

N° d'ordre : 40204

THÈSE

Présentée à

UNIVERSITÉ DES SCIENCES ET TECHNOLOGIES DE LILLE

Pour obtenir le titre de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ

Spécialité : Micro et Nanotechnologies, Acoustique et Télécommunication

par

Hassan Ali BARKAD

**CONCEPTION ET RÉALISATION DE PHOTODÉTECTEURS X-UV À BASE
DE MATÉRIAUX À LARGE BANDE INTERDITE DESTINÉS À DES
APPLICATIONS SPATIALES**

Soutenue le 18 Décembre 2009 devant la commission d'examen :

Membres du Jury :

M. T. LASRI

Mme E. MONROY

M. F. JULIEN

M. A. BENMOUSSA

M.V. MORTET

M. E. DOGHECHE

M. M. ROUSSEAU

M. J-C. DEJAEGER

M. A. SOLTANI

President

Rapporteur

Rapporteur

Examineur

Examineur

Examineur

Invité

Directeur de thèse

Directeur de thèse

REMERCIEMENTS

Ce présent travail a été effectué à l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie (IEMN), au sein du groupe Composants et Dispositifs Micro-ondes de Puissance.

Je remercie Monsieur Tuami LASRI, Professeur à l'Université de Lille1, de m'avoir fait l'honneur de présider la commission d'examen.

Je tiens à exprimer toute ma reconnaissance à Madame Eva MONROY, Ingénieur de Recherche (HDR) au CEA et à Monsieur François JULIEN, Directeur de Recherche à l'IEF, pour m'avoir fait l'honneur de rapporter ce travail.

Je souhaite remercier particulièrement Monsieur Ali BENMOUSSA, Chargé de Recherches à l'Observatoire Royal de Belgique pour avoir accepté d'examiner ce travail mais aussi pour sa rigueur scientifique, ses qualités humaines et sa contribution notamment concernant les mesures dans le domaine des X-EUV et nos nombreuses discussions scientifiques.

Je remercie également Monsieur Vincent MORTET, Chargé de Recherches à IMOMEC-Hasselt (Belgique) pour avoir accepté d'examiner ce travail ainsi que de nous avoir permis de réaliser des mesures de photocourant dans le domaine DUV-UV.

Je remercie également Monsieur Jean-François HOCHEDÉZ, chef de département de physique solaire à l'observatoire royal de Belgique, pour sa sympathie, pour la collaboration fructueuse et les nombreuses discussions scientifiques.

Je remercie Monsieur Elhadj DOGHECHE, Professeur à l'Université de Valenciennes pour avoir accepté d'examiner ce travail.

La direction de ce travail a été assurée par Monsieur Jean-Claude DEJAEGER, Professeur à l'Université de Lille1, à qui j'exprime ma vive et sincère gratitude pour m'avoir accueilli dans son groupe, qu'il trouve ici toute ma reconnaissance et ma sympathie pour sa confiance, sa disponibilité et sa gentillesse. Je lui suis reconnaissant pour la qualité de ses relations humaines, ses compétences scientifiques et pédagogiques dont il a fait preuve tout au long de la direction de ce travail.

Je remercie Monsieur Ali SOLTANI, Maître de Conférences à l'Université de Lille1 pour ses grandes qualités humaines, sa disponibilité et pour ses qualités scientifiques dans la co-direction de ce travail. Je lui suis reconnaissant pour m'avoir permis de travailler sereinement au quotidien dans un climat de confiance et avec l'ensemble des collaborateurs de ce travail.

Ma gratitude va aussi Monsieur Michel ROUSSEAU pour son encadrement scientifique, sa disponibilité et pour m'avoir fait partager une part de son expérience.

Mes remerciements vont également à Karim, Brahim, Nicolas, Maghnia, Jean-Claude, Xiao, Mohamed, Malika et d'autres que j'ai sans doute oublié. Je m'en excuse par avance.

Mes derniers remerciements s'adressent évidemment à mon épouse Fardoussa, à mes parents et à mon frère pour leurs soutiens tout au long de cette période.

SOMMAIRE

Introduction Générale	1
------------------------------------	---

Chapitre 1

Généralités et propriétés des SC à LBI

I- Généralités sur les capteurs UV	9
I-1 Introduction	9
I-2 Objectif	10
I-3. Technologies des détecteurs UV	17
I-4. Matériaux pour la détection UV	18
I-5. Définition des paramètres physiques des photodétecteurs	18
I-5.1 Principe de la photodétection	18
I-5.2 Photoréponse	19
I-5.3 Courant d'obscurité	20
I-5.4 Taux de réjection UV/Visible	20
I-5.5 Rendement quantique	20
I-5.6 Facteur d'ombrage (Fill factor)	22
I-5.7 Distance de collection de charge	22
I-6 Composants pour la photodétection	23
I-6.1 Principe de fonctionnement	23
I-6.2 Les dispositifs à photodiode	25
I-6.2.1 Photodiode PIN	25
I-6.2.2 Photodiode à avalanche	25
I-6.2.3 Photodiode MSM	25
I-6.3 Photodiode Schottky	26
I-6.4 Photoconducteur	27
I-6.5 Calcul du photocourant et remarques	28
II- Généralités sur les SC à large bande interdite	29
II- 1. Principales propriétés	29
II- 2 Variétés allotropiques et propriétés des SC à LBI	30
II- 2.1 La structure hexagonale	31
II-2.2 Le structure wurtzite	31
II-2.3 La structure cubique	32
II-3 Structure de bandes	32

II-3.1 Propriétés de transport électronique en régime stationnaire.....	36
II-3.2 Propriétés de transport électronique non-stationnaire	38
II-4 Dopage des III-N à LBI et diamant.....	40
II-5 Origine des défauts dans les SC III-N à LBI	41
II-6 Performances - Etat de l'art	42
II-6.1 Sur matériau (Al)GaN	42
II-6.2 Sur nitrure d'aluminium	42
II-6.3 Sur nitrure de bore.....	43
II-6.4 Sur diamant.....	43
III-Conclusion.....	43
Références.....	45

Chapitre 2

Description des outils de simulation et de caractérisation

I- Description de l'outil de simulation	49
I-1 Introduction	49
I-2.Description du modèle Physico-thermique sous rayonnement UV.....	49
I-2.1 Description du modèle physique	49
I-2.1.1 Equations fondamentales	50
I-2.1.2 Définitions des conditions aux limites	52
I-2.1.2.1 Au niveau du contact ohmique	52
I-2.1.2.2 Au niveau du contact Schottky.....	52
I-2.1.2.2.1 Courant thermoïnique	52
I-2.1.2.2.2 Courant tunnel	52
I-2.1.3 Potentiel de surface	52
I-2.2 Description du modèle thermique	53
I-2.3 Couplage électro-thermique.....	54
I-3. Implémentation du modèle sous COMSOL®	55
I-3.1 Normalisation des équations	55
I-3.2 Implémentation du modèle	55
I-3.2.1 Définition géométrique de la structure	55
I-3.2.2 Définition des paramètres physiques	55
I-3.2.3 Définition des conditions aux limites.....	56
I-3.2.3.1 Conditions sur le contact ohmique	56
I-3.2.3.2 Conditions sur le contact Schottky.....	57
I-3.2.3.3 Conditions sur les surfaces libres.....	57

I-3.2.4 Maillage.....	58
I-3.2.5 Exploitation des résultats.....	58
I-4 Critique du modèle utilisé.....	58
II- Description des outils de caractérisation.....	59
II-1 Spectroscopie de photocourant.....	59
II-1.1 Principe de la mesure.....	59
II-1.2 Description des banc de mesure et exploitation.....	59
II-1.2.1 Dans le domaine DUV et UV-Visible.....	59
II-1.2.2 Dans le domaine EUV.....	62
II-2 Spectroscopie microRaman (μ RM).....	64
II-3 Spectroscopie InfraRouge.....	67
II-4 Spectroscopie des lignes noires (m-lines).....	68
II-5 Diffraction de Rayons X.....	68
III- Conclusion.....	70
Références.....	71

Chapitre 3

Technologie des composants et caractérisations matériaux

I- Introduction.....	75
II- Technologies des composants.....	75
II-1 Procédés technologiques sur les SC III-N à LBI (Al(Ga)N et BN).....	75
II-1.1. Présentation des principales étapes.....	75
II-1.1.1 Les contacts ohmiques.....	75
II-1.1.2 Les contacts Schottky.....	77
II-1.1.3 Plots d'épaissements.....	78
II-1.1.4 Isolation et recess.....	79
II-1.2 Technologie sur (Al)GaN.....	79
II-1.2.1 Gravure de GaN et AlN.....	79
II-1.2.1.1 Reactive Ion Etching.....	80
II-1.2.1.2 Plasma haute densité.....	80
II-1.2.1.3 Gravure sèche.....	81
II-1.2.2 Isolation par implantation.....	82
II-1.2.3 Etude du contact ohmique sur AlN - CHREA.....	83
II-1.2.4 Etude du contact Schottky.....	84
II-1.2.4.1 Sur AlN - GTA et JAP.....	84

