfin, la concentration des trous, qui sont les porteurs minoritaires, augmente de plusieurs ordres de grandeur sous polarisation directe et inverse, comme il est indiqué sur la figure (IV. 19) et la figure (IV. 20) respectivement.

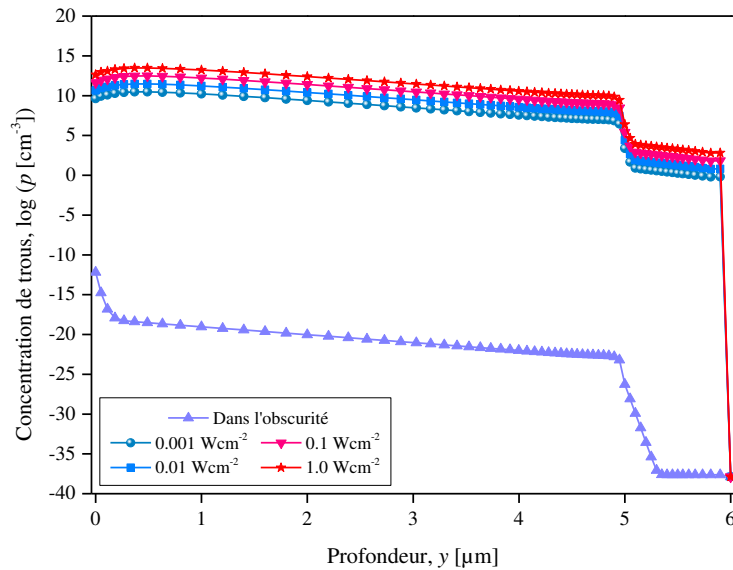


Fig. IV. 19: Profil de concentration de trous à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation directe égale à 1.3 V à $T = 300 \text{ K}$.

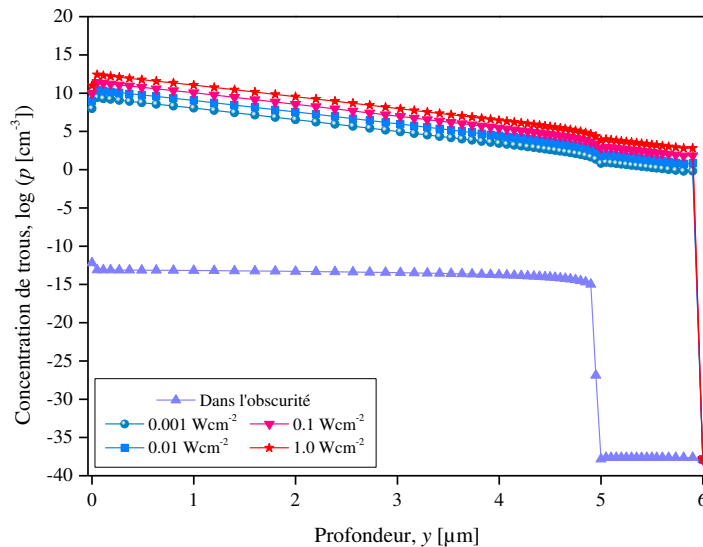


Fig. IV. 20: Profil de concentration de trous à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.36 \mu\text{m}$), sous polarisation inverse égale à -300 V à $T = 300 \text{ K}$.

Il est important de noter que les résultats présentés dans ce travail peuvent être considérés comme valides pour une épaisseur d'anode dans la limite de 10 nm. En effet, dans l'obscurité et sous polarisation directe et inverse, les épaisseurs du métal anodique jusqu'à 100 nm n'ont qu'un effet négligeable sur la caractéristique $J(V)$ du détecteur. Par contre, des épaisseurs supérieures à 10 nm sous illumination, marque le début de la mise en place d'une diminution appréciable de la photogénération des porteurs de charges, en raison de l'absorption du contact. De plus, une couche de métal Pt supérieure à 10 nm détermine une diminution significative de la sensibilité spectrale du détecteur, comme le montre la figure (IV. 21), pour une intensité lumineuse incidente de 1.0 Wcm^{-2} à $T = 300 \text{ K}$.

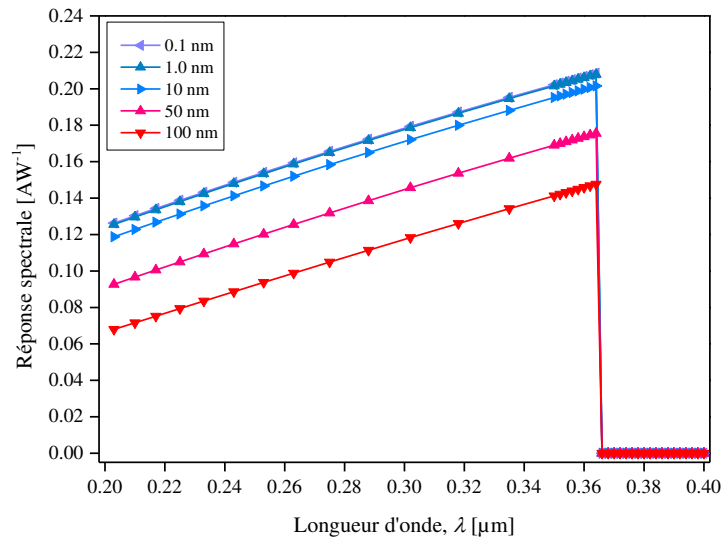


Fig. IV. 21: Réponse spectrale du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN), sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes épaisseurs de l'anode.

Comme on le sait, la réponse spectrale d'une photodiode est une mesure de l'efficacité de la conversion de la puissance lumineuse en courant électrique, et elle est définie comme le rapport du courant photoélectrique à la puissance lumineuse incidente à une longueur d'onde donnée.

IV. 2. 5 Analyse de l'effet de la température sur la réponse spectrale

En illuminant le détecteur *Schottky* étudié dans l'intervalle de longueurs d'ondes $0.2 \mu\text{m} - 0.4 \mu\text{m}$, avec une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} , les courbes de la réponse spectrale en fonction de la température sont représentées sur la figure (IV. 22).

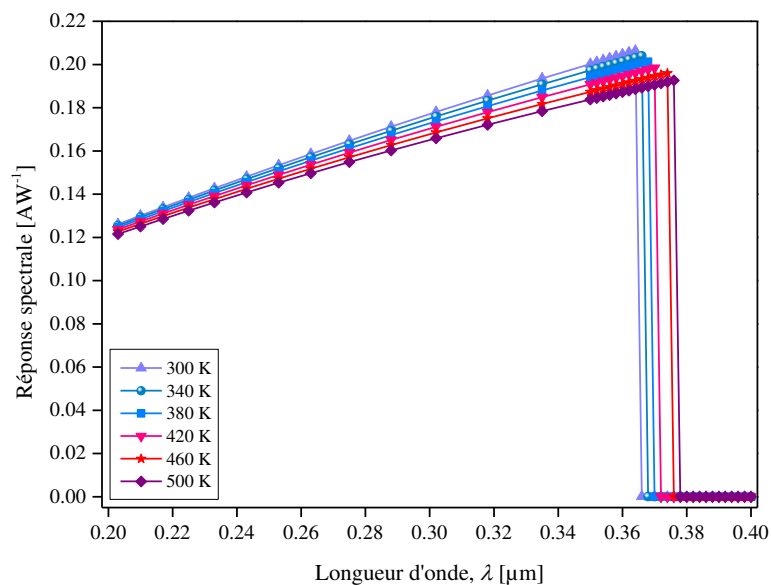


Fig. IV. 22: Réponse spectrale du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN), sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, à six températures distinctes.

À partir de la longueur d'onde de 200 nm, dans la figure (IV. 22), la réponse spectrale augmente progressivement pour des longueurs d'ondes plus longues, de 0.126 AW^{-1} jusqu'à 0.206 AW^{-1} à $0.364 \text{ }\mu\text{m}$ ($T = 300 \text{ K}$), en raison de la plus longue profondeur de pénétration. À 364 nm , elle diminue brusquement. En outre, nous pouvons noter que, bien que la température n'ait qu'un effet limité sur la réponse spectrale pour les courtes longueurs d'onde, car la plupart des photons correspondants sont absorbés, avec l'augmentation de la température, les courbes tendent à se déplacer vers les longues longueurs d'onde et le pic de la réponse est également affectée. Il en résulte, en fait, 0.192 AW^{-1} à $T = 500 \text{ K}$, en correspondance avec une longueur d'onde de coupure égale à $0.376 \text{ }\mu\text{m}$.

Le comportement de la réponse spectrale montré sur la figure (IV. 22) peut être expliqué en tenant compte de la dépendance à la température de l'énergie de la bande interdite de GaN et du coefficient d'absorption. En particulier, comme on peut le voir sur la figure (IV. 23), le coefficient d'absorption subit une petite augmentation avec l'accroissement de la température et sa valeur de seuil se déplace vers les longueurs d'ondes plus longues. D'une manière similaire, la longueur d'onde de coupure se déplace vers les longueurs d'onde plus longues en raison de sa relation inverse avec l'énergie du gap. D'autre part, l'agitation thermique du réseau cristallin devient plus sévère lorsque la température augmente, entraînant une réduction de la mobilité des transporteurs minoritaires, de la durée de vie et du coefficient de diffusion. Par conséquent, le mécanisme de recombinaison devient plus fort et domine les phénomènes de photogénération, ce qui induit une réduction de la réponse spectrale dans la plage de longueurs d'ondes observées avant la coupure.

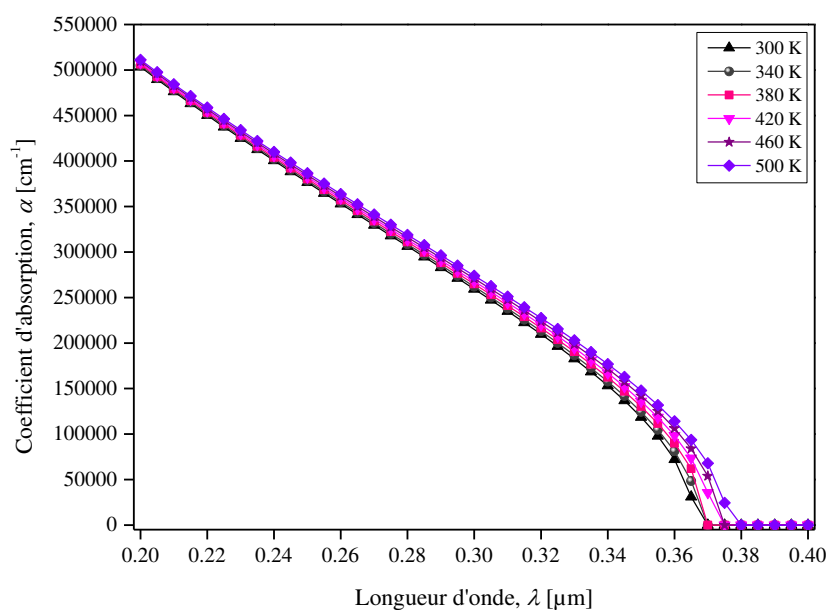


Fig. IV. 23: Coefficient d'absorption du GaN pour différentes températures.

IV. 2. 6 Analyse de l'effet de la polarisation inverse sur la réponse spectrale

Les courbes de la réponse spectrale du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) pour un niveau croissant de polarisation inverse à $T = 300$ K sont représentées sur la figure (IV. 24). L'intensité de la lumière est fixée à 1.0 Wcm^{-2} .

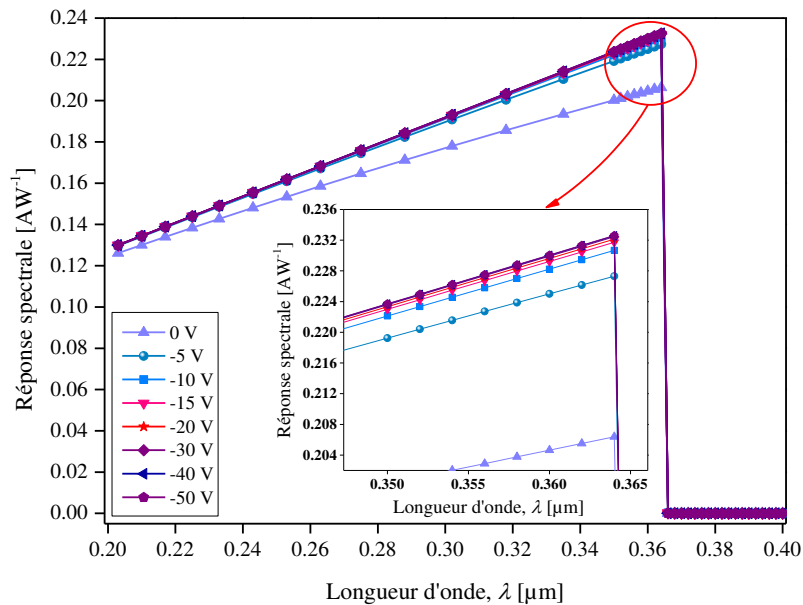


Fig. IV. 24: Réponse spectrale du détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) pour différentes tensions de polarisation inverse à $T = 300$ K. L'encart montre une vue agrandie de la réponse spectrale de 0.35 à 0.365 μm .

Le pic de la réponse spectrale aboutit à 0.206 AW^{-1} à $0.364 \mu\text{m}$ sous une tension de polarisation nulle, comme indiqué dans la figure (IV. 24). Cette valeur augmente jusqu'à 0.232 AW^{-1} pour une tension de polarisation inverse égale à -50 V . L'élévation observée de la réponse spectrale avec l'augmentation de la polarisation inverse appliquée devrait être liée à l'amélioration de l'efficacité de collecte des charges. Cependant, nous pouvons noter que les courbes de la réponse deviennent faiblement dépendantes du niveau de polarisation pour des tensions inverses au delà de -30 V .