II-1.2.4.2 Sur AlN - CHREA.....	86
II-1.3 Technologie sur Nitrure de Bore	87
II-2 Procédés technologiques sur diamant	91
II-2.1 Matériau diamant dopé ou nid	91
II-2.2 Dessins des masques optiques.....	92
II-2.3 Eléments des procédés technologiques sur diamant	96
II-2.3.1 Traitements de surface	98
II-2.3.2 Contacts ohmiques.....	99
II-2.3.3 Contacts Schottky sur SC dopé P.....	100
II-2.3.4 Techniques de gravure	101
II-2.3.5 Effets de bords	101
II-2.3.6 Procédé de lithographie optique utilisé.....	101
II-2.4 Stabilité électrique	103
III- Caractérisation matériaux.....	104
III-1 Diamant.....	104
III-1.1 Spectroscopie Raman.....	105
III-2 Nitrure d'Aluminium	106
III-2.1 Spectroscopie Raman.....	107
III-2.2 Spectroscopie des lignes noires (m-lines)	108
III-2.3 Diffraction aux Rayons X	111
III-3 Nitrure de Bore.....	112
III-3.1 Spectroscopie Raman.....	113
III-3.2 Spectroscopie Infrarouge	114
III-3.3 Diffraction aux Rayons X	115
IV-Conclusion.....	115
Références.....	117

Chapitre 4

Simulation des photodétecteurs GaN et AlN & Performances des capteurs UV élaborés

I- Introduction	119
II- Simulations sur GaN et AlN	121
II-1 Photoconducteurs.....	121
II-1.1 Impact de l'auto-échauffement	121
II-1.1.1 Cas du GaN faiblement dopé	121
II-1.1.2 Cas du GaN à moindre dopage (N ⁻ ou nid type N)	123

II-1.1.3 Courant d'obscurité pour GaN	125
II-1.1.4 Cas de AlN nid	126
II-1.2 Optimisation de la structure photoconductrice.....	127
II-1.2.1 Contacts ohmiques enterrés	129
II-1.2.2 Impact du couplage inter-électrodes	130
II-1.3 Comparaison des structures MSM, Schottky et Photoconducteur.....	133
II-2 Photodiode AlN	134
II-2.1 Approche analytique	134
II-2.2 Approche par la simulation sous COMSOL®	138
II-2.3 Bilan du cahier des charges déduit des études analytique et de la simulation	140
II-3 Conclusion sur les simulations	140
III- Performances des photodétecteurs élaborés.....	141
III-1 Photorésistance sur diamant intrinsèque	141
III-1.1 Stabilité des MSM	143
III-1.2 Linéarité vs P_{opt}	144
III-1.3 Homogénéité surfacique de la photoréponse	145
III-1.4 Spectroscopie de photocourant sur MSM	146
III-2 Matériaux GaN, AlGaN	147
III-3 Matériau AlN	148
III-3.1 Analyse à la commutation.....	151
III-3.2 Conclusion	153
III-4 Nitrure de Bore.....	154
IV Conclusion	155
Références.....	156
Conclusion Générale et Perspectives	157
Résumé et abstract.....	163

Liste des symboles et abréviations

a	Paramètre de maille du matériau
AlN	Nitride d'Aluminium
AlGaN	Alliage composé de GaN et AlN
Al ₂ O ₃	Saphir
A ₁	Mode optique longitudinal (LO)
BdC	Bande de Conduction
BI	Bande Interdite
BN	Nitride de Bore
B _{rad}	Coefficient de recombinaison radiative
BdV	Bande de Valence
c	Célérité de la lumière
cBN	Nitride de Bore cubique
cC	Carbone cubique ou diamant
CCD	Dispositif à transfert de charge (Charge- Coupled-Device)
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	épaisseur de la zone active
d _i	Epaisseur de l'isolant
d _l	Epaisseur de la couche morte (Dead Layer)
D _p	Coefficient de diffusion des trous
DOS	Density d'états
DUV	Ultraviolet profond (Deep UV)
E	Energie
E _a	Energie d'activation
E _{0a}	Niveau énergétique du centre accepteur
E _C	Energie du niveau le plus bas de la bande de conduction (loin de l'interface)
E _d	Niveau énergétique du niveau donneur profond
E _{0d}	Niveau énergétique du centre donneur
E _F	Energie du niveau de Fermi dans le semiconducteur
E _{Fn}	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les électrons
E _{Fp}	Energie du quasi-niveau de Fermi pour les trous
E _{Fs}	Energie du niveau de Fermi à la surface du semiconducteur
E _g	Energie de Bande Interdite
E _i	Niveau d'énergie intrinsèque loin de l'interface
E _{int}	Champ électrique interne
e _n	Taux d'émission des électrons
EQE	Efficacité Quantique Externe
EPVOM	Epitaxie en Phase Vapeur d'organométalliques
E _s	Champ électrique en Surface
e-t	Paires électrons-trous
EUV	Ultraviolet Extrême
E _v	Energie du niveau le plus haut de la bande de valence loin de l'interface
E ₂	Mode optique transversal (TO)
ESA	Agence Spatiale Européen
FE	Effet tunnel assisté par Effet de Champ
FIB	Focused Ion Beam
FTIR	Spectroscopie Infrarouge à Transformée de Fourier
G	Taux de génération des paires électrons-trous
GTA	Echantillon AlN/Al ₂ O ₃ provenant de Georgia Tech Atlanta
h	Constante de Planck
hBN	Nitride de Bore hexagonal

HF	Haute fréquence
HPHT	Haute Pression Haute Température
I_o	Courant d'obscurité
$I_{G,leak}$	Courant de fuite
I_{gr}	Courant de génération ou de recombinaison
I_{gr0}	Courant génération ou recombinaison de saturation
I_n	Courant des électrons
I_{ns}	Courant de saturation des électrons (en polarisation inverse)
IMOMEC	Institute for Materials Research (Hasselt Belgique)
I_p	Densité de courant des trous
IDT	Doigts interdigité
I_{ph}	Photocourant
I_s	Courant de saturation en polarisation inverse
IR	Infrarouge
I_{te}	Courant de l'effet thermoïonique
I_{te0}	Courant thermoïonique de saturation
I_{tu}	Courant de l'effet tunnel
I_{tu0}	Courant tunnel de saturation
I-V	Caractéristique Courant-Tension
K	Facteur d'ombrage (Fill factor)
JAP	Echantillon AlN/Al ₂ O ₃ commercial provenant du Japon
k_B	Constante de Boltzmann
LBI	Large Bande Interdite
L_D	Longueur de Debye
L_p	Longueur de diffusion des trous
MBE	Epitaxie par jets moléculaires
MESFET	Transistor à effet de champ Métal/Semiconducteur
m_n^*	Masse effective des électrons
MOCVD	Epitaxie chimique en phase vapeur d'organométalliques
m_p^*	Masse effective des trous
MS	Métal/Semiconducteur
MSM	Métal/Semiconducteur/Métal
m_0	Masse de l'électron dans le vide
n	Concentration d'électrons libres dans le semiconducteur
N^*	Dopage résiduel
N_A	Densité des accepteurs
N_A^-	Densité des accepteurs ionisés
N_C	Densité d'états effective dans la bande de conduction
ND	NanoDiamant
N_D	Densité des donneurs
N_D^+	Densité des donneurs ionisés
n_i	Concentration intrinsèque des électrons dans le semiconducteur
n_s	Concentration d'électrons à l'interface
nid	Non intentionnellement dopé
N_{it}	Concentration des états d'interface
N_{ss}	Densité de charges surfacique
N_V	Densité d'états effective dans la bande de valence
n_0	Concentration d'électrons libres dans le substrat loin de l'interface
O_N	Impureté oxygène en site substitutionnel azote
p	Concentration des trous libres dans le semiconducteur
PACVD	Plasma Assisted Chemical Vapor Deposition
PECVD	Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition
p_i	Concentration intrinsèque de trous dans le semiconducteur
PIR	Proche InfraRouge
PL	Photoluminescence
P_{opt}	Puissance de la radiation optique
p_s	Concentration des trous à l'interface

p_0	Concentration des trous libres dans le substrat loin de l'interface
q	Charge élémentaire de l'électron
R	Photoréponse
R_C	Résistance de Contact
\mathfrak{R}	Coefficient de réflexion
ROB	Observatoire Royale de Belgique (ORB)
R_T	Résistance Totale
RTA	Recuit thermique rapide ou recuit flash
RX	Rayons X
s	Espacement inter-électrodes
SC	Semiconducteur
SEM	Scanning Electron Microscopy
Si	Silicium
SiC	Carbure de Silicium
Si _{Ga}	Impureté Silicium en site substitutionnel de Gallium
SMR	Spectroscopie MicroRaman
SRH	Shockley-Read-Hall
SRV	Surface Recombination Velocity
T	Température
TE	Effet thermoionique
TFE	Effet tunnel assisté thermiquement par effet de champ
TiN	Nitride de Titane
TLM	Transmission Line Model
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
V_{BR}	Tension de claquage
V_{bi}	Potentiel intrinsèque
V_{FB}	Tension de bande plate
v_n	Vitesse thermique des électrons
v_N	Lacune d'azote
v_p	Vitesse thermique des trous
V_R	Polarisation inverse
V_S	Potentiel de surface du semiconducteur
VS	Interface Vide/Semiconducteur
v_{th}	Vitesse thermique moyenne
V_{th}	Tension seuil
VUV	Visible-UltraViolet
w	Largeur de l'électrode (dans le cas des IDTs)
W	Largeur de la zone de déplétion
wAlN	Nitride d'Aluminium wurtzite
wGaN	Nitride de Gallium wurtzite
XPS	Spectroscopie de photoélectrons induits par rayons X
ZCE	Zone de charge d'espace
α	Coefficient d'absorption
β	Coefficient d'auto-absorption

ΔE_c	Discontinuité de bande de conduction
Δn	Concentration des électrons en excès
Δp	Concentration des trous en excès
ϵ_i	Constante diélectrique de l'isolant
ϵ_s	Constante diélectrique du semiconducteur
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 laser
μ_n	Mobilité des électrons
μ_p	Mobilité des trous
μRM	MicroRaman
ν	Fréquence de l'onde
η	Efficacité quantique
ρ	Concentration de charge d'espace
σ	Section efficace de capture moyenne
σ_n	Section efficace de capture des électrons
σ_p	Section efficace de capture des trous
σ_{xx}	Contrainte biaxiale de la couche dans le plan parallèle au substrat
τ_{rp}	Durée de vie radiative des trous
τ_m	Temps de relaxation du moment
τ_n	Durée de vie des électrons
τ_p	Durée de vie des trous
τ_w	Temps de relaxation de l'énergie
χ	Affinité électronique du semi-conducteur



Introduction générale

Dans le domaine énergétique des radiations électromagnétiques, les ultraviolets présentent un intérêt croissant pour la communauté scientifique d'autant plus que l'impact de ce rayonnement pour le grand public reste encore mal connu. La détection du rayonnement électromagnétique implique une conversion d'énergie : le principe physique d'un détecteur consiste à absorber les photons d'une radiation optique et de fournir en échange un signal chimique, électrique ou thermique qui porte la signature de l'excitation. On distingue quatre mécanismes principaux de détection : les effets photochimiques, l'effet photoémissif, les effets photoélectriques internes (photoconducteur ou photovoltaïque) et l'effet thermique. Il a fallu attendre la découverte de la photoconductivité en 1873 par W. Smith mais surtout l'explication de l'effet photoélectrique des métaux par Einstein en 1905 pour voir apparaître d'autres types de détecteurs dits photoélectriques. Ceux utilisant cet effet sont de deux types : les photodiodes et les photoconducteurs. Ces derniers utilisent le changement d'état d'un électron du matériau photosensible par suite de l'absorption de l'énergie d'un photon incident.

L'apparition des semiconducteurs dans les années 1950 a permis de mettre en œuvre les effets photoélectriques internes pour réaliser des détecteurs. Les dispositifs à transfert de charges (CCD) ont été inventés vers 1970 pour servir de lignes à retard analogiques. Il a fallu concevoir des structures adaptées à la détection pour un type de rayonnement donné, tels que le CCD à phase virtuelle (CCD amincis éclairés par l'arrière) lesquels ont eu pour intérêt initial d'offrir une efficacité de détection accrue dans l'ultraviolet. Par suite de leur intérêt comme photodétecteur et du fait de l'importance des marchés liés à la télévision, leur principal domaine d'application est toutefois rapidement devenu l'imagerie électronique. A cette époque (~1970), la technologie ne permettait d'obtenir que des capteurs de performances modestes. Les capteurs utilisés à des fins scientifiques étaient alors souvent les mêmes que ceux des caméras vidéo. Dans les années 80, les progrès de la technologie ont conduit à une amélioration sensible de leurs performances. Compte tenu de besoins très différents, il s'est alors produit une dissociation entre capteurs destinés à la vidéo et capteurs scientifiques. Dans le premier domaine, on a privilégié la recherche de bonnes résolutions mais aussi de capteurs à bas prix, donc de petite taille. Dans le second par contre, on a recherché une grande dynamique et un rendement quantique maximal. Cela s'est traduit par l'utilisation d'étages de sortie optimisés pour un bruit de lecture aussi faible que possible, les pixels restant relativement grands pour avoir une capacité de stockage de charges maximale, une surface photosensible de plus en plus grande avec l'apparition des capteurs "à image totale" (full frame").

Depuis, l'instrumentation dans le domaine X-UV s'est considérablement développée notamment sous l'impulsion des besoins de l'astrophysique, des études des plasmas créés par laser et de leurs applications à la fusion par confinement inertiel, des études d'émission X stimulée, du

développement des lasers à excimères... En parallèle, sont apparus des systèmes d'imagerie mettant en œuvre des capteurs scientifiques de façon à en exploiter au mieux les performances et pouvoir ainsi analyser quantitativement et précisément le contenu d'une image. Les senseurs amincis de qualité scientifique ont fait l'objet de développements durant les années 80 et 90. La sensibilité de ces capteurs est bien meilleure dans le domaine des X mous. Néanmoins, elle est plus faible que celle donnée par les prévisions basées sur l'analyse des constantes optiques du silicium et de la silice. Plusieurs modèles permettent d'expliquer ce phénomène et de quantifier cette perte de sensibilité. Ils confirment que, avec une bonne électronique de lecture, des signaux correspondant à quelques photons par pixel peuvent être détectés.

A cette époque, certains semiconducteurs ont été testés et le sont encore avec plus ou moins de succès incluant les matériaux Ge, GaAs et SiC.

Ce n'est qu'à partir de la seconde moitié des années 1990 que sont apparus les matériaux SC III-N à large bande interdite (AlGaN) qui sont prometteurs étant donné leurs propriétés physiques exceptionnelles grâce au développement de la filière nitrure de gallium. En effet, il a fallu près de quarante ans pour que ces semiconducteurs, depuis la cristallogénèse et la synthèse en films minces, jusqu'à celle des procédés technologiques (dopages, gravures et métallisations), atteigne un niveau de maturité suffisant pour que l'on puisse réaliser des démonstrateurs fiables. La disponibilité de ces semiconducteurs à LBI constitue une véritable rupture technologique avec les autres filières. Historiquement, le premier domaine d'applications de ces semiconducteurs à LBI au niveau industriel a été celui des composants électroluminescents pour la production de lumière pouvant balayer tout le domaine du visible jusqu'au proche UV (>220nm).

Depuis les années 2000, de nouveaux semiconducteurs à LBI comme le diamant et le nitrure de bore cubique connaissent une amélioration de leur qualité cristalline similaire au GaN à la fin des années 90. Ces derniers présentent des caractéristiques physiques exceptionnelles en plus d'être davantage robustes aux applications spatiales envisagées (décrites dans le chapitre 1) et ayant en conséquence la stabilité indispensable aux conditions extrêmes.

Ces matériaux nouveaux constituent avec AlN un nouveau challenge technologique à réaliser afin d'élaborer de nouveaux photodétecteurs. L'objet de ce travail est dédié aux développements et aux tests de ces nouveaux détecteurs du rayonnement électromagnétique dans le domaine des XUV dont le but final est d'observer le Soleil et de mieux appréhender le climat solaire. Notre investigation repose sur les propriétés des solides à LBI, tels que le diamant ou les nitrures d'aluminium, de gallium et de bore. Elle consiste à mieux appréhender ces nouveaux SC et leurs technologies associées afin de quantifier quelques paramètres physiques clés responsables des limitations des résultats obtenus. L'objectif final est de réaliser dans quelques années une caméra UV très innovante susceptible de fonctionner dans ces environnements.

Le travail présenté dans ce mémoire a été réalisé au Laboratoire Central de l'Institut d'Electronique de Microélectronique et de Nanotechnologie, ayant pour activité dominante en liaison avec cette thématique de recherche, le développement de la technologie de démonstrateurs optroniques et l'étude et l'optimisation de ces derniers par la simulation. La caractérisation spécifique dans le domaine des X-mous et de l'extrême UV a pu être réalisée à PTB-Bessy (Berlin) en étroite collaboration avec l'Observatoire Royal de Belgique (ORB) et l'Institute for Materials Research (IMOMEC-Hasselt) pour les mesures dans le domaine des UV profonds. C'est dans cette optique de travail en équipe qu'a pu être finalisé ce présent document.