IV. 2. 7 Analyse de l'effet de pièges accepteur sur la réponse spectrale

En illuminant le détecteur *Schottky* (Pt / n-GaN) dans l'intervalle $0.2 \mu\text{m} - 0.4 \mu\text{m}$ avec une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} à une polarisation nulle et $T = 300$ K, les courbes de simulation de la réponse spectrale pour trois niveaux de pièges accepteurs dans le GaN, étiquetés H1, H2 et H5, sont montrés dans la figure (IV. 25). En supposant une concentration de pièges dans la limite de $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, nous avons d'abord simulé la réponse spectrale du détecteur en tenant compte du niveau piège peu profond H2, situé à 0.25 eV du bord de la bande de valence

E_v ($E_v + 0.25$ eV), ensuite le niveau piège moins profond H1 ($E_v + 0.87$ eV) et enfin le niveau piège profond H5 ($E_v + 1.76$ eV).

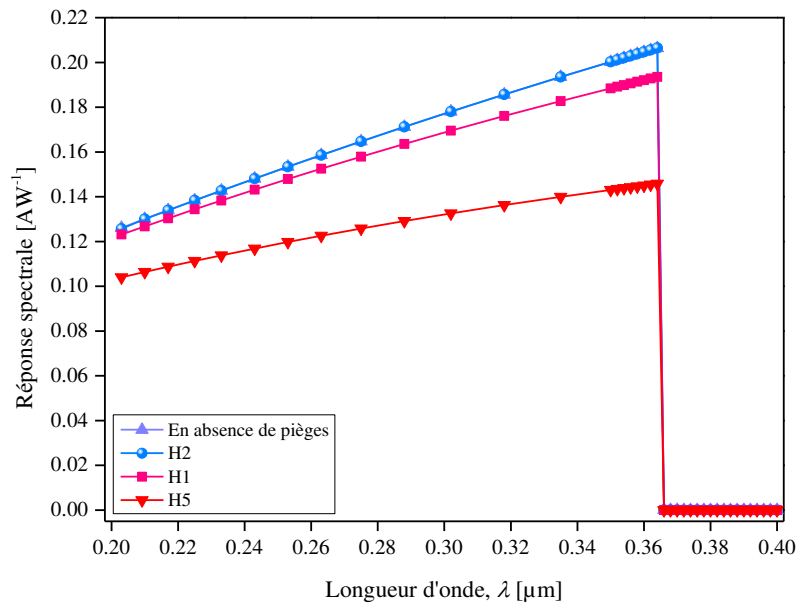


Fig. IV. 25: Réponse spectrale du détecteur Schottky (Pt / n-GaN), sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différents pièges accepteurs avec une concentration de $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Les courbes de la figure (IV. 25) montrent que, pour la densité de piège supposée, le niveau peu profond H2 n'affecte pas le comportement de la réponse spectrale et, en fait, la valeur maximale de la réponse est toujours 0.206 AW^{-1} à $0.364 \mu\text{m}$. D'autre part, la réponse spectrale subit une réduction pour toutes les longueurs d'onde, avant d'atteindre le seuil, lorsque les niveaux les plus profonds sont considérés. En particulier, le pic de la réponse atteint 0.193 AW^{-1} et 0.146 AW^{-1} à $0.364 \mu\text{m}$ pour H1 et H5, respectivement. Le décrétement observé de la réponse spectrale, dès que le niveau du piège devient plus profond, est principalement dû à une diminution de la densité des porteurs. Par conséquent, les concentrations de pièges doivent être minimisées par rapport aux profils de dopage actifs dans ce cas sur toute la structure du dispositif.

IV. 3 Simulation des caractéristiques électriques d'un photodétecteur "p-n-n⁺"

Récemment, les photodétecteurs UV de type "p-n-n⁺" à base du composé AlGaIn ont reçu beaucoup d'attention [24-36]. Dans la plupart de ces photodétecteurs, la lumière doit traverser une couche "fenêtre" avant d'atteindre la couche absorbante (région "n"). Ces photodétecteur fonctionne souvent sous une faible polarisation inverse avec un champ électrique relativement constant à travers l'ensemble de la couche "n"-AlGaIn où une région de charge d'espace est

formée [37]. Le tableau (IV. 3) ci-dessous résume les performances de quelques détecteurs UV à base du composé ternaire AlGa_xN.

Tableau IV. 2: Résumé des performances de quelques photodétecteurs "p-i-n"

n	i	p	Direction d'illumination	λ_{pic} [nm]	$\lambda_{cut-off}$ [nm]	Pic de la réponse spectrale à 0V [AW ⁻¹]	Réf.
GaN	Al _{0.33} Ga _{0.67} N	GaN	Front	287	360	0.057	[26]
Al _{0.44} Ga _{0.56} N	Al _{0.44} Ga _{0.56} N	GaN	Front	270	365	0.12	[27]
Al _x Ga _{1-x} N (x > 0.30)	Al _{0.30} Ga _{0.70} N	GaN	Arrière	285	350	0.08	[28]
Al _{0.40} Ga _{0.60} N	Al _{0.40} Ga _{0.60} N	Al _{0.40} Ga _{0.60} N	Arrière	278	289	-	[29]
Al _{0.47} Ga _{0.53} N	Al _{0.39} Ga _{0.61} N	Al _{0.47} Ga _{0.53} N	Arrière	279	291	0.058 0.07 (-5V)	[30]
Al _{0.57} Ga _{0.43} N	Al _{0.48} Ga _{0.52} N	Al _{0.48} Ga _{0.52} N	Arrière	269	279	0.09 0.11 (-5V)	[31]
Al _{0.54} Ga _{0.46} N	Al _{0.46} Ga _{0.54} N	Al _{0.46} Ga _{0.54} N	Arrière	272	280	-	[32]
Al _{0.45} Ga _{0.55} N	Al _{0.40} Ga _{0.60} N	Al _{0.38} Ga _{0.62} N	Arrière	279	285	0.0862 0.129 (-40V)	[33]
Al _{0.80} Ga _{0.20} N	AlN/i-SiC	P ⁺ -SiC	Front	242	260	0.15(-40V)	[34]
Al _{0.45} Ga _{0.55} N	Al _{0.40} Ga _{0.60} N	Al _{0.38} Ga _{0.62} N	Arrière	278	285	0.109	[35]
Al _{0.55} Ga _{0.45} N	Al _{0.45} Ga _{0.55} N	Al _{0.45} Ga _{0.55} N	Arrière	269	281	0.12 0.149(-5V)	[36]

Dans la présente section, un détecteur de rayonnement ultraviolet de type "p-n-n⁺" à base du composé ternaire Al_xGa_{1-x}N a été conçu pour l'éclairage frontale; sa performance a été analysée en utilisant le programme de simulation Silvaco-Atlas. Le dopage et l'épaisseur de la région "p" ont été optimisés; l'effet de la température, l'intensité d'éclairement ainsi que la présence d'une certaine densité de pièges dans la région "p" ou la région "n", sur la réponse spectrale ont été aussi évalués.

IV. 3. 1 Description de la structure du photodétecteur "p-n-n⁺"

Les matériaux utilisés dans notre dispositif sont le Al_xGa_{1-x}N avec $x = 0.17$ et le GaN, avec des électrodes sur le dessus et le bas du dispositif qui sont tous les deux des contacts ohmiques, dont le métal utilisé pour l'anode est le platine (Pt) avec une épaisseur égale à 5 nm et une longueur égale à 2.9 μm , tandis que la cathode est une multicouche Al/Si/Cu sur toute la surface arrière du détecteur. La surface totale du détecteur égale à 12 μm^2 . Cette conception a été faite pour atteindre un véritable aveuglement solaire avec une longueur d'onde de coupure égale à 0.31 μm . Le schéma de la structure proposée est représenté à la figure (IV. 26):

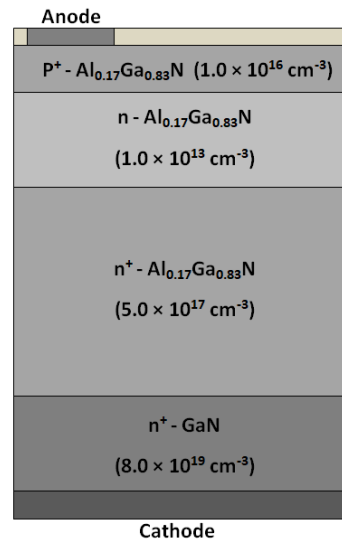


Fig. IV. 26: Schéma de la structure du détecteur "p-n-n⁺" étudié.

Comme on peut le voir sur la figure (IV. 26), en dessous de l'anode, nous avons une couche épitaxiale en $\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ d'épaisseur $0.1 \mu\text{m}$ dopée "p" avec une concentration d'accepteurs égale à $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$. La région intrinsèque est une couche $\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ d'épaisseur $0.2 \mu\text{m}$ dopée "n" à $1.0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

Le principal inconvénient des détecteurs "p-n-n⁺" basés sur le composé AlGaN est la difficulté de former des contacts ohmiques de haute qualité à des couches d'AlGaN [38]. Pour surmonter ce problème, les chercheurs utilisent souvent une couche mince de GaN hautement dopée en dessous de la région "n⁺" pour être en contact avec le métal. Par conséquent, nous avons utilisé dans notre conception du contact ohmique bas une couche $\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$ d'épaisseur $0.8 \mu\text{m}$ dopée "n⁺" à $5.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et une couche de couverture en GaN d'épaisseur $0.2 \mu\text{m}$ dopée "n⁺" à $8.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

La densité de courant totale dépend principalement du phénomène de génération-recombinaison qui se produit à l'intérieur de la région active. Par conséquent, dans cette région active et au voisinage de l'interface entre deux régions de dopage différent, le calcul doit être précis afin de permettre la convergence de la simulation. Pour cette raison, dans la couche épitaxiale "p" et à l'interface avec la couche de type "n" ainsi que l'interface entre la couche "n" et la couche "n⁺", le maillage est plus serré. Au contraire, dans les couches de type "n⁺", le maillage est relaxé.

Le tableau IV. 3 montre un ensemble de paramètres physiques utilisés dans la simulation.

Tableau IV. 3: Paramètres de la structure "p-n-n⁺" utilisés dans la simulation à $T = 300$ K.

Paramètres	GaN	AlGaIn
E_g (eV)	3.4	3.99
ϵ_r	9.5	9.2
τ_n (s)	10^{-9}	10^{-10}
τ_p (s)	10^{-9}	10^{-10}
v_{sat} (ms ⁻¹)	0.95×10^7	1.5×10^7
χ (eV)	4.1	4.02
N_c (cm ⁻³)	2.65×10^{18}	3.09×10^{18}
N_v (cm ⁻³)	2.5×10^{19}	1.03×10^{20}

IV. 3. 2 Optimisation de la structure du photodétecteur "p-n-n⁺"

IV. 3. 2 .1 Dopage de la région "p"

Pour déterminer la concentration optimale de dopage de la région "p", qui correspond à la meilleure performance du détecteur en terme de réponse spectrale, nous avons simulé cette dernière pour différentes concentrations de dopage dans la gamme $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} - 1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ et sous une tension de polarisation nulle. Les résultats obtenus sont représentés dans la figure (IV. 27) suivante.

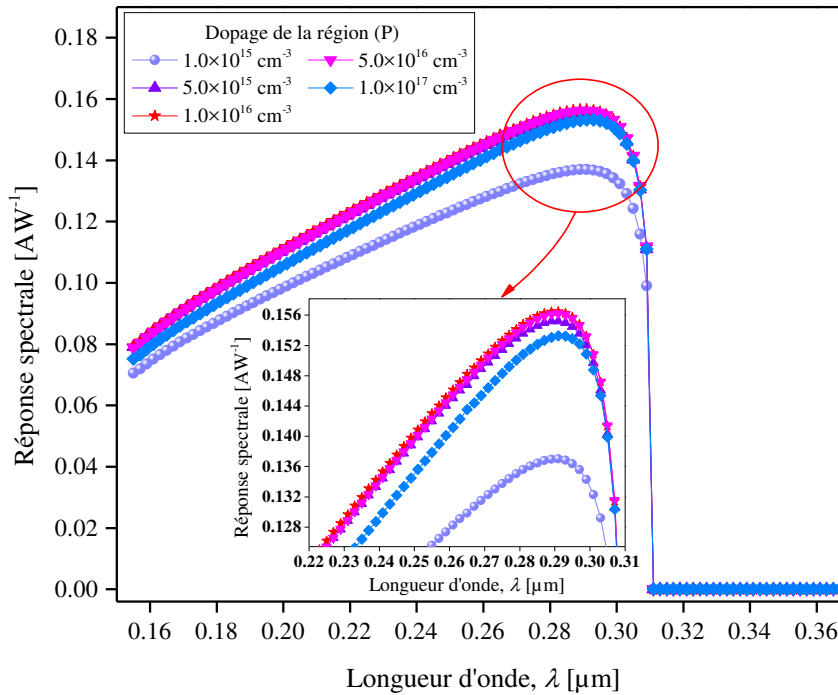
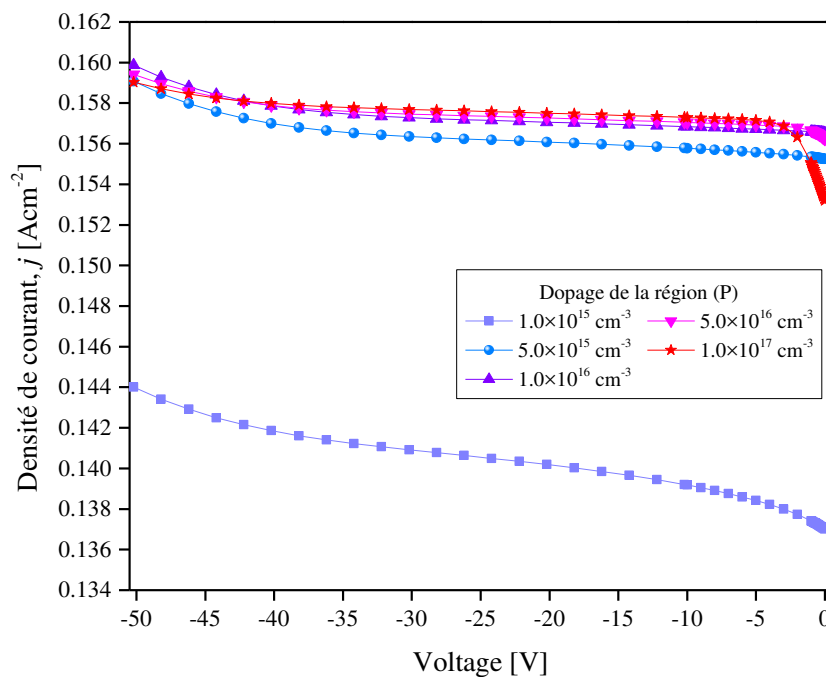


Fig. IV. 27: Réponse spectrale du détecteur "p-n-n⁺", à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes concentrations de dopage de la région "p".