Ce travail de thèse est structuré en 4 parties.

Le chapitre 1 est composé de généralités permettant de rappeler les bases théoriques utilisées en relation avec notre thématique de recherche. Un bref descriptif est disponible de manière à établir le cahier des charges des détecteurs fonctionnant dans le domaine des énergies X-EUV-DUV-UV-Visible pour les applications spatiales envisagées c'est-à-dire l'étude de l'activité climatique du soleil. Dans ce but, les paramètres caractéristiques majeurs de ces capteurs optiques sont énumérés. Puis, les propriétés physiques et de transport des matériaux SC III-N à LBI utilisés sont déterminés par la méthode Monte Carlo. Ces données sont utilisées dans le reste du manuscrit afin de pouvoir réaliser les simulations et ainsi mieux comprendre le fonctionnement du composant à élaborer. Les matériaux utilisés dans le cadre de cette étude sont les SC III-N à LBI et le diamant. Enfin, la conclusion résume l'état de l'art et donne leurs perspectives d'évolution vis-à-vis des résultats mentionnés dans la littérature et décrit les autres concepts et modes opératoires utilisés par ailleurs. Le chapitre 2 est scindé en 2 parties. La première partie décrit le modèle physico-thermique développé pour simuler les performances de ces capteurs et déterminer le rôle de chaque paramètre caractéristique afin d'optimiser la technologie à concevoir puis à réaliser. La seconde partie est consacrée à la description des outils de caractérisations matériaux, optiques et électriques utilisés afin d'appréhender au mieux la qualité matériau et les paramètres physiques qui peuvent influencer les caractéristiques des capteurs optique.

Le chapitre 3 contient également deux parties. La première partie décrit la technologie employée pour fabriquer ces composants. Dans un premier temps sont mentionnés les paramètres technologiques optimisés sur les nitrures III-N à LBI et dans un deuxième temps la technologie utilisée sur diamant. Les différentes étapes traitent essentiellement de la nature des contacts (ohmique et Schottky) et de leur formation, des techniques de traitement de surface (nettoyage et gravure) et d'isolation par implantation. La seconde partie correspond aux caractérisations matériaux (diamant, AlN et BN) en utilisant différentes techniques pour estimer la qualité matériau, la nature et l'orientation du cristal, les pertes optiques etc....

Quant au quatrième chapitre, il est décomposé en deux parties. La première partie correspond aux résultats des simulations réalisées sur GaN et AlN en tant que photoconducteur et photodiode. Les paramètres d'études sont essentiellement la topologie des doigts interdigités (symétrique et asymétrique), le type de technologie (micrométriques et/ou submicronique), l'impact ou non de l'autoéchauffement dans le composant, du courant d'obscurité et de la réponse des détecteurs UV. La seconde partie décrit les performances des capteurs UV élaborés sur diamant (photorésistance) et celles des photodiodes élaborés sur les nitrures III-N à LBI (GaN, AlGaN, AlN et BN). La technique de photocourant est utilisée pour déterminer la signature des pièges responsables des imperfections de la photoréponse.

Chapitre 1

Généralités et propriétés des Semiconducteurs à large bande interdite

I- Généralités sur les capteurs UV

I-1 Introduction

L'objet de ce travail est dédié aux développements et aux tests de nouveaux détecteurs pour notamment l'observation du Soleil dans les UV, mais plusieurs autres applications scientifiques ou industrielles peuvent en bénéficier.

A partir des principes de base des détecteurs à SC, nous montrerons que de nombreux raffinements technologiques permettent de faire des progrès considérables en termes de sensibilité, de bande passante et de gamme spectrale. L'utilisation d'un détecteur pour réaliser un instrument de mesure optique nécessite de prendre en compte de nombreux paramètres comme l'efficacité quantique, la sensibilité spectrale et les sources de bruit (bruit quantique, bruit thermique...).

Notre investigation repose sur les propriétés des SC à Large Bande Interdite (LBI), tels que le diamant ou les nitrures d'aluminium, de gallium et de bore. L'insensibilité au visible (*solar-blindness*) de ces nouveaux capteurs basés sur les matériaux grand gap est très avantageuse. Elle permet une plus grande sensibilité des instruments dans l'UV et par conséquent une résolution spatiale plus élevée ainsi qu'une plus haute résolution temporelle. Une technologie fondée sur ces matériaux innovants plutôt que sur le silicium autorise aussi une résistance accrue aux rayonnements ionisants (*rad-hardness*) et donc à une stabilité indispensable aux conditions extrêmes. L'objectif final étant de réaliser dans quelques années des caméras UV très innovantes susceptibles de fonctionner dans ces environnements.

Le rayonnement UV couvre un large domaine spectral qui s'étend de la limite du visible, soit 400nm jusqu'à la frontière des rayons X située à 10nm (figure I.1). Ce spectre est généralement divisé en deux régions : UV proches (200-400nm) et UV lointains (10-200nm). Les UV proches peuvent être subdivisées en trois catégories: les UVA (400 et 320nm ou 3,1 à 3,87eV); les UVB (320 et 280nm ou 3,87 à 4,43eV) et les UVC (280 et 200nm ou 4,43 à 6,2eV).

En raison de ses propriétés d'absorption lumineuse propres, l'atmosphère terrestre ne permet pas la libre propagation de la lumière de longueurs d'ondes inférieures à 280nm. C'est la raison pour laquelle la frange spectrale des UV lointains ne peut se propager que dans le vide, d'où l'appellation *Vacuum UV* (VUV).

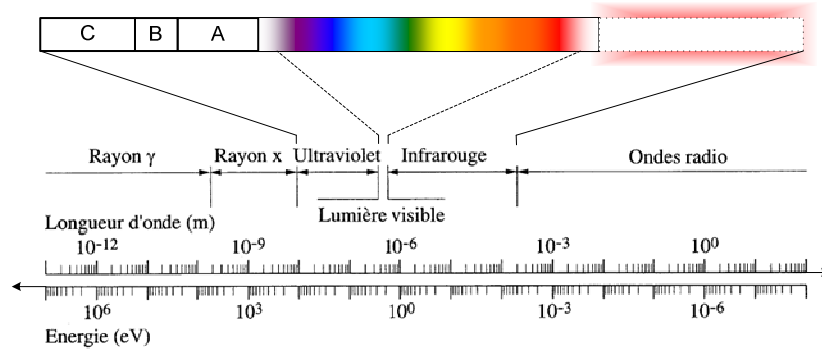


Figure I.1 : Domaines spectraux des principales radiations électromagnétiques.

I-2 Objectif

La détection UV permet de multiples applications civiles ou militaires. On peut citer par exemple les dosimètres personnels pour environnements riches en UV, la détection d'incendies (forêt), l'identification des missiles par leur traînée ou encore le guidage de missiles. Ces nouveaux détecteurs UV permettent l'étude depuis l'espace des changements globaux de la Terre (trou d'ozone), des aurores boréales mais aussi des procédés lithographiques dont les longueurs d'onde décroissent constamment vers l'extrême UV ($\rightarrow 13\text{nm}$) pour limiter la diffraction. On peut aussi citer l'analyse des flammes et des plasmas, les diagnostics scientifiques d'instruments tels que le laser X, les lasers UV, les lignes synchrotron, etc...

Le rayonnement solaire est la source naturelle de rayonnement UV la plus importante sur Terre (figure I.2). Une des applications des détecteurs UV sont liées à la mesure de la couronne solaire dans l'extrême UV (10-40nm), ainsi que la raie H.I Lyman- α (@121.6nm) laquelle correspond à la transition entre le niveau $n=1$ et $n=2$ de l'atome hydrogène. En effet, les programmes d'observation de l'atmosphère solaire exigent des imageurs UV surpassant l'état de l'art actuel. Pour mieux comprendre la physique solaire et la météo spatiale, il est impératif d'améliorer les instruments d'observations et plus spécifiquement leur résolution spatiale et temporelle.

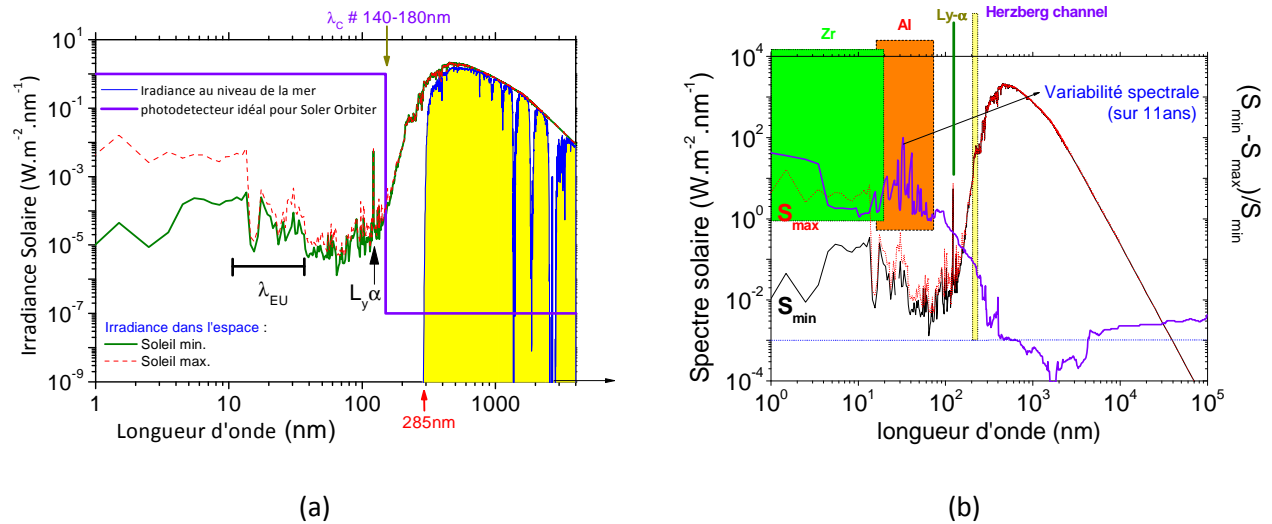


Figure 1.2: (a) Spectre de l'irradiance solaire (min. et max.) dans l'espace et au niveau de la mer. La réponse spectrale du photodétecteur idéal est représentée en trait continu foncé. La mesure de l'irradiance solaire varie dans le temps (cycle solaire), c'est pourquoi les spectres présentés ont été enregistrés pour des activités solaires minimale et maximale (données ORB - février 2003). (b) meme spectre avec la variabilité spectrale et les différents canal d'interet pour la physique solaire.

La connaissance du climat solaire constitue en conséquence une nécessité pour une meilleure compréhension du climat terrestre. La gamme des UV lointain intervient de manière dominante dans la chimie de l'atmosphère moyenne (exemple : trou d'ozone). Aussi, la connaissance de l'évolution de l'irradiance solaire est aussi déterminante pour la compréhension de notre étoile elle-même. Les variations UV au cours d'un cycle solaire (environ 11 années) atteignent des variations en amplitude extrêmement élevées (de 2 à 100 fois selon la gamme spectrale). Actuellement ces changements sont connus de façon trop parcellaire pour être confrontés aux modèles théoriques. Enfin, l'impact de l'UV lointain solaire se manifeste aussi par les perturbations et dégradations induites sur les hautes technologies : télécommunications, orbites satellitaires, GPS, etc... LYRA, un radiomètre VUV,[1] comblera en partie ces lacunes en enregistrant le flux solaire avec une exactitude jusqu'alors inégalée dans quatre bandes UV (figure 1.2(b)). Deux sont pertinentes pour l'aéronomie et la météo spatiale : H.I Lyman α (@121.6nm) et le continuum de Herzberg (dans la bande 200-220nm). Deux autres gammes sont aussi observées pour leur intérêt en physique solaire (dans les bandes 6-20nm et 17-70nm).

Les capteurs à réaliser doivent satisfaire à certaines contraintes définies par le cahier des charges suivant :

- **Sensibilité aux domaines spectraux EUV et DUV** : le taux de réjection UV-Visible doit être le plus élevé possible (4 à 5 ordres de grandeurs) (*solar blind*)

- **Résistance aux rayonnements ionisants** : Le matériau utilisé doit présenter dureté mécanique élevée lequel constitue le premier critère pour faire face au bombardement de particules fortement énergétiques (électrons, protons, rayon gamma etc...) susceptibles de créer des défauts structuraux et par conséquent de réduire les performances du capteur.
- **Excellente conductivité thermique** et inerte chimiquement. En effet, les propriétés de transport étant fortement variable avec la température, il est nécessaire de disposer d'un matériau permettant de dissiper la chaleur et garder une température stable et aussi basse que possible.
- **Basse consommation électrique** : les capteurs destinés aux applications spatiales (satellites) disposent d'une alimentation électrique de 5V et à faible courant (mA).
- **Qualifié grade scientifique** : Les composants à réaliser doivent présenter certaines caractéristiques techniques comme une grande dynamique, bas bruit, grande linéarité, fiabilité, stabilité etc...
- **Capteur grand format pour la résolution spatiale et spectrale (écran)** : Ce dernier critère est le moins évident de tous car il est propre à la technologie à employer pour fabriquer ces matériaux et à leur coût de revient. A l'heure actuelle les matériaux nitrures à LBI sont les plus prometteurs pour cette tâche et devront permettre dans un avenir proche d'améliorer la sensibilité et la résolution des détecteurs UV.

Nous nous intéresserons donc dans la suite aux différents outils dont nous disposons pour élaborer ces nouveaux instruments. Cependant, la mesure absolue de l'irradiance solaire dans la gamme X-EUV-UV reste particulièrement difficile. Elle doit se faire depuis l'espace (pour s'affranchir en partie du filtre que constitue l'atmosphère de la Terre) avec une méthodologie destinée à garantir les étalonnages successifs et leur pérennité. Ces mesures doivent être, si possible, absolues de manière à pouvoir les comparer dans le temps, condition nécessaire à leur dépouillement scientifique au long terme.

A partir du modèle radiométrique de l'Observatoire Royale de Belgique (cf. figure 1.4), nous avons établi un tableau récapitulatif qui résume l'activité solaire maximale et minimale quel que soit le filtre optique utilisé ou non en combinaison avec un détecteur de notre choix. La pureté est définie comme le rapport (en pourcentage) de l'intensité intégrée dans la gamme spectrale (Bande Passante) qui nous intéresse (ex.: 1nm→180nm) au signal total (1nm→10μm). Cette étude nous permet de mettre en évidence l'intérêt d'utiliser des détecteurs dont la pureté est d'autant meilleure que la largeur de bande interdite est la plus élevée possible. En d'autres termes, le détecteur mesure un signal lequel ne correspond pas exactement à celui souhaité à cause de la contribution du Visible par exemple.

La **figure 1.3** comporte les spectres de l'activité solaire en fonction de son cycle d'exposition (maximale et minimale) ainsi que des fréquences de coupure des détecteurs élaborés avec des

matériaux différents. Tous satisfont potentiellement au cahier des charges mais ils ne présentent pas les mêmes intérêts aussi bien vis-à-vis des radiations ionisantes que de la pureté telle définie auparavant. Les figures I.5 présentent le pourcentage de pureté obtenu dans chacun des cas et le tableau I.1, un récapitulatif des résultats obtenus.

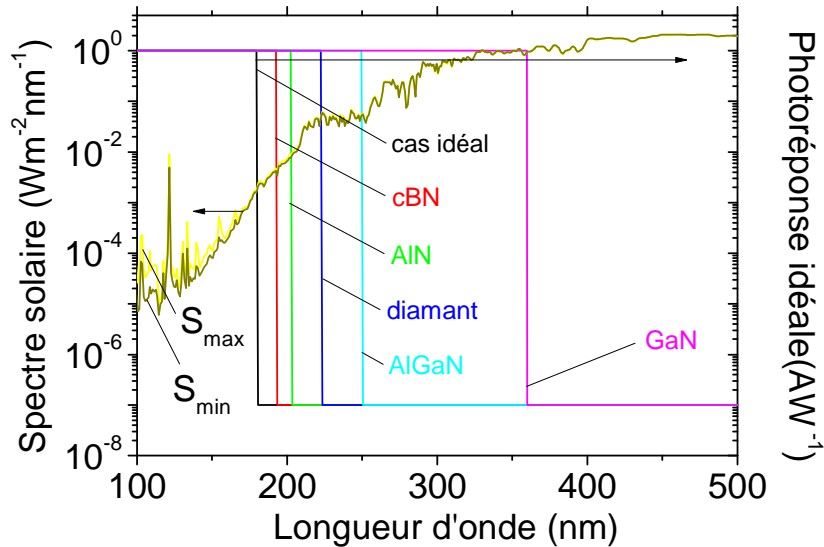


Figure I.3: Zoom sur le spectre solaire dans ses phases d’irradiance maximale et minimale (axe des ordonnées à gauche) et le signal théorique (sensibilité idéal) relatif au détecteur en fonction du matériau SC utilisé (axe des ordonnées à droite).