La figure (IV. 27) montre que la réponse spectrale augmente progressivement avec l'accroissement de la concentration de $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ et atteint une valeur maximale de 0.156 AW^{-1} ; puis, elle commence à diminuer progressivement avec l'augmentation de la concentration et devient 0.153 AW^{-1} pour $N_a = 1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$.

Ce comportement de la réponse spectrale peut s'expliquer en se basant sur le comportement de l'épaisseur de la zone de charge d'espace vis-à-vis de l'augmentation de la concentration de dopage. Nous savons que l'accroissement de la concentration en atomes accepteurs dans l'émetteur augmente la concentration des porteurs de charge, ce qui augmente la réponse spectrale. Cependant, à mesure que le dopage atteint des niveaux plus élevés, la zone de déplétion va diminuer, entraînant une diminution de la quantité de porteurs de charge collectés, ce qui provoque une diminution de l'intensité du photocourant et donc la réponse spectrale. Ceci est bien évident sur la caractéristique $J(V)$ inverse (Fig. IV. 28 (a)), où on a constaté un accroissement du courant inverse avec l'augmentation de la concentration de dopage de la région "p" à des faibles tensions inverses, puis un abaissement se manifeste lorsque le dopage dépasse la concentration $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$.

Nous avons remarqué aussi, en simulant l'évolution de la caractéristique $J(V)$ directe (Fig. IV. 28 (b)), que la tension de seuil augmente légèrement avec l'augmentation de la concentration de dopage de la région "p". Cela est probablement dû à l'agrandissement de la chute de tension à travers la région "n".



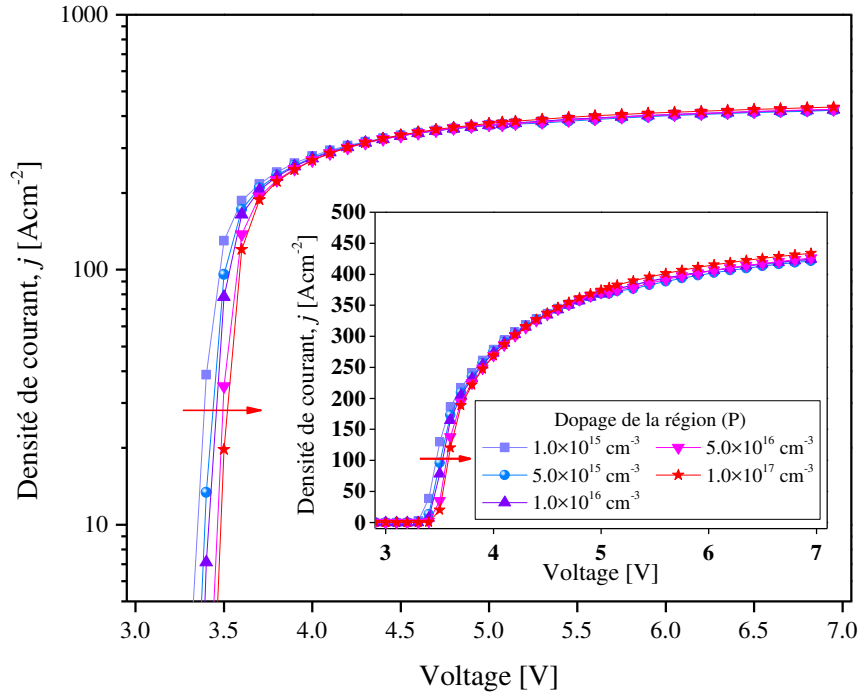


Fig. IV. 28: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n⁺", pour différentes concentrations de dopage de la région "p" à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} . (a) polarisation inverse, (b) polarisation directe.

IV. 3. 2. 2 Epaisseur de la région "p"

Dans les photodétecteurs "p-n-n⁺", la région "n" représente l'endroit le plus efficace pour l'absorption. Cependant, la région de déplétion s'étendra à la région "p", de sorte que des changements dans la largeur des deux régions "p" et "n" peuvent optimiser la réponse spectrale du détecteur.

Nous avons simulé l'effet de l'épaisseur de la région "p" sur la réponse spectrale du détecteur à $T = 300$ K, sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et une polarisation nulle, et nous avons obtenu les résultats représentés sur la figure (IV. 29) suivante.

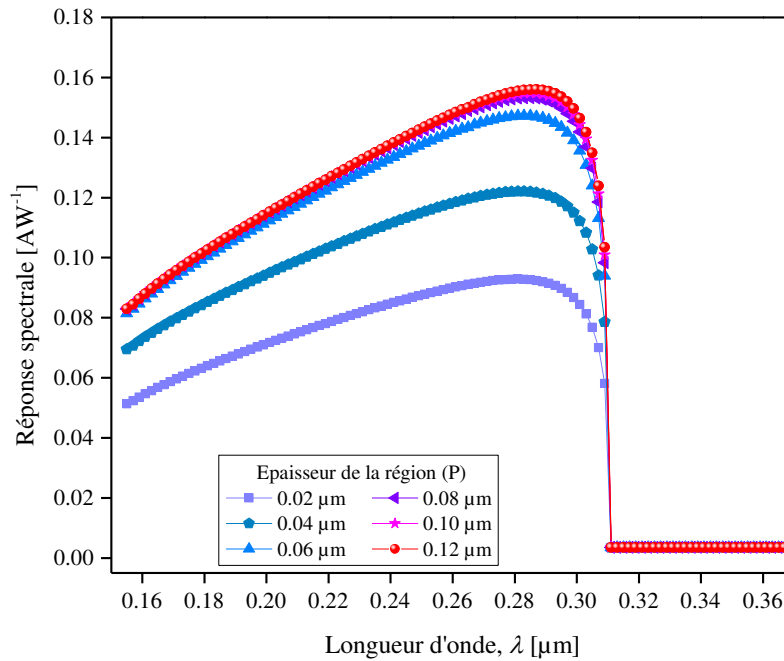
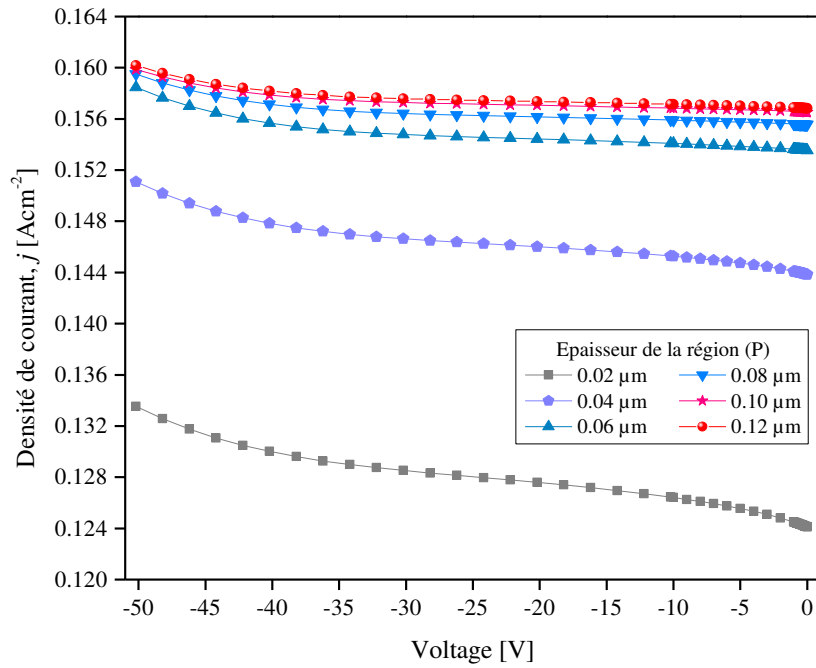
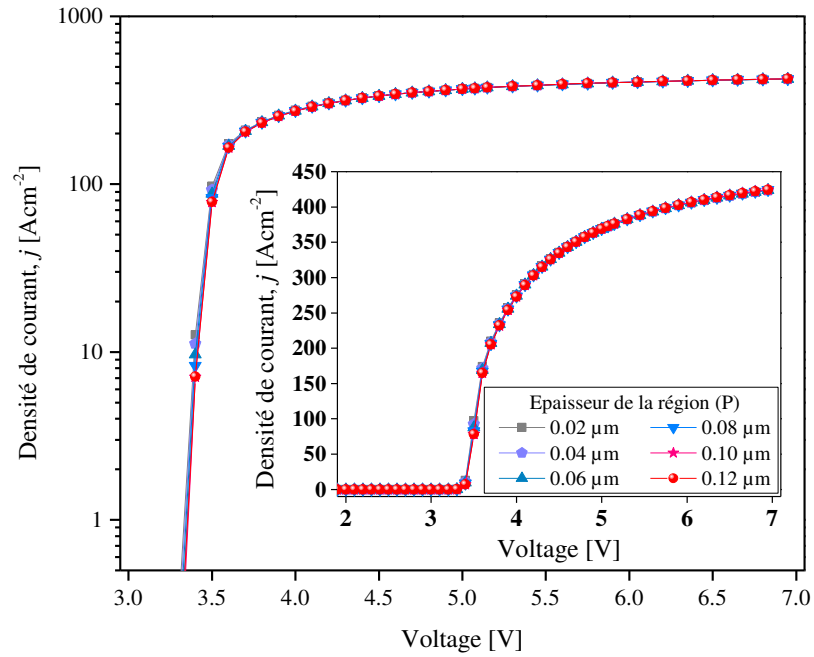


Fig. IV. 29: Réponse spectrale du détecteur "p-n-n⁺", à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes épaisseurs de la région "p".

On s'aperçoit sur la figure (IV. 29) ci-dessus que la réponse spectrale augmente de manière significative avec l'augmentation de l'épaisseur de la région "p" de $0.02 \mu\text{m}$ à $0.08 \mu\text{m}$, où la figure montre une augmentation du pic de la réponse spectrale de 0.092 AW^{-1} à 0.153 AW^{-1} respectivement. Cependant, lorsque l'épaisseur de la cellule dépasse $0.08 \mu\text{m}$, on constate une diminution de la fréquence d'accroissement de la réponse spectrale et le pic de la réponse se stabilise à une valeur proche de 0.156 AW^{-1} pour une épaisseur égale à $0.1 \mu\text{m}$. Ceci peut être expliqué par le fait que, l'augmentation de l'épaisseur permet d'absorber plus de photons incidents, ce qui conduit à une augmentation du photocourant (voir la figure (IV. 30 (a))), et par conséquent, à une amélioration de la réponse spectrale. Par contre, la réponse spectrale se stabilise pour une certaine épaisseur ($0.1 \mu\text{m}$) à cause du phénomène de recombinaison, car les photo-porteurs générés loin de la zone de déplétion doivent parcourir plus longtemps avant d'être collectés, ce qui augmente la probabilité de recombinaison. La réponse spectrale devrait diminuer avec l'augmentation de l'épaisseur de l'émetteur due au phénomène de recombinaison. D'autre part, on remarque que la caractéristique $J(V)$ directe (Fig. IV. 30 (b)), reste pratiquement inchangée avec l'augmentation de l'épaisseur de la région "p".



(a)



(b)

Fig. IV. 30: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n⁺", pour différentes épaisseurs de la région "p" à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} . (a) polarisation inverse, (b) polarisation directe.

IV. 3. 2. 3 Epaisseur de la région "n"

Le nombre de photons absorbés est lié à la largeur de la région de déplétion " w " et du coefficient d'absorption " α ", qui dépend de la longueur d'onde.

Si la réflexion à la surface du photodétecteur illuminé est ignorée, la réponse spectrale peut être exprimée comme [36]:

$$RS(\lambda) = 1 - \exp[-\alpha(\lambda)w] \quad (IV.5)$$

Afin d'améliorer la réponse spectrale, la zone de déplétion de largeur " w ", qui réside principalement dans la région intrinsèque, doit être assez large. La figure (IV. 31) montre la réponse spectrale pour différentes épaisseurs de la région " n " dans le mode photovoltaïque (polarisation nulle) à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} .