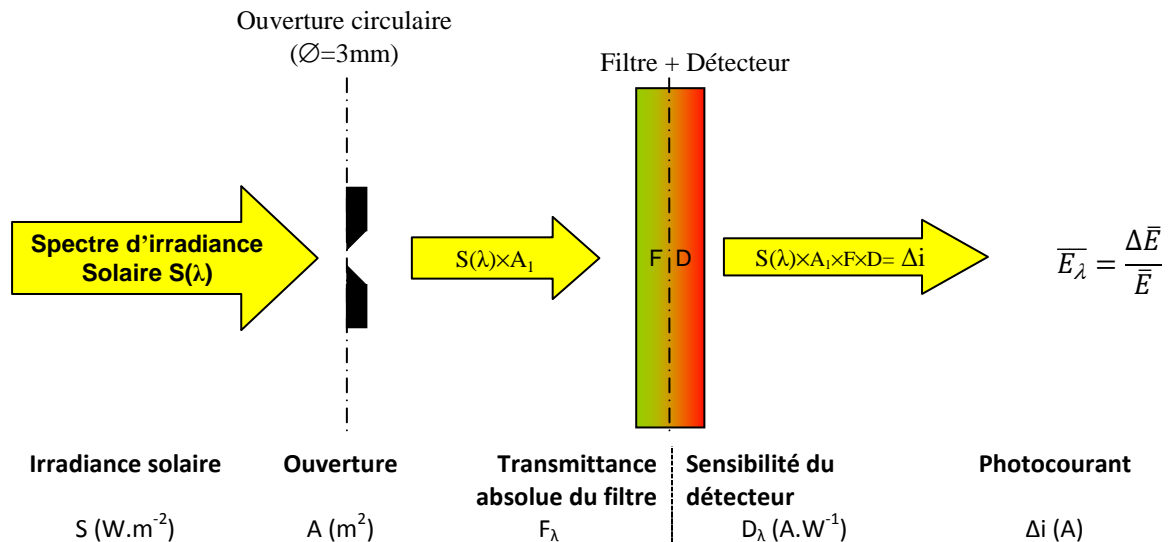


Figure I.4 : Diagramme illustrative de la géométrie de base du canal LYRA lequel permet de déterminer la puissance optique incidente captée du soleil.

L’irradiance solaire totale $S(\lambda)$ est définie comme la quantité d’énergie radiative provenant du soleil, intégrée sur toutes les longueurs d’onde incidente sur un mètre carré de surface de la haute atmosphère terrestre lorsque la Terre est située exactement à une unité astronomique ($1.496 \times 10^8 km$) du soleil. A partir de cette donnée expérimentale, il est possible de déterminer la

puissance du flux radiant dans le plan de l'ouverture tel que :

$$\Phi_A(\lambda) = S(\lambda)A \quad [W] \quad (1.1)$$

$S(\lambda)$ correspond à l'irradiance spectrale solaire totale ($W.m^{-2}$) et A (aperture) a l'ouverture de la fente.

Le photocourant peut être déterminé directement en fonction des éléments du dispositif présenté figure 1.4 (Ouverture, filtre, détecteur). Le photocourant s'exprime alors comme :

$$i = \int_t \int_\lambda \Delta i_\lambda = \frac{1}{T} \int_t \int_\lambda \Phi_A(\lambda) F(\lambda) D(\lambda) d\lambda dt \quad (1.2)$$

$\Phi_A(\lambda)$ est le flux spectral dans le plan d'ouverture, $F(\lambda)$ est la transmittance absolue du filtre utilisé et $D(\lambda)$ est la photoréponse du capteur. Le courant obtenu correspond au courant d'obscurité i_d ajouté au photocourant i_s sous illumination : $i = i_s + i_d \Rightarrow \Delta i = \Delta i_s + \Delta i_d$

$$d'où \quad E_\lambda = \frac{i}{A \int_\lambda F(\lambda) D(\lambda) d\lambda} \Rightarrow \frac{\Delta \bar{E}}{\bar{E}} \approx \frac{\Delta i}{i} + \frac{\Delta A}{A} + \frac{\Delta \int_\lambda F(\lambda) D(\lambda) d\lambda}{\int_\lambda F(\lambda) D(\lambda) d\lambda}$$

Nous nous intéressons particulièrement au produit irradiance spectrale absolue par la sensibilité idéal du détecteur, nommé Signal Intermédiaire (zone hachurée), lequel est représenté figure 1.5 pour tous les capteurs (relatifs à chaque matériaux) de la présente étude.

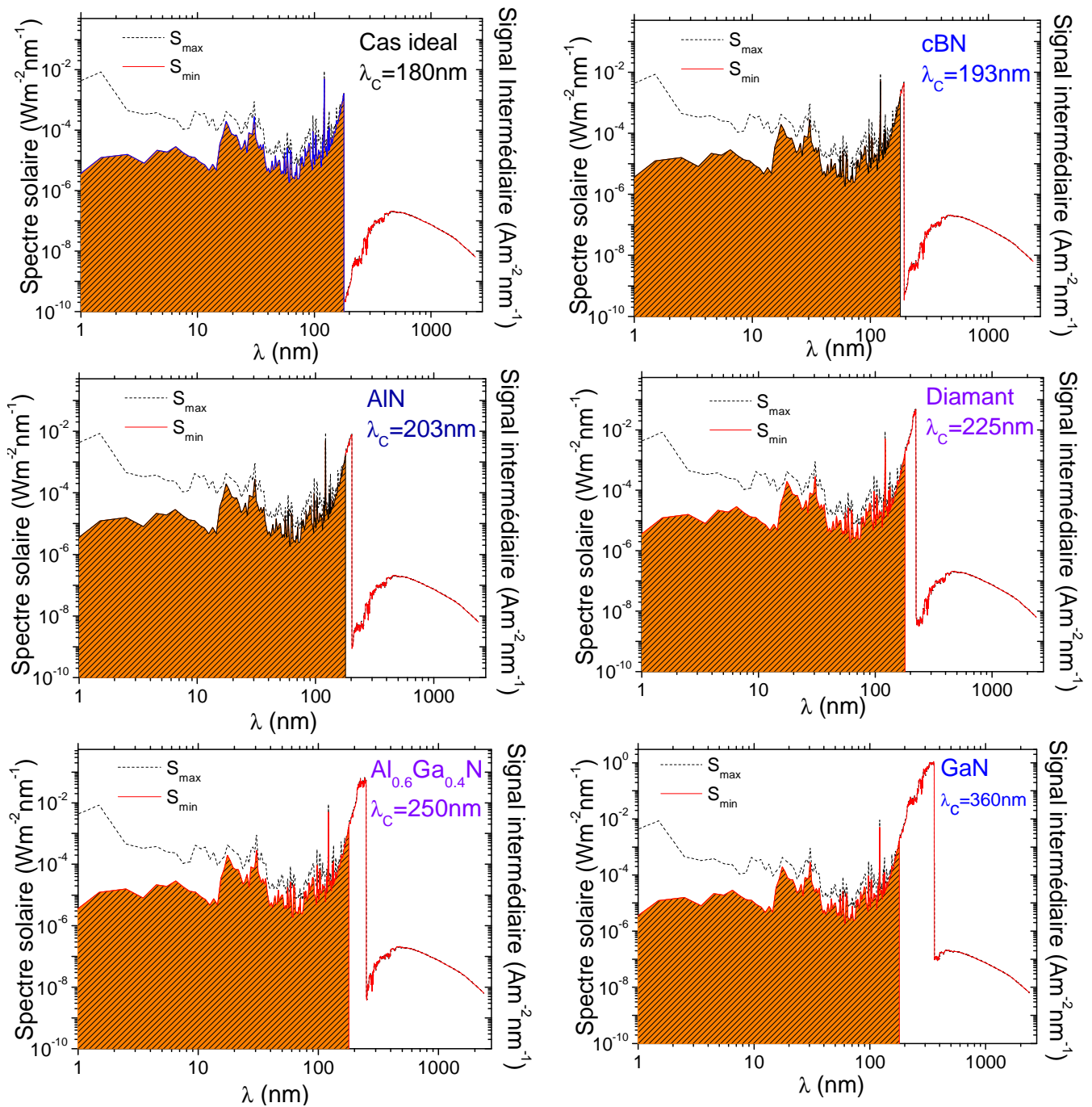


Figure I.5 : Spectres de l'activité solaire dans ses phases d'irradiance maximale et minimale et le même signal vu par le détecteur en fonction du matériau SC utilisé. La partie hachurée correspond à la zone d'étude recherchée pour une surface unité.

Le tableau I.1 représente la pureté obtenue (hors filtre) pour chaque détecteur utilisé et pour une activité solaire maximale et minimale.

Matériau utilisé comme détecteur UV-DUV-EUV-X	Pureté (%) à l'activité minimale	Pureté (%) à l'activité maximale
cas idéal ($\lambda_c \sim 180\text{nm}$)	99,6 [23.7 μA]	99,8 [49.3 μA]
cBN ($\lambda_c \sim 193\text{nm}$)	39,2 [60.1 μA]	54,9 [89.2 μA]
AlN ($\lambda_c \sim 203\text{nm}$)	20,2 [117 μA]	31,9 [153 μA]
diamant ($\lambda_c \sim 225\text{nm}$)	3,7 [634 μA]	6,9 [702 μA]
Al _{0,6} Ga _{0,4} N ($\lambda_c \sim 250\text{nm}$)	1,3 [1.81mA]	2,5 [1.95mA]
GaN ($\lambda_c \sim 360\text{nm}$)	0,04 [152mA]	0,08 [152mA]

Tableau I.1 : Tableau récapitulatif de la pureté du Signal Intermédiaire obtenue pour chacun des matériaux utilisés en tant que détecteur optique.

Idéalement, la configuration choisie doit avoir des valeurs de haute pureté et un signal de sortie petit (mentionné entre crochets dans le tableau I.1). L'ensemble de ces résultats montre que la largeur de bande interdite est le critère de choix pour satisfaire au cahier des charges d'autant plus que deux de ces mêmes matériaux (cBN, diamant) sont connus pour leur dureté et satisfont à un point critique du cahier des charges, c'est-à-dire la résistance aux radiations ionisants (γ , protons etc..).

Dans la pratique, des filtres interférentiels ou métalliques sont utilisés en fonction de la gamme de longueur d'onde à étudier. La transmittance absolue de ces derniers est représentée figure I.6 (a et b). Les valeurs disponibles sur la transmittance des filtres proviennent d'une base de données de *Acton Research* datés de Février 2004. Les paramètres spectraux dans les gammes EUV (1-100nm) et UV-IR (500-850nm) sont estimés par extrapolation.

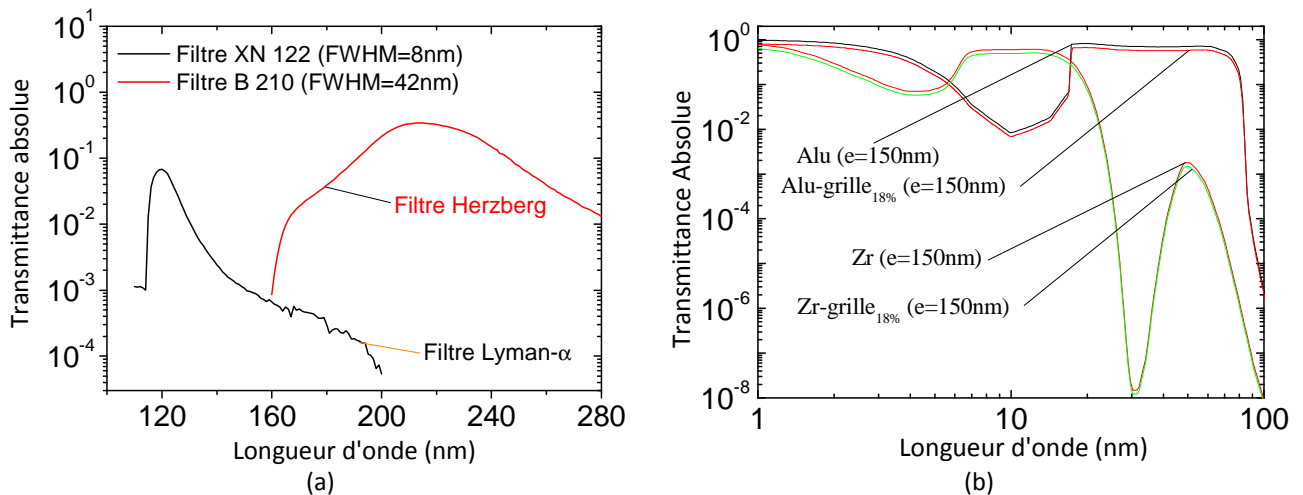


Figure I.6: Transmittance absolue en fonction de la longueur d'onde des filtres (a) interférentiels pour les canaux Ly- α et Herzberg; et (b) des filtres métalliques aluminium et zirconium.

Le tableau I.2 résume les spécifications de chacun des filtres utilisés lors des mesures dans la gamme X-EUV-DUV-UV pour LYRA.

Spécification	Filtre Ly- α	Filtre 210	Al Filtre	Zr Filtre
Longueur d'onde	121.6nm	[200-220]nm	[17-70]nm	[1-20]nm
FWHM	15nm	20nm	-	-
Transmission Minimale	>30% @121.6nm	>25% @210nm	>50%	>50%
Réjection	10^{-3} [110 nm] 10^{-4} [200-400nm]	10^{-4} [100-150nm] 10^{-4} [300-500nm]	10^{-4} @100nm	10^{-4} @100nm
Courant total espéré	>1nA	>1nA	>1nA	>1nA
Pureté spectral au minimum solaire	>80% [120.5-123.5]	>80% [200-220]	> 40% for HeII [30.4nm]	>80%

Tableau I.2: Spécifications des filtres LYRA pour un canal donné.

I-3. Technologies des détecteurs UV

Les technologies à base de tubes photomultiplicateurs ont dès l'origine assuré la fonction de détection des UV. Ces derniers offrent une sensibilité difficilement égalable par d'autres types de photodétecteurs mais présentent l'inconvénient d'être très fragiles en plus d'être énergivore (nécessitent une source d'énergie encombrante). Une première alternative à ces dispositifs à tubes ont été les SC disponibles (à petite largeur de bande interdite) tels que le Si et certains III-V (GaP, 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 lesquels augmentent la taille et le poids du dispositif tout en réduisant le rendement quantique global du système.

Depuis une quinzaine d'année, de nouveaux SC à LBI sont disponibles et ont permis récemment de fabriquer une nouvelle génération de photodétecteurs UV [2-4]. Ces SC de la filière nitrures B(Al,Ga)N, diamant et SiC constituent des matériaux de choix nécessaires à la détection sélective en UV, UV profond voire extrême UV sans qu'il soit nécessaire d'y ajouter des filtres bloquant le Visible ou l'infrarouge (figure I.7). Ils répondent au cahier des charges nécessaire à l'élaboration de photodétecteurs opérants sous environnement hostile. En effet, ces matériaux présentent une grande dureté mécanique et une excellente conduction thermique. Ces derniers sont inertes chimiquement, se dégradent peu sous irradiations UV et sous bombardement particulaires.

La plupart de ces SC présente un excellent taux de réjection UV-Visible de plusieurs ordres de grandeurs et conviennent parfaitement en particulier à l'observation du soleil. Leur large bande interdite les dote de la spécificité *solar-blind*, c'est à dire insensibles au spectre du continuum solaire au niveau de la Mer. En effet, l'atmosphère terrestre absorbe le rayonnement UV à 285nm.

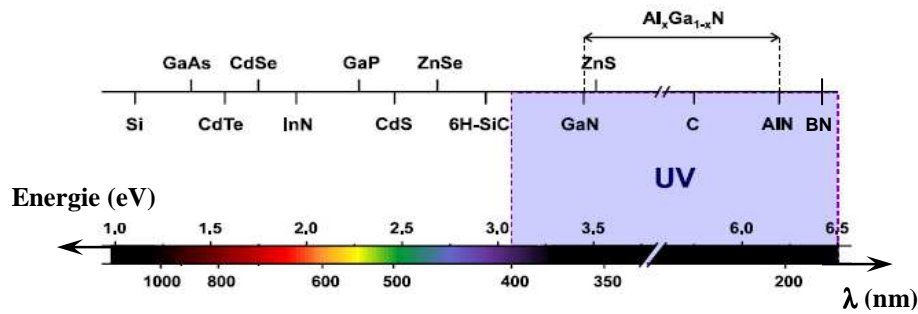


Figure 1.7 : Ensemble des matériaux SC disponibles pour la détection visible et UV.

I-4. Matériaux pour la détection UV

L'optoélectronique concerne les phénomènes optiques en relation avec les porteurs des SC. Les composants optoélectroniques qui nous intéressent transforment la lumière reçue en grandeurs électriques (effet photoélectrique); ce sont des photorécepteurs. Les processus mis en jeu font intervenir des échanges entre les photons d'une part et les électrons et les atomes d'autre part. Un électron de la bande de valence (BdV) peut sous l'excitation d'un photon passer dans un état libre de la bande de conduction (BdC): on est en présence de l'absorption fondamentale, lequel phénomène est utilisé pour la photodétection. Les interactions entre électrons et photons qui nous intéressent sont exclusivement décrites par des collisions élastiques (conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement).

I-5. Définition des paramètres physiques des photodétecteurs

I-5.1 Principe de la photodétection

La photodétection dans les SC fonctionne sur le principe général de la création de paires électron-trou sous l'action de la lumière. Lorsqu'un matériau SC est excité par une radiation lumineuse, les photons d'énergie supérieure ou égale à sa bande interdite, sont absorbés de manière à porter les électrons de la BdV vers les états excités situés dans la BdC, où ils se comportent comme des électrons presque libres susceptibles de se déplacer sous l'influence d'un champ électrique intrinsèquement présent ou extérieurement appliqué. De même, les trous de charge positive laissés dans la bande de valence participent à la conduction électrique en se déplaçant d'un site atomique à l'autre sous l'effet du champ électrique. La séparation des paires électron-trou générées par l'absorption lumineuse donne ainsi naissance au photocourant, qui correspond par définition aux porteurs libres photo-générés collectés par les électrodes du composant et dont le signal électrique (à une longueur d'onde donnée) est une fonction croissante de l'intensité lumineuse incidente.