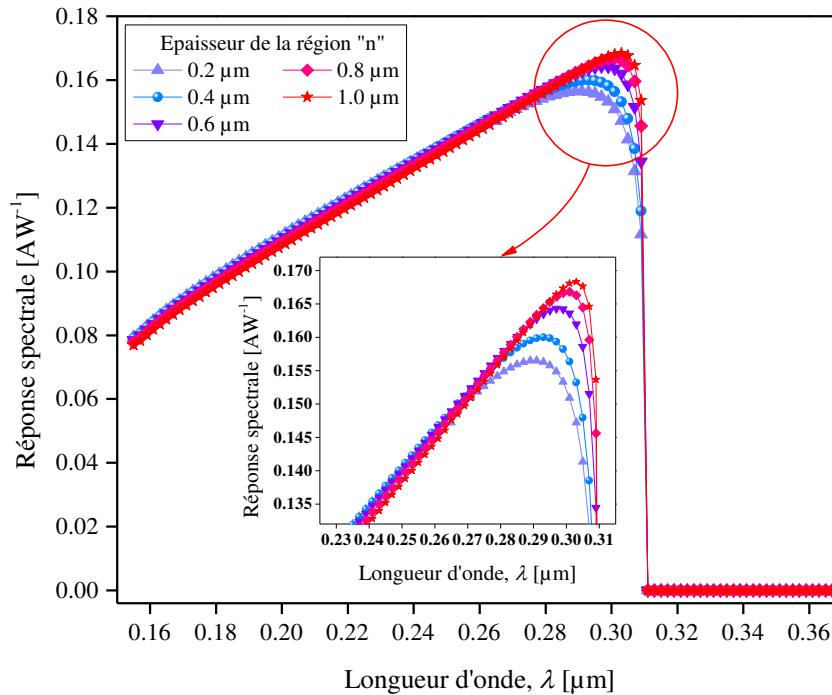


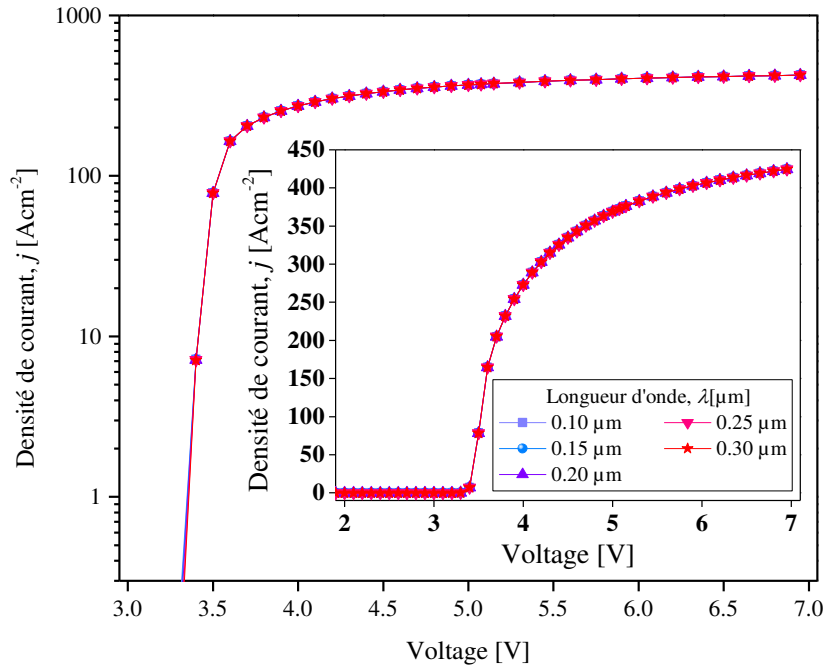
Fig. IV. 31: Réponse spectrale du détecteur "p-n-n⁺", à $T = 300$ K et sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, pour différentes épaisseurs de la région " n ".

On constate que la réponse augmente avec l'augmentation de l'épaisseur de la région " n ", ce qui est compatible avec l'équation (IV.5).

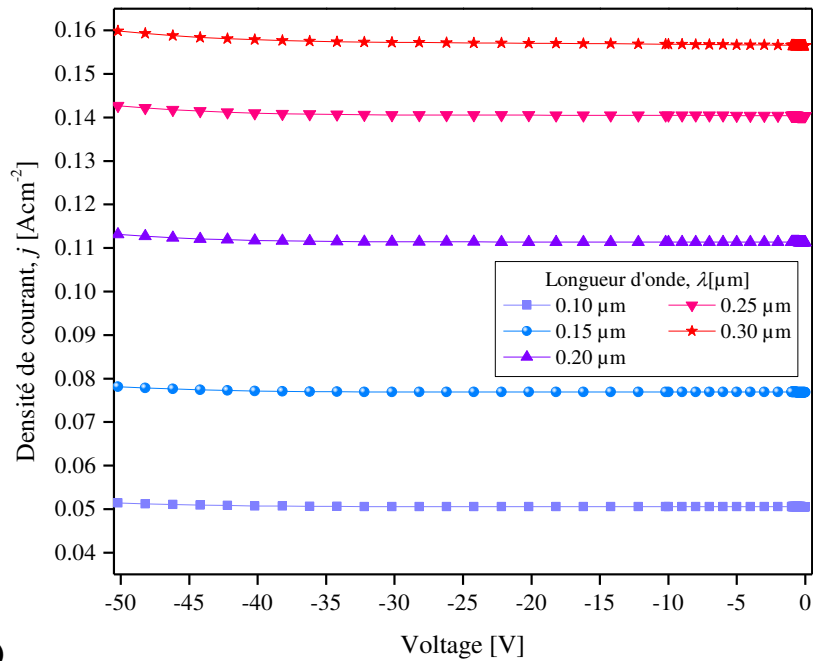
Théoriquement, si la largeur de la région de déplétion est très grande, la réponse spectrale peut atteindre le maximum "1". La largeur typique de la région " n " est entre $0.1 \mu\text{m}$ et $0.6 \mu\text{m}$ [36], mais comme l'augmentation de l'épaisseur de la région " n " provoque ainsi des problèmes technologiques (profondeur de gravure,...), par conséquent, on a choisi la valeur $0.2 \mu\text{m}$ comme épaisseur de la région " n " dans le reste de notre étude.

IV. 3. 3 Effet de la longueur d'onde du rayonnement incident sur la caractéristique $J(V)$

L'évolution de la densité de courant en fonction de différentes longueurs d'onde du rayonnement incident est simulée, en utilisant les paramètres optimisés de la région " p ", puis représentée sur la figure (IV. 32).



(a)



(b)

Fig. IV. 32: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n⁺", pour différentes longueurs d'onde du rayonnement incident à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} . (a) polarisation directe, (b) polarisation inverse.

On remarque que la densité de courant pour des tensions de polarisation directe reste inchangée. Cependant, elle est différente pour chaque longueur d'onde sous des tensions de polarisation inverse. Cette augmentation du courant inverse est due à l'amélioration du taux de photogénération comme il est indiqué sur la figure (IV. 33).

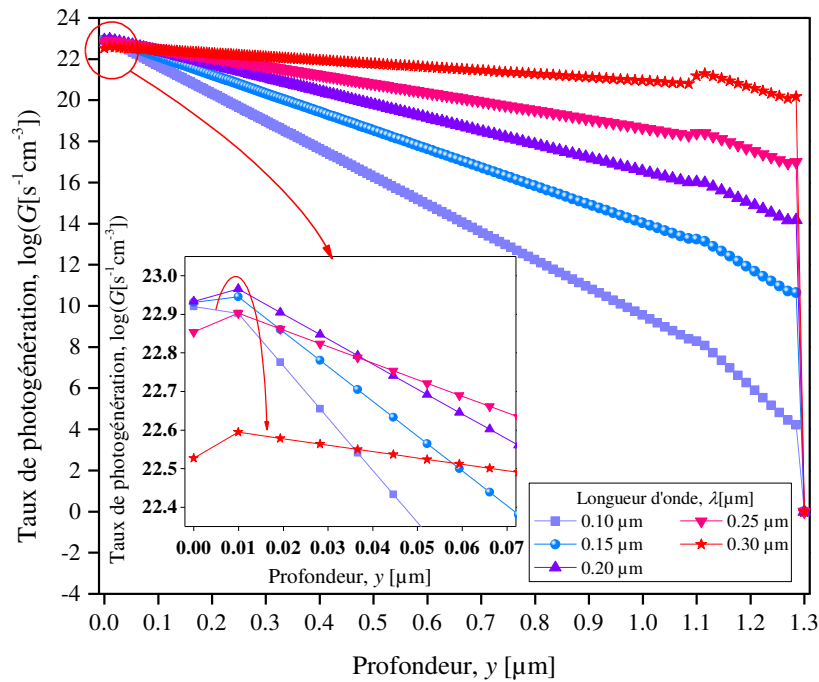


Fig. IV. 33: Profil de taux de photogénération à travers le détecteur pour différentes longueurs d'onde du rayonnement incident à $T = 300$ K et une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} .

Dans la région encadrée de la figure précédente, on constate que le taux de photogénération diminue légèrement, avec l'augmentation de la longueur d'onde du rayonnement incident, au voisinage de la surface de détecteur. Par contre, l'inverse se produit dans le volume du détecteur. Ce phénomène est dû principalement à l'importante profondeur de pénétration des longues longueurs d'ondes dans le volume du dispositif contrairement aux faibles longueurs d'ondes qui sont bien absorbés à des faibles épaisseurs.

Ces résultats montrent clairement que notre photodétecteur UV capable de jouer le rôle d'un dispositif de sélection des longueurs d'ondes lumineuses.

IV. 3. 4 Analyse de l'effet de l'intensité d'illumination

Les résultats de simulation de la caractéristique $J(V)$ sous polarisation directe et inverse de la structure "p-n-n⁺" étudiée, dans l'obscurité et sous une lumière UV uniforme de longueur d'onde $0.29 \mu\text{m}$ pour différentes intensités d'illumination, sont représentées respectivement dans les figures (IV. 34) et (IV. 35).

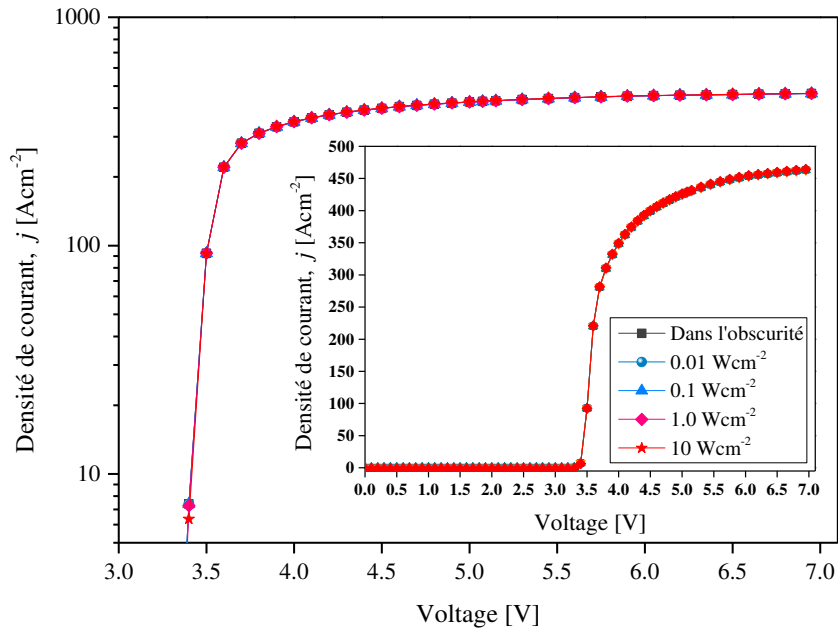


Fig. IV. 34: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n⁺" sous polarisation directe, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$) à $T = 300 \text{ K}$.

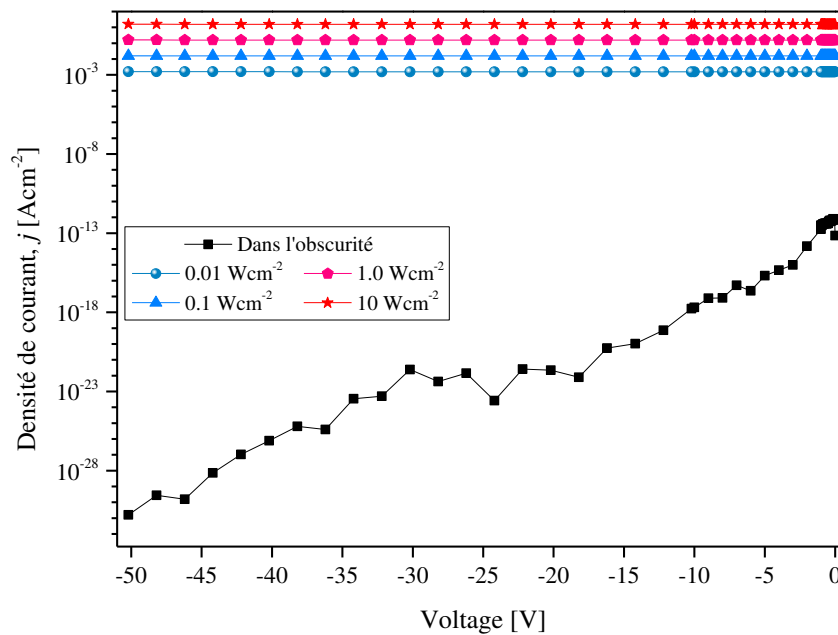


Fig. IV. 35: La caractéristique $J(V)$ du détecteur "p-n-n⁺" sous polarisation inverse, pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$) à $T = 300 \text{ K}$.

D'après la figure (IV. 34), on remarque que le courant direct augmente de façon exponentielle avec la tension appliquée, sans effet appréciable de l'illumination. D'autre part, sur la figure (IV. 35), le courant inverse augmente significativement avec l'augmentation de l'intensité d'illumination. Par exemple, pour une polarisation inverse de -5 V, un photo-courant de $1.56 \times 10^{-3} \text{ Acm}^{-2}$ est calculé à $1.0 \times 10^{-2} \text{ Wcm}^{-2}$, augmentant à 1.57 Acm^{-2} à 1.0 Wcm^{-2} . Ceci est une

conséquence de l'augmentation graduelle du taux de photogénération, comme il est montré sur la figure (IV. 36).

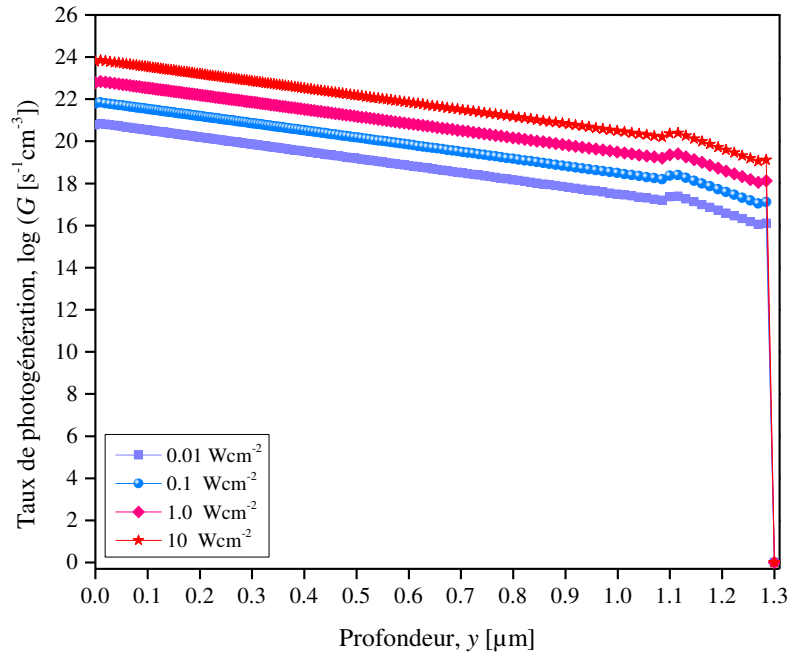
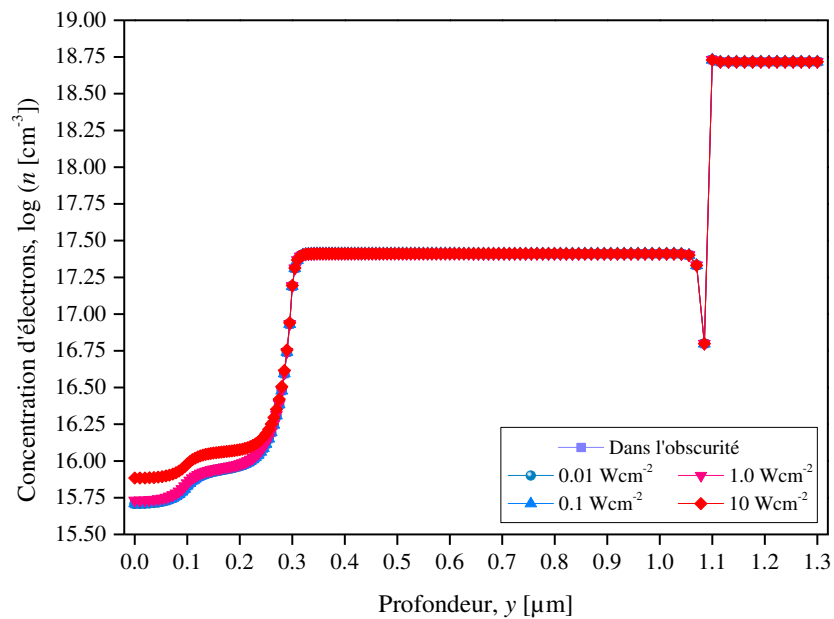


Fig. IV. 36: Profils de taux de photogénération à travers le détecteur pour différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$) à $T = 300 \text{ K}$.

Sur les figures (IV. 37) et (IV. 38), les profils de concentration d'électrons et de trous à travers le détecteur sont tracés pour plusieurs intensités de rayonnement incident à une polarisation directe de 3.6 V où un changement important de la pente des courbes de la figure (IV. 34) a lieu, et à une polarisation inverse de -5 V, respectivement.



(a)

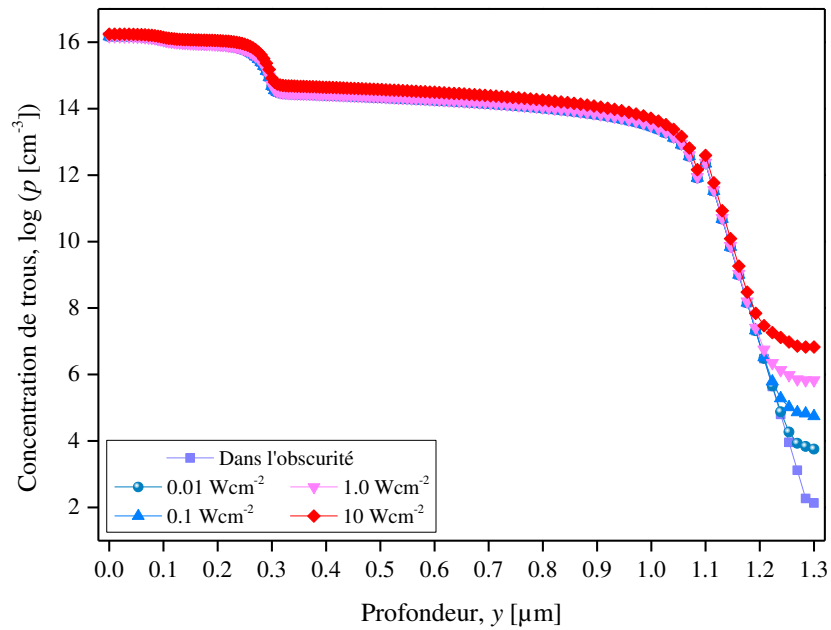
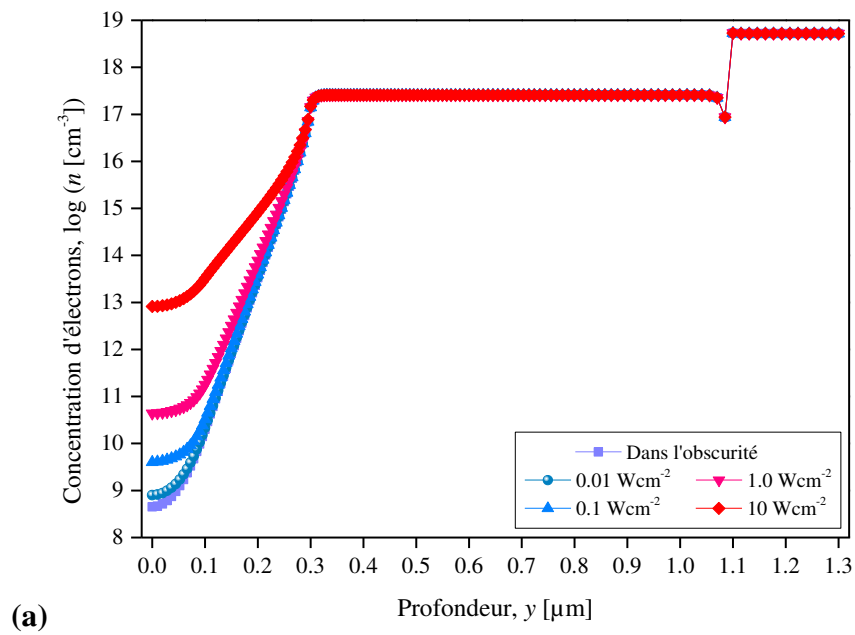


Fig. IV. 37: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur sous différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$), et une polarisation directe égale à 3.6 V . (a) Electrons, (b) Trous.



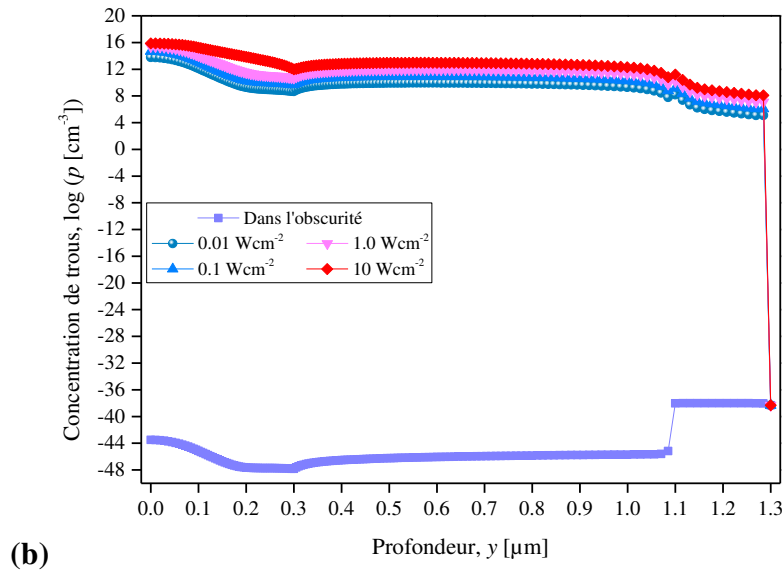


Fig. IV. 38: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur sous différentes intensités lumineuses incidentes ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$), et une polarisation inverse égale à -5.0 V . (a) Electrons, (b) Trous.

On remarque que les profils de concentration d'électrons et de trous montrent une faible augmentation pour des tensions de polarisation directe. Par contre, les concentrations des porteurs minoritaires augmentent de plusieurs ordres de grandeur sous polarisation inverse.

IV. 3. 5 Analyse de l'effet de la température sur la réponse spectrale

En illuminant le détecteur étudié dans l'intervalle de longueurs d'ondes $0.155 \mu\text{m} - 0.37 \mu\text{m}$, avec une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} , les courbes obtenus de la réponse spectrale en fonction de la température sont représentées sur la figure (IV. 39).

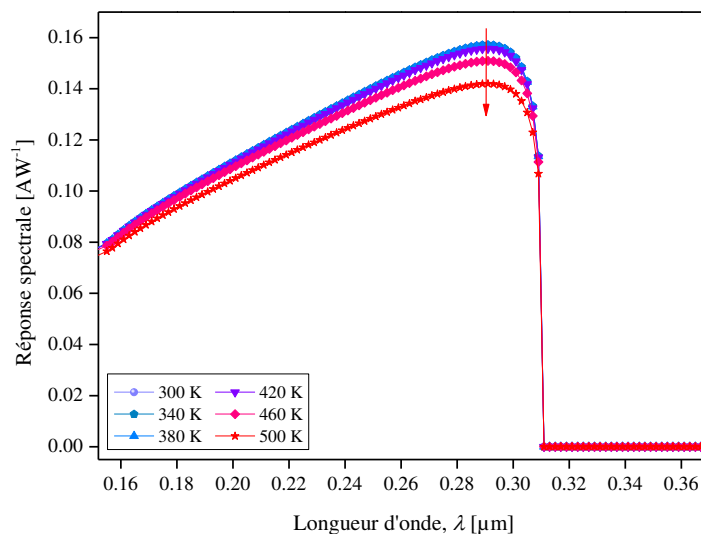


Fig. IV. 39: Réponse spectrale du détecteur sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle, à six températures distinctes.

D'après la figure (IV. 39), on remarque que la réponse spectrale augmente progressivement à partir de la longueur d'onde $0.155 \mu\text{m}$ de 0.079 AW^{-1} jusqu'à 0.156 AW^{-1} à $0.29 \mu\text{m}$ ($T = 300 \text{ K}$), en raison de l'augmentation de la profondeur de pénétration, ensuite elle diminue brusquement à $0.310 \mu\text{m}$ (longueur d'onde de coupure). En outre, nous pouvons noter que l'effet de la température sur la réponse spectrale pour les courtes longueurs d'onde est limité, car la plupart des photons correspondants sont absorbés. On constate aussi que l'augmentation de la température de 300 K à 500 K provoque une diminution de la réponse spectrale qui ne sera remarquable que lorsque la température dépasse 420 K , de sorte que le pic de la réponse à $T = 500 \text{ K}$ vaut 0.141 AW^{-1} . Ce résultat est bien expliquer par l'agitation thermique du réseau cristallin qui devient plus intense lorsque la température augmente, entraînant une réduction de la mobilité des porteurs minoritaires, de la durée de vie et du coefficient de diffusion. Par conséquent, le mécanisme de recombinaison devient plus fort et domine les phénomènes de photogénération, ce qui induit une réduction de la réponse spectrale.

IV. 3. 6 Analyse de l'effet de la polarisation inverse sur la réponse spectrale

Afin de savoir comment se comporte la réponse spectrale de notre détecteur lors du changement de la tension inverse appliquée à $T = 300 \text{ K}$, nous avons simulé cette réponse pour différentes tensions inverses en fixant l'intensité de la lumière à 1.0 Wcm^{-2} . Les résultats obtenus sont représentées sur la figure (IV. 40).

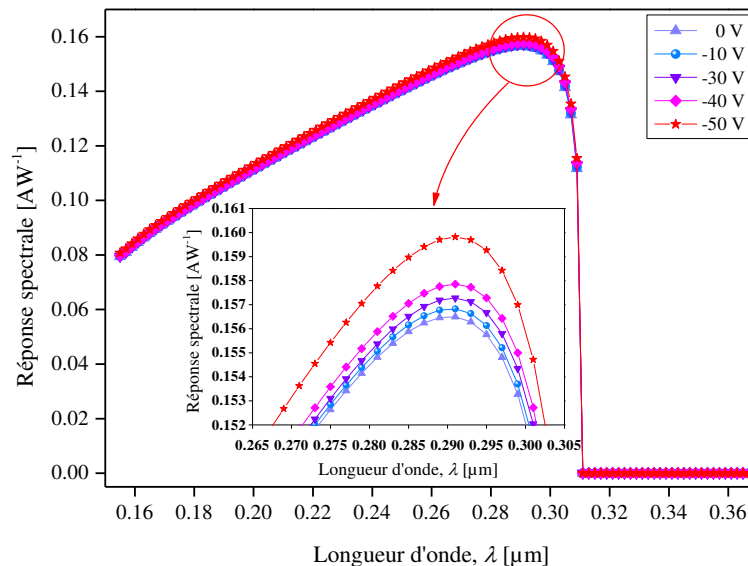


Fig. IV. 40: Réponse spectrale du détecteur sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et pour différentes tensions de polarisation inverse à $T = 300 \text{ K}$. L'encart montre une vue agrandie de la réponse spectrale de $0.265 \mu\text{m}$ à $0.305 \mu\text{m}$.

Le pic de la réponse spectrale aboutit à 0.156 AW^{-1} pour $\lambda = 0.29 \text{ }\mu\text{m}$ et sous une tension de polarisation nulle, comme indiqué dans la figure (IV. 40). Cette valeur augmente jusqu'à 0.16 AW^{-1} pour une tension de polarisation inverse égale à -50 V . L'accroissement observé de la réponse spectrale avec l'augmentation de la polarisation inverse appliquée devrait être liée à l'amélioration de l'efficacité de collecte des charges.

IV. 3. 7 Analyse de l'effet de pièges sur la réponse spectrale

Comme nous l'avons vu dans la section (I. 8), les défauts structuraux et les atomes d'impuretés dans les composés III-N donnent lieu à une grande variété d'états donneur et accepteur et peuvent ainsi former des complexes entre les centres chargés de manière opposée. De nombreux chercheurs ont travaillé sur l'étude et l'identification des pièges générés dans le composé AlGaN (type, location, possible origine,...), par l'utilisation de différentes méthodes expérimentales (DLTS, MCTS, DLOS, ODLTS,...). Ces études ont permis de cartographier les principaux pièges à électrons et à trous dans la bande interdite.

Il a été constaté qu'une couche "p-AlGaN" contient souvent un état donneur situé à 0.12 eV au-dessous du bas de la bande de conduction ($E_c - 0.12 \text{ eV}$), créé par le complexe "Mg-H". Le "Mg" représente le dopant de type "p" le plus technologiquement utilisé pour former les couches "p-GaN" et "p-AlGaN". D'autre part, il a été montré que les impuretés interstitielles (C, O, H, N) ainsi que le complexe " $V_{\text{Ga}}\text{-O}$ " peuvent former des états accepteurs dans les couches "n-AlGaN". Le tableau (IV. 4) suivant, décrit quelques pièges identifiés dans le composé "AlGaN".

Tableau IV. 4: Pièges donneurs et accepteurs dans le "AlGaN".

Type	Energie d'activation (eV)	Origine	Section efficace de capture (cm^2)	Réf.
HT1	0.44	Impureté C/O/H	4.0×10^{-21}	[39]
HT2	0.51	Anti-site d'Azote	2.6×10^{-20}	[40-42]
HT3	0.55	Anti-site d'Azote	8.5×10^{-20}	[40-42]
HT4	0.58	$V_{\text{Ga}}\text{-O}$	3.5×10^{-19}	[40,43]
HT5	0.65	$V_{\text{Ga}}\text{-O}$	2.4×10^{-18}	[40,43]
HT6	0.73	N-interstitiel	4.2×10^{-17}	[44]
HT7	0.95	V_{Ga}	5.0×10^{-13}	[45]
ET1	0.12	Mg-H	1.0×10^{-18}	[46,47]
ET2	0.55	-	1.0×10^{-19}	[47,48]
ET3	0.6	Mg-H	2.6×10^{-14}	[47,48]

Nous avons sélectionné pour notre étude de l'effet de présence de pièges sur les caractéristiques électriques de notre détecteur "p-n-n⁺", les deux niveaux suivants: ET1 ($E_c - 0.12$ eV) dans la couche "p-AlGaIn" et HT1 ($E_v + 0.44$ eV) dans la couche "n-AlGaIn".

IV. 3. 7. 1 Simulation de l'effet du piège donneur ET1 ($E_c - 0.12$ eV)

En illuminant le détecteur dans l'intervalle $0.155 \mu\text{m} - 0.370 \mu\text{m}$ avec une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} à une polarisation nulle et à $T = 300 \text{ K}$, les courbes de simulation de la réponse spectrale pour le niveau piège donneur ET1 situé à 0.12 eV au-dessous du bord de la bande de conduction ($E_c - 0.12 \text{ eV}$) dans la région "p", en supposant une concentration de pièges qui varie de $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à $5.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, sont montrés dans la figure (IV. 41).

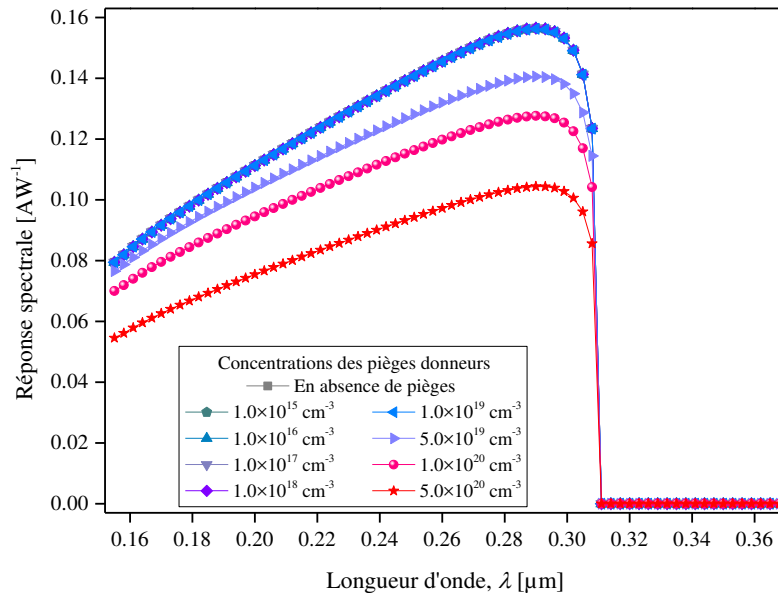


Fig. IV. 41: Réponse spectrale sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle à $T = 300 \text{ K}$, pour différentes concentrations de pièges donneurs ET1 dans la région "p".

Les courbes de la figure (IV. 41) montrent que la réponse spectrale n'est pas affectée par une concentration de pièges inférieure ou égale à $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, où la valeur maximale de la réponse est toujours 0.156 AW^{-1} à $0.29 \mu\text{m}$. Cependant, lorsque la concentration des pièges dépasse $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, nous observons une diminution de la réponse pour toutes les longueurs d'onde et le pic de la réponse atteint 0.1 AW^{-1} à $0.29 \mu\text{m}$ pour une concentration de pièges égale à $5.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. La diminution observée de la réponse spectrale, dès que la densité de pièges donneurs dépasse $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, est principalement due à une diminution de la densité des porteurs minoritaires comme le montre les courbes de densités de porteurs ci-dessous.

On voit clairement sur la figure (IV. 42) que la densité d'électrons augmente avec l'augmentation de celle des pièges donneurs (N_{td}), car ces derniers s'ionisent et génèrent plus d'électrons. D'autre part, la densité de trous diminue à cause de leurs recombinaisons avec les électrons.

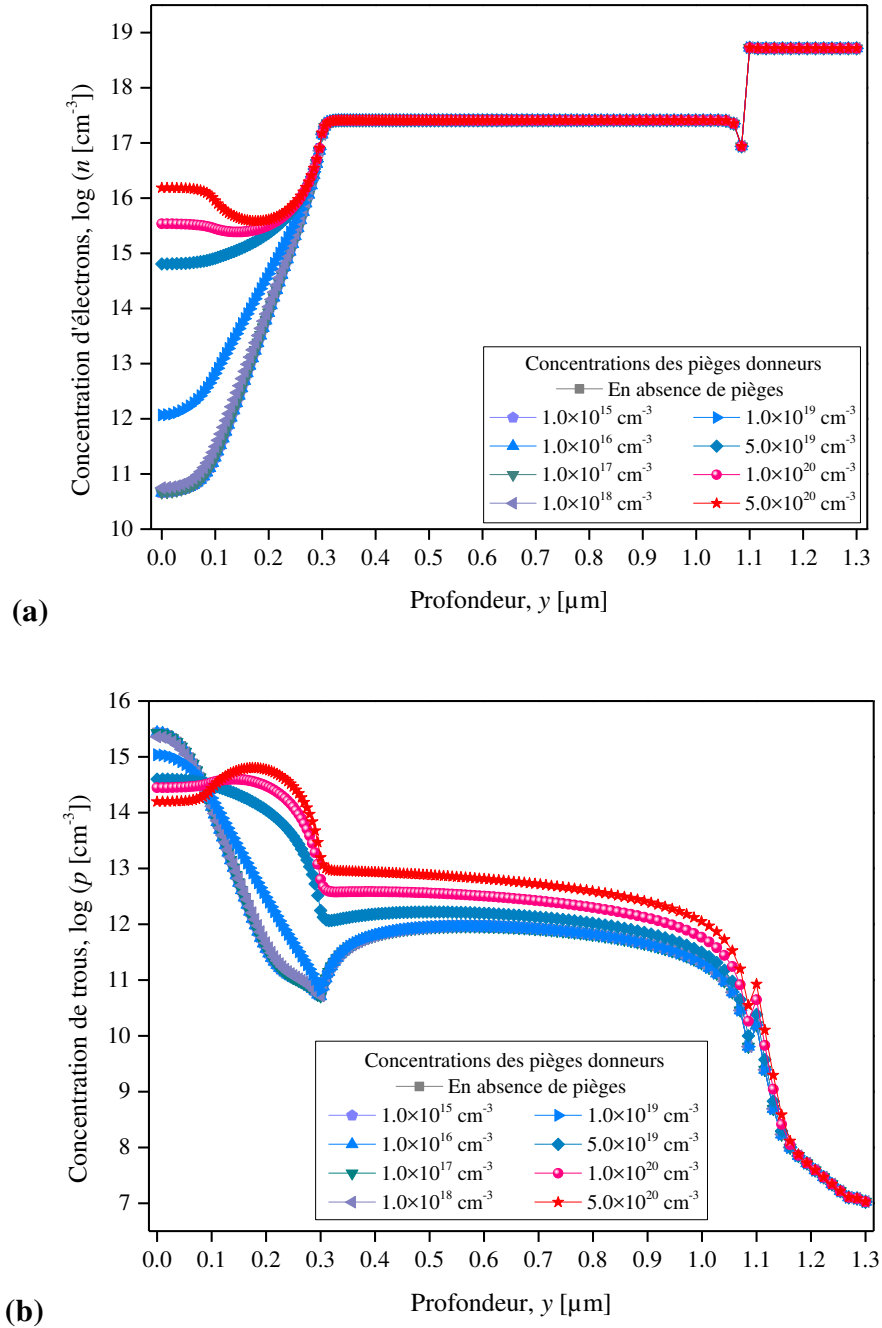


Fig. IV. 42: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur pour différentes concentrations de pièges donneurs ET1 dans la région "p" ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$), et une polarisation nulle. (a) Electrons, (b) Trous.

IV. 3. 7. 2 Simulation de l'effet du piège accepteur HT1 ($E_v + 0.44$ eV)

Dans cette section, nous avons simulé l'influence de la présence d'un niveau piège accepteur HT1, situé à 0.44 eV au-dessus du bord de la bande de valence ($E_v + 0.44$ eV) dans la région "n", sur la réponse spectrale du détecteur, en supposant une concentration de pièges varie dans l'intervalle $1.0 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ - $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Les longueurs d'ondes du spectre UV utilisé allant de 0.155 μm à 0.370 μm avec une intensité lumineuse égale à 1.0 Wcm^{-2} à une polarisation nulle et à $T = 300$ K. Les résultats obtenus sont montrés dans la figure (IV. 43).

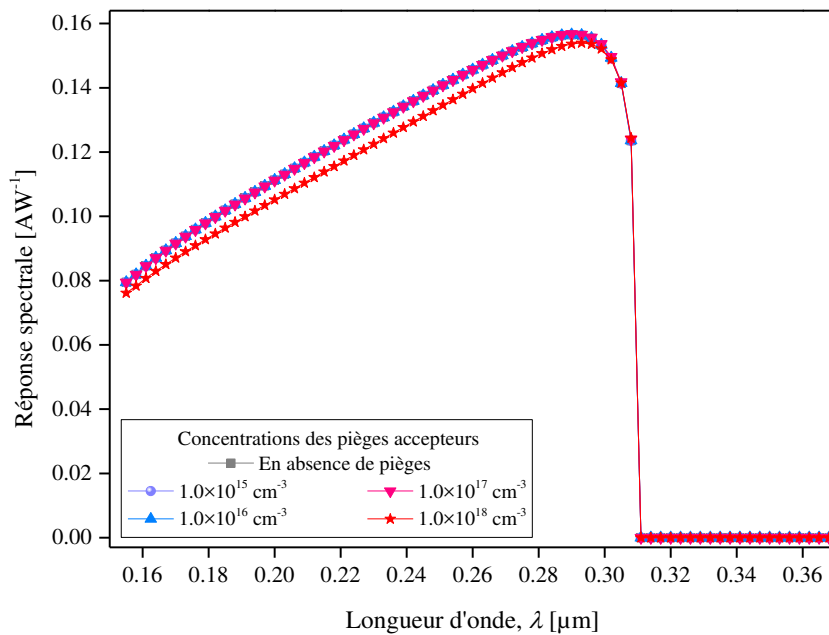


Fig. IV. 43: Réponse spectrale sous une intensité lumineuse de 1.0 Wcm^{-2} et tension de polarisation nulle à $T = 300$ K, pour différentes concentrations de pièges accepteurs HT1 dans la région "n".

La figure (IV.43) montre que la réponse spectrale commence à être affectée pour des concentrations de pièges au delà de $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, et le pic de la réponse devient 0.153 AW^{-1} pour $N_{ta} = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

La diminution observée de la réponse spectrale est principalement due à une diminution de la densité des porteurs de charges collectés à cause du phénomène de recombinaison, comme le montre les courbes de densités de porteurs ci-dessous (Fig. IV. 44).

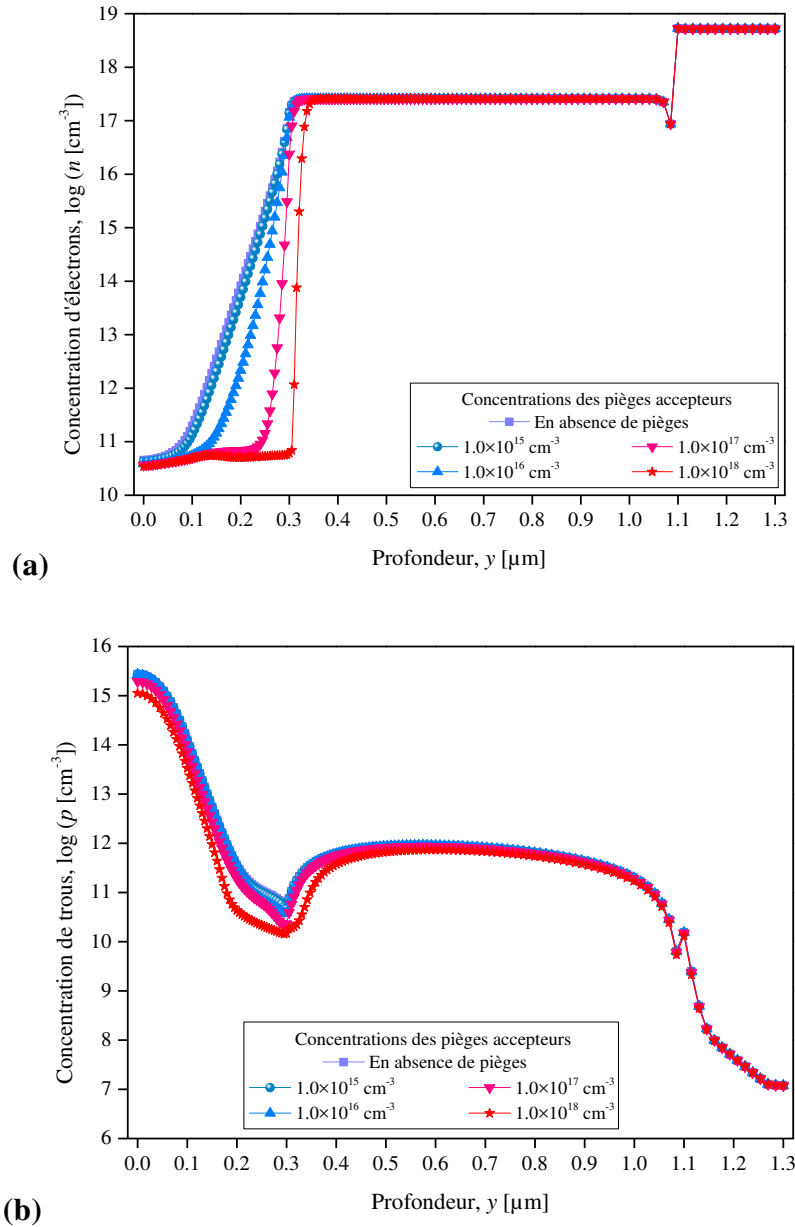


Fig. IV. 44: Profils de concentrations des porteurs de charges à travers le détecteur pour différentes concentrations de pièges accepteurs HT1 dans la région "n" ($\lambda = 0.29 \mu\text{m}$, $T = 300 \text{ K}$), et une polarisation nulle. (a) Electrons, (b) Trous.

IV. 4 Conclusion

Dans le présent chapitre, nous avons étudié les propriétés électriques de deux différentes structures de détection des rayons UV à base de GaN. La première était un photodétecteur à barrière de *Schottky* (Pt / n-GaN), tandis que la deuxième était un photodétecteur "p-n-n⁺" à base du composé ternaire AlGaIn.

Nous avons commencé notre étude de la première structure par une analyse de l'effet de la température sur la caractéristique $J(V)$ dans la gamme de température 300 K - 500 K. Les

résultats obtenus montrent que le facteur d'idéalité du détecteur et la tension de seuil diminuent avec l'augmentation de la température, tandis que la hauteur de la barrière de *Schottky* (Φ_{b0}) augmente. Le comportement observé du facteur d'idéalité et de la hauteur de barrière est étudié sur la base de l'inhomogénéité de la hauteur de barrière à l'interface Pt / GaN en supposant une distribution gaussienne. Le tracé de la hauteur de barrière apparente ($\Phi_{b,App}$) en fonction de $q/2kT$ donne une droite et la valeur moyenne de la hauteur de barrière et l'écart-type σ_0 sont respectivement 1.48 eV et 0.047 V. La valeur de la constante de *Richardson* obtenue ($A^* = 28.22 \text{ Acm}^{-2} \text{ K}^{-2}$), est très proche de la valeur théorique du GaN de type "n". Ensuite, une analyse électro-optique de notre détecteur de rayons UV à barrière de *Schottky* (Pt / n-GaN) a été présentée. À partir des résultats obtenus, on comprend que la densité de courant sous des tensions de polarisation inverse et dans l'obscurité, est extrêmement faible. D'autre part, en illuminant le détecteur avec différentes intensités de rayonnement UV de longueur d'onde égale à $0.36 \mu\text{m}$, nous avons montré que la densité du photocourant augmente de plusieurs ordres de grandeur, ce qui confirme l'utilité de la structure étudiée pour la détection des rayons UV. Nous avons trouvé aussi que la présence de pièges accepteurs dans la région active affecte considérablement les performances du détecteur.

Dans la deuxième partie de ce chapitre, l'évaluation des performances d'un photodétecteur "p-n-n⁺" à base de AlGaIn, a montré que cette structure est sensible aux rayons UV de différents longueurs d'onde. Ainsi, l'augmentation de la température de 300 K à 500 K provoque une diminution de la réponse spectrale lorsque la température dépasse 420 K. D'autre part, la structure étudiée assure une réponse spectrale dépassant 0.15 AW^{-1} à température ambiante et sous une polarisation nulle. Cette valeur diminue graduellement en présence d'une densité importante de pièges donneur ou accepteur dans l'émetteur et dans la région "n" respectivement.

Références

- [1] Z. Dong, D.G. Huang, and D.Y. Zhang, *Journal of Electronic Science and Technology of China*, vol. 4, no. 2, pp. 144-147, Jun. 2006.
- [2] J. Zhang, Y. Liao, B.-J Wu, S.J Shi, and Q. Qiu, *Journal of University of Electronic Science and Technology of China*, vol. 36, no. 2, pp. 199-202, Apr. 2007.
- [3] D. L. Pulfrey and B. D. Nener, *Solid-State Electronics*. vol. 42, no. 9, pp. 1731-1736, Mar. 1998.
- [4] Q. Chen, J. W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M. Z. Anwar, and M. Asif Khan, *Appl. Phys. Lett.* 70 (17), 28 April 1997.
- [5][<http://www.intechopen.com/books/photodiodes-world-activities-in-2011/gan-based-ultraviolet-photodetectors>], Dernier accès: le 07/03/2018.
- [6] S. Zhang, D. G. Zhao, D. S; Jiang, W. B. Liu, L. H. Duan, Y. T. Wang, J. J. Zhu, Z. S. Liu, S. M. Zhang and H. Yang, *Semicond. Sci. Technol.* 23 (2008) 105015 (6pp)
- [7] W. Mou, L. Zhao, L. Chen, D. Yan, H. Ma, G. Yang, X. Gu, *Solid-State Electronics* 133 (2017) 78–82
- [8] *Scientific Reports* | 5:16819 | DOI: 10.1038/srep16819.
- [9] E. H. Rhoderick, R. H. Williams, *Metal-Semiconductor Contacts*, Second Edition, Clarendon Press, Oxford, 1988.
- [10] H. K. Henisch, *Semiconductor Contacts*, (London: Oxford University), 1984, p.123.
- [11] A.C. Schmitz, A.T. Ping, M.A. Khan, Q. Chen, J.W. Yang, I. Adesida, *Semicond. Sci. Technol.* 11 (1996) 1464.
- [12] E. Monoroy, F. Calle, E. Munoz, F. Omne`s, P. Gibart, J.A. Munoz, *Appl. Phys. Lett.* 73 (1998) 2146
- [13] H. C. Card, E. H. Rhoderick, *J. Phys.*, D 4, (1971) 1589-1601.
- [14] M. Drechsler, D. M. Hofman, B. K. Mayer, T. Detchprohm, H. Amano, I. Akasaki, *Jpn. J. App. Phys.*, 34, (1995) 1178-1179.
- [15] S. Gholami, M. Khakbaz, *International Journal of Electrical, Computer, Energetic, Electronic and Communication Engineering*, Vol. 5, 9, (2011) 1280-1283.
- [16] S. Zhu, R. L. Van Meirhaeghe, C. Detavernier, G. P. Ru, B. Z. Li, and F. Cardon, *Solid-State Comm.* 112, (1999) 611-615.
- [17] S. Chand, J. Kumar, *J. Appl. Phys.* 82, (1997) 5005-5010.
- [18] S. Zhu, R. L. Van Meirhaeghe, S. Forment, G. P. Ru, X. P. Qu, B. Z. Li, *Solid-State Electron.* 48, (2004) 1205-1209.

- [19] Y. P. Song, R. L. Van Meirhaeghe, W. H. Laflere, F. Cardon, *Solid-State Electron.* 29, (1986) 633-638.
- [20] P. G. McCafferty, A. Sellai, P. Dawson, H. Elabd, *Solid-State Electron.* 39, (1996) 583-592.
- [21] Z. J. Horváth, *Proc. Int. Conf. Microelectronics*, Warsaw, Sept. 21st-23rd, Vol. 1783 (1992) 453-561.
- [22] J. H. Werner, H. H. Güttler, *J. App. Phys.*, 69, (1991), 1522-1533.
- [23] Y. Tokuda, in *CS MANTECH Conference* (2014), pp. 19-24.
- [24] N. Biyikli, and I. Kimukin, *IEEE Photonics Technology Letters*, vol. 16, no. 7, pp. 1718-1720, 2004.
- [25] O. Ambacher, B. Foutz, and J. Smart, *J. Appl. Phys.*, vol. 87, pp. 334-344, Jan. 2000.
- [26] G. Parish, S. Keller, P. Kozodoy, J.P. Ibbetson, H. Marchand, P.T. Fini, S.B. Fleischer, S.P. Den Baars, U.K. Mishra, E.J. Tarsa, *Appl. Phys. Lett.* 75, 247-249, 1999.
- [27] C. Pernot, A. Hirano, M. Iwaya, T. Detchprohm, H. Amano, I. Akasaki, *Jpn. J. Appl. Phys.* 39, L387-L389, 2000
- [28] E. J. Tarsa, P. Kozodoy, J. Ibbetson, and B. P. Keller, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 77, no. 3, pp. 316-318, Jul. 2000.
- [29] D.J.H. Lambert, M.M. Wong, U. Chowdhury, C. Collins, T. Li, H.K. Kwon, B.S. Shelton, T.G. Zhu, J.C. Campbell, R.D. Dupuis, *Appl. Phys. Lett.* 77, 1900-1902, 2000.
- [30] M.M. Wong, U. Chowdhury, C.J. Collins, B. Yang, J.C. Denyszyn, K.S. Kim, J.C. Campbell, R.D. Dupuis, *Phys. Status Solidi A* 188, 333-336, 2001.
- [31] C.J. Collins, U. Chowdhury, M.M. Wong, B. Yang, A.L. Beck, R.D. Dupuis, J.C. Campbell, *Appl. Phys. Lett.* 80, 3754-3756, 2002.
- [32] M.B. Reine, A. Hairston, P. Lamarre, K.K. Wong, S.P. Tobin, A.K. Sood, C. Cooke, M. Pophristic, S. Guo, B. Perez, R. Singh, Jr. Eddy, C.R., Chowdhury, M.M. Wong, R.D. Dupuis, T. Li, S.P. DenBaars, *SPIE Proc.* 6119, 611901-1-611901-15, 2006.
- [33] E. Cicek, R. McClintock, Z. Vashaei, Y. Zhang, S. Gautier, C.Y. Cho, M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.* 102, 051102, 2013.
- [34] L.E. Rodak, A.V. Sampath, C.S. Gallinat, Y. Chen, Q. Zhou, J.C. Campbell, H. Shen, M. Wraback, *Appl. Phys. Lett.* 103, 071110-1-071110-4, 2013.
- [35] E. Cicek, R. McClintock, A. Haddadi, W.A.R. Gaviria, M. Razeghi, *IEEE J. Quantum Electron.* 50, 593-597, 2014.
- [36] X.L. Zhou, M.H. Yang, and J.F. Du, *Journal of Electronic Science and Technology of China*, Vol. 7, No. 3, September 2009.

- [37] Z. Mi, C. Jagadish, *III-Nitride Semiconductor Optoelectronics*, Volume 96 (*Semiconductors and Semimetals*) 1st Edition, Volume 96, Elsevier Inc., 2017.
- [38] E. Ozbay, N. Biyikli, I. Kimukin, T. Kartaloglu, T. Tut, and O. Aytür, *IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics*, Vol. 10, No. 4, July/August 2004.
- [39] T. Mattila and R. M. Nieminen, *Phys. Rev. B* 54, 16676 (1996).
- [40] H. K. Cho, K. S. Kim, C.-H. Hong, and H. J. Lee, *J. Cryst. Growth* 223, 38 (2001).
- [41] H. K. Cho, C. S. Kim, and C.-H. Hong, *J. Appl. Phys.* 94, 1485 (2003).
- [42] P. Hacke, T. Detchprohm, K. Hiramatsu, and N. Sawaki, *J. Appl. Phys.* 76, 304 (1994).
- [43] L. Stuchlíková, J. Šebok, J. Rybár, M. Petrus, M. Nemeč, L. Harmatha, J. Benkovská, J. Kovac, J. Škriniarova, T. Lalinsky, R. Paskiewicz, and M. Tlaczala, *Proc. 8th Int. Conf. ASDAM*, 2010, p. 135.
- [44] M. Asghar, P. Muret, B. Beaumont, and P. Gibart, *Mater. Sci. Eng. B* 113, 248 (2004).
- [45] P. Kamyczek, E. P. Popko, V. Kolkovsky, S. Grzanka, and R. Czernecki, *Journal of Applied Physics* 111, 113105 (2012).
- [46] H. Morkoç, *Handbook of Nitrides Semiconductors and Devices*, Wiley, Weinheim, 2008.
- [47] A. Y. Polyakov, I.H. Lee, *Materials Science and Engineering R* 94 (2015) 1–56.
- [48] M. Meneghini, G. Meneghesso, E. Zanoni, *Power GaN Devices. Materials, Applications and Reliability*, Springer International Publishing, Switzerland, 2017.

Conclusion générale

Les matériaux nitrures permettent de repousser les limites des matériaux semi-conducteurs usuels pour un grand nombre d'applications, aussi bien dans les domaines de la microélectronique que celui de l'optoélectronique et de l'électronique en milieu hostile. Le fort potentiel de cette filière a stimulé un effort extraordinaire dans le monde de la recherche.

Les photodétecteurs à base de GaN et son composé dérivé AlGaN ont démontré des performances similaires voir supérieures à leurs homologues à base de matériaux III-V, tout en présentant de nets avantages en termes de haute sensibilité spectrale et faible courant de fuite. C'est pourquoi nous nous sommes intéressés dans cette étude à montrer l'intérêt à porter aux matériaux GaN et AlGaN pour la réalisation de photodétecteurs des rayons UV. En effet, certaines de leurs propriétés physiques à partir desquelles il est possible de simuler des structures à composant et prédire leurs réponses électriques sous excitation UV, sont brièvement décrites. Nous nous sommes concentré, dans le cadre des simulations, exclusivement à des photodétecteurs de type *Schottky* et "p-n-n⁺".

Dans un premier temps et en utilisant l'outil de simulation Atlas-Silvaco, on a simulé les caractéristiques $J(V)$ d'un photodétecteur de rayons UV à barrière de *Schottky* (Pt / n-GaN) dans une gamme de températures allant de 300 K jusqu'à 500 K. Les résultats obtenus montrent que le facteur d'idéalité de la structure et la tension de seuil diminuent avec l'augmentation de la température, tandis que la hauteur de la barrière de *Schottky* (Φ_{b0}) augmente. Nous avons appliqué le modèle de *Werner et Güttler*, qui suppose une distribution gaussienne de la hauteur de la barrière de *Schottky*, et nous avons calculé les valeurs de la hauteur de barrière ainsi que la constante de *Richardson* et nous avons obtenus respectivement 1.49 eV et $28.22 \text{ Acm}^{-2}\text{K}^{-2}$.

D'autre part, nous avons simulé l'effet de l'existence d'une densité de pièges accepteurs égale à $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, distribués respectivement sur quatre différents niveaux énergétiques dans la région active, sur la caractéristique électrique $J(V)$ de notre détecteur et nous avons trouvé que la dégradation de cette caractéristique provoquée par ces pièges accepteurs devient de plus en plus considérable lorsque le niveau piège devient plus profond.

De plus, nous avons évalué l'évolution du facteur d'idéalité ainsi que la hauteur de la barrière de *Schottky* en fonction de la concentration des pièges accepteurs existants, et nous avons trouvé que ces deux paramètres augmentent lorsque la concentration de pièges accepteurs dépasse $1 \times 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, spécialement pour le piège profond H5 et quand tous les types de pièges sont

présents, à cause de l'importante densité de trous générée par l'ionisation des états de pièges accepteurs.

On a trouvé aussi que la densité du courant de fuite dans l'obscurité, est extrêmement faible, ce qui représente un avantage de ce type de détecteur. D'autre part, en illuminant le détecteur avec une lumière UV de $0.36 \mu\text{m}$ avec différentes intensités, nous avons montré que la densité du photo-courant augmente de plusieurs ordres de grandeur, ce qui confirme l'utilité de la structure étudiée pour la détection des rayons UV.

En illuminant la structure étudiée avec un spectre de lumière UV d'une intensité égale à 1.0 Wcm^{-2} dont la longueur d'onde varie dans l'intervalle $0.2 \mu\text{m} - 0.4 \mu\text{m}$, et sous une tension de polarisation nulle à $T = 300 \text{ K}$, la réponse spectrale du détecteur atteint une valeur maximale égale à 0.206 AW^{-1} en correspondance avec une longueur d'onde égale à $0.364 \mu\text{m}$. Cette valeur crête devient 0.232 AW^{-1} sous une tension de polarisation inverse égale à -50 V . En outre, dès que la température augmente, la réponse spectrale subit une réduction et la longueur d'onde de coupure se déplace vers les longues longueurs d'onde. Un tel comportement a été lié à la dépendance à la température du gap énergétique de GaN et du coefficient d'absorption. Enfin, il a été constaté que, la présence d'un niveau de piégeage peu profond de type accepteur n'affecte pas la réponse spectrale de la structure étudiée; par contre, une réduction significative de la réponse est observée dans toute la gamme des rayons UV explorés, lorsque des niveaux de piégeage plus profonds sont pris en considération. Ces résultats démontrent clairement les avantages de la structure (Pt / n-GaN) pour les applications de détection des rayons ultraviolets.

Dans la deuxième partie de ce travail, nous avons évalué les performances d'un photodétecteur "p-n-n⁺" à base du composé ternaire $\text{Al}_{0.17}\text{Ga}_{0.83}\text{N}$, conçu pour assurer un véritable aveuglement solaire avec une longueur d'onde de coupure égale à $0.31 \mu\text{m}$. Nous avons commencé notre étude par une optimisation de l'émetteur (la couche "p"), en explorant le dopage et l'épaisseur appropriés. En suite, nous avons simulé l'effet de l'épaisseur de la région active sur la réponse spectrale et nous avons justifié le choix de l'épaisseur adopté dans le reste de l'étude. Cette étude paramétrique a montrée que la structure proposée est sensible aux rayons UV dans la gamme de longueurs d'ondes explorée ($0.155 \mu\text{m} - 0.31 \mu\text{m}$), de sorte que la réponse spectrale peut atteindre 0.156 AW^{-1} à température ambiante et sous une polarisation nulle. D'autre part, la simulation de la caractéristique $J(V)$ dans l'obscurité et sous illumination a montré que l'illumination n'a pas d'effet appréciable sur la densité de courant direct. Par contre, le courant inverse augmente significativement sous illumination, et il présente un ordre de grandeur différent pour chaque longueur d'onde du rayonnement incident, de sorte que la plus grande longueur d'onde engendre le plus faible courant de fuite.

Nous avons trouvé ainsi que l'accroissement de la température de 300 K à 500 K provoque une diminution de la réponse spectrale lorsque la température dépasse 420 K. D'autre part, on a constaté que le pic de la réponse spectrale aboutit à 0.156 AW^{-1} pour $\lambda = 0.29 \text{ }\mu\text{m}$ et sous une tension de polarisation nulle, augmente progressivement avec la polarisation inverse et peut atteindre 0.16 AW^{-1} à -50 V à cause de l'amélioration de l'efficacité de collecte des charges.

En fin, nous avons évalué l'impact de la présence de deux types de pièges, souvent existés dans le composé AlGaIn, sur la réponse spectrale du détecteur. Nous avons commencé par la considération d'un piège donneur situé à 0.12 eV au-dessous du bord de la bande de conduction ($E_c - 0.12 \text{ eV}$) dans la région "p", et en supposant une concentration de pièges qui varie de $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ jusqu'à $5.0 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Les résultats obtenus ont montré que la réponse spectrale de la structure étudiée n'a changée que lorsque la concentration de pièges dépasse $1.0 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, indiquant ainsi sa robustesse.

Nous avons aussi simulé l'influence de la présence d'un niveau piège accepteur situé à 0.44 eV au-dessus du bord de la bande de valence ($E_v + 0.44 \text{ eV}$) dans la région "n", sur la réponse spectrale du détecteur, en supposant une concentration de pièges varie dans l'intervalle $1.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3} - 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. On a constaté que la réponse spectrale commence à être affectée pour une concentration de pièges dépassant $1.0 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, et le pic de la réponse devient 0.153 AW^{-1} pour $N_{td} = 1.0 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

Cette faible diminution observée est principalement due à une diminution de la densité des porteurs de charges suite au phénomène de recombinaison.

Perspectives

- Exploration, étude et optimisation de nouvelles conceptions de détecteurs à base de GaN qui assurent une meilleur performance.
- Faire une étude comparative entre les performances des détecteurs UV à base de GaN et ceux à base d'autres matériaux à grand gap comme le SiC .
- Etude et simulation des propriétés électriques des structures *Schottky* et p-i-n comme détecteur de température.
- Fabriquer au laboratoire un prototype de photodétecteur à base de matériaux à grand gap.

Liste des publications

- **F. Bouzid**, L. Dehimi, F. Pezzimenti, *Performance analysis of a Pt/n-GaN Schottky barrier UV detector*, Journal of Electronic Materials, Volume 46, Issue 11, 2017, pp. 6563-6570.
- **F. Bouzid**, F. Pezzimenti, L. Dehimi, M. L. Megherbi, F. G. Della Corte, *Numerical simulations of the electrical transport characteristics of a Pt/n-GaN Schottky diode*, Japanese Journal of Applied Physics, Volume 56, Issue 9, 2017, pp. 1-7.

Liste des communications

- **F. Bouzid**, L. Dehimi, F. Pezzimenti, *Performance analysis of a thin Pt/n-GaN Schottky barrier ultraviolet photodetector*, International Conference on Electronics and New Technologies (ICENT-2017), 2017.

نيتريد الغاليوم (GaN) هو احد مركبات أشباه الموصلات الأكثر إثارة للاهتمام، مناسب تماما للعمل في أي تطبيق حيث درجة الحرارة أو مستوى الإشعاع يمكن أن يضر بالالكترونيات التقليدية. في الآونة الأخيرة، الكشف عن الأشعة فوق البنفسجية (UV) باستخدام مركبات GaN جذب اهتماما كبيرا في العديد من المجالات الهامة، والتي تتطلب أداءا عاليا، مع انخفاض تيار الظلام و حساسية كشف عالية. في هذا العمل، قمنا بتقييم الخصائص الكهربائية، باستخدام المحاكاة بواسطة البرنامج Silvaco-Atlas، لصنفين من كواشف الإشعاعات فوق البنفسجية، بحيث يتمثل الأول في كاشف ذو حاجز شونكي (Pt/n-GaN) أما الثاني فيتمثل في كاشف من الصنف "p⁺-n-n⁺" مصمم من المركب الثلاثي Al_{0.17}Ga_{0.83}N. في هذه الدراسة، تم عرض الخصائص الكهربائية، كثافة التيار- جهد (J-V) والاستجابة الطيفية، من أجل شدة مختلفة من الإضاءة بالأشعة فوق البنفسجية و من أجل الاستقطاب العكسي و المباشر، فضلا عن تأثير درجة الحرارة و الفخاخ. تبين نتائج المحاكاة أن كثافة تيار الظلام من أجل الاستقطاب العكسي منخفضة للغاية. من ناحية أخرى، أظهرت الدراسة أن إضاءة الكواشف المدروسة باستعمال أشعة فوق بنفسجية ذات شدة مختلفة، يؤدي إلى زيادة معتبرة لكثافة التيار الضوئي، مما يؤكد فائدة بنية المركبات المدروسة للكشف عن الأشعة فوق البنفسجية. من ناحية أخرى، لاحظنا أنه كان هناك انخفاض كبير في الاستجابة الطيفية للكواشف التي تم دراستها بسبب وجود مستويات معينة من الفخاخ.

Abstract

Gallium Nitride (GaN) is one of the most interesting semiconductor compounds well suited to work in any application in which the temperature or level of radiation could damage conventional electronics. Recently, the detection of ultraviolet (UV) radiation using GaN-based devices has attracted great interest in many important areas, requiring high performance, low dark current and high sensitivity detectors. In this work, we have evaluated, by means of a simulation study using the Silvaco-Atlas computer-aided design (TCAD) simulator, the electrical characteristics of two types of UV photodetectors: the first one is a Schottky barrier photodetector (Pt / n-GaN) while the second is a "p⁺-n-n⁺" photodetector based on the ternary compound Al_{0.17}Ga_{0.83}N. Electrical characteristics current density - voltage and monochromatic spectral response, under different UV light intensities for reverse and forward polarization, as well as the effects of temperature and traps are presented. Simulation results have shown that dark current densities at reverse bias are extremely low. On the other hand, by illuminating the detectors by UV rays with different intensities, we have shown that the photocurrent densities increase by several orders of magnitude, which confirms the usefulness of the studied structures for the detection of UV rays. On the other hand, there was a significant reduction in the spectral response of the studied detectors, due to the presence of certain trapping levels.

Résumé

Le nitride de gallium (GaN) est l'un des composés semi-conducteurs les plus intéressants, bien adaptés pour fonctionner dans n'importe quelle application dans laquelle la température ou le niveau de radiation pourrait endommager l'électronique conventionnelle. Récemment, la détection du rayonnement ultraviolet (UV) au moyen de dispositifs à base de GaN a suscité un grand intérêt dans de nombreux domaines importants, nécessitant des détecteurs à haute performance, à faible courant d'obscurité et à haute sensibilité. Dans ce travail, nous avons évalué, au moyen d'une étude de simulation en utilisant le simulateur de conception assistée par ordinateur (TCAD) Silvaco-Atlas, les caractéristiques électriques de deux types de photodétecteurs UV: le premier est un photodétecteur à barrière de Schottky (Pt / n-GaN) tandis que le deuxième est un photodétecteur "p⁺-n-n⁺" à base du composé ternaire Al_{0.17}Ga_{0.83}N. Les caractéristiques électriques densité de courant - tension et réponse spectrale monochromatique, sous différentes intensités de lumière UV en polarisation inverse et directe, ainsi que les effets de la température et les pièges sont présentées. Les résultats de simulations, ont montré que les densités de courants sous des tensions de polarisation inverse et dans l'obscurité, sont extrêmement faibles. Par contre, en illuminant les détecteurs par des rayons UV avec différentes intensités, nous avons montré que les densités de photo-courants augmentent de plusieurs ordres de grandeur, ce qui confirme l'utilité des structures étudiées pour la détection des rayons UV. D'autre part, on a constaté une réduction significative de la réponse spectrale des détecteurs étudiés, sous l'effet de la présence de certains niveaux de piégeage.