On distingue à ce niveau deux grandes catégories de photodétecteur suivant la nature du champ électrique qui assure la séparation de charges des paires électron-trou photogénérées: les

photoconducteurs qui sont constitués d'un simple barreau de SC sur lequel sont disposés deux contacts ohmiques et les photo-détecteurs dits *photovoltaïques* qui utilisent le champ électrique interne d'une jonction PN ou Schottky (du type M-SC). On regroupe sous cette dernière appellation les photo-détecteurs à jonction PN (composants photovoltaïques à simple jonction PN, et photo-détecteur PiN comportant une fine couche de matériau SC non intentionnellement dopé entre la zone p et la zone n), ainsi que l'ensemble des photo-détecteurs à jonction Schottky (photodiodes à contact Schottky et photodiodes MSM) (cf. [figure I.8](#)).

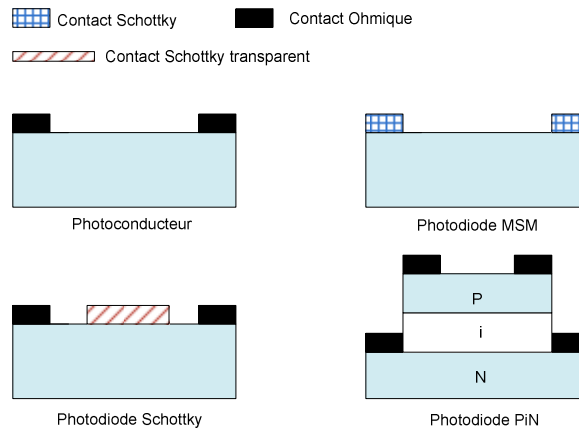


Figure I.8: Schémas des principaux types de photodétecteurs à SC.

Les propriétés des dispositifs optoélectroniques dépendent de leur structure et du matériau SC utilisé.

I-5.2 Photoréponse

La réponse spectrale (appelée aussi sensibilité ou photoréponse R) est définie en tant que courant photoélectrique (ou photocourant) par unité de puissance lumineuse incidente à la longueur d'onde λ , d'où :

$$R(\lambda) = I_{ph} / P_{opt} \quad (1.3)$$

avec P_{opt} , la puissance d'excitation exprimée comme

$$P_{opt} = \phi_{opt} ES \quad (1.4)$$

Où ϕ est le flux de photons incidents ($\text{photons} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$), E est l'énergie des porteurs (eV) et S la surface active du composant (m^2). Toutes les équations mentionnées dans ce paragraphe sont définies pour un faisceau en incidence normale par rapport à la surface de l'échantillon.

Cette grandeur représente le domaine de longueurs d'ondes auquel répond le composant.

Il est aussi important de noter que la photoréponse est une grandeur indépendante de la surface optique active du composant photodétecteur. En effet, le photocourant ainsi que la puissance optique incidente sont tous deux, dans un cas idéal, proportionnels à la surface optique active. A une

longueur d'onde λ donnée, le flux ϕ de photons arrivant sur la surface du SC est par définition, le nombre de photons atteignant la surface active par unité de temps.

Dans l'air ou le vide, l'énergie des photons est donnée par :

$$E=hf=hc/\lambda \quad (1.5)$$

Où h est la constante de Planck et c , la vitesse de la lumière.

Cette relation est plus communément connue par la dépendance entre énergie et longueur d'onde tel que :

$$\lambda(\mu\text{m})=1.24/E_{\text{ph}}(\text{eV}) \quad (1.6)$$

I-5.3 Courant d'obscurité

Par définition, le courant d'obscurité I_0 (*dark current*) est la valeur du courant photoélectrique I_{ph} pour un éclairage nul. Il peut être obtenu soit par la simulation ou estimé analytiquement en fonction de la topologie des IDTs (s,w), du dopage N_D et de la permittivité du matériau utilisé ϵ_s [5]

$$I_0 \sim I_{\text{ns}} \exp \left[\frac{q}{kT} \left\{ \sqrt{\frac{q(V+V_{FB})}{4\pi\epsilon_s s}} + w \frac{(V+V_{FB})}{s} \right\} \right] \quad (1.7)$$

Le potentiel de bande plate est défini comme : $V_{FB} = \frac{qN_D s^2}{2\epsilon_s}$

I-5.4 Taux de réjection UV/Visible

L'absorption lumineuse est le phénomène de base qui gouverne la dépendance de la réponse spectrale d'un photodétecteur en fonction de l'énergie des photons incidents. Les SC à bande interdite directe présentent une transition brutale de la réponse spectrale de part et d'autre de la BI caractéristique du matériau SC. Ce contraste UV/Visible pour les SC à LBI est défini par le rapport $R(\lambda \leq \lambda_G)/R(\lambda=400\text{nm})$ ou $R(\lambda \leq \lambda_G)$ est la valeur maximale de la réponse à la limite de la longueur d'onde λ_G correspondant au gap du SC et $R(\lambda=400\text{nm})$ représente la même grandeur aux confins du visible (violet).

Le contraste UV/Visible est essentiellement limité par la présence d'états d'énergie profonds électriquement et optiquement actifs dans le gap du matériau, soit dans le cas des photodétecteurs à jonction Schottky, par des phénomènes de photoémission d'électrons par le métal ou en surface du SC.

I-5.5 Rendement quantique

Soit un barreau SC de longueur L , de largeur W et d'épaisseur e (la surface active $S=L \times W$). Le rendement quantique η est par définition la probabilité de création d'une paire électron-trou par photon absorbé. Le rendement de capture d'une photodiode s'écrit :

$$\eta_c = \eta = J_{\text{ph}}/q\phi_0 \quad (1.8)$$

Il correspond au rapport du nombre de charges élémentaires traversant la jonction (densité de photocourant J_{ph}) au nombre de photons incidents (q est la charge élémentaire et ϕ_0 le flux de photons incident par unité de surface). Ce rendement dépend de la longueur d'onde du rayonnement et des paramètres de construction du composant, il va définir le domaine spectral d'utilisation du détecteur.

Considérant que la totalité de la lumière incidente est absorbée dans le SC, le taux de génération G (ou nombre de paires électron-trou générées) par unité de temps et par unité de surface S , est donné par :

$$G = \eta \phi_0 = \eta P_{opt} \lambda / d h c = n_e / \theta \quad (1.9)$$

d correspond à l'épaisseur de la zone active, θ est la durée de vie des porteurs créés et n_e la densité électronique de porteurs.

Si aux contacts pris sur les côtés ($d \times W$), on applique une tension V , le courant photonique est alors :

$$I_{ph} = J \times d \times W = q n_e \mu_n E \times d \times W \quad (1.10)$$

En remplaçant n_e par sa valeur, on trouve :

$$I_{ph} = J \times d \times W = q \times (\eta P_{opt} \lambda / h c) \times \mu_n E \times \theta / L \quad (1.11)$$

En désignant $I_f = \eta P_{opt} \lambda / h c$ comme le courant fondamental, le gain g est défini comme :

$$g = I_{ph} / I_f = \theta \times v_d / L = \theta / t_t \quad (1.12)$$

t_t est le temps de transit des porteurs dans la cellule.

Si l'on introduit maintenant le paramètre de gain g qui correspond au nombre de porteurs détectés par rapport au nombre de paires électron-trous photogénérées, le photocourant est donné par la relation :

$$I_{ph} = q G g = (q \eta g \lambda / h c) P_{opt} \quad (1.13)$$

où q est la charge élémentaire.

Pour obtenir des gains importants, il faut donc des temps de transit faibles (L petit) et des durées de vie importantes.

Il est alors possible d'obtenir la photoréponse du détecteur :

$$R(\lambda) = q \lambda \eta g / h c S \quad (1.14)$$

Le nombre de paires électrons-trous créé par l'absorption d'un photon $\eta(\lambda)$ est égal à l'unité dans la gamme d'énergie supérieure à la bande interdite (et jusqu'à $q q_s E_g$). Pour des énergies plus élevées, les photons sont suffisamment énergétiques pour engendrer des ionisations secondaires et le nombre de paires électrons-trous devient :

$$\eta(\lambda) = \begin{cases} 1 & \text{pour } \lambda > \lambda_c \\ \frac{\lambda_c}{\lambda} & \text{pour } \lambda \leq \lambda_c \end{cases} \quad \lambda_c \text{ est fonction du matériau} \quad (1.15)$$

Nous obtenons en tenant compte des phénomènes d'absorption et de réflexion dans le SC l'expression suivante:

$$R(\lambda) = \eta(\lambda) q \lambda / hc \times A(\lambda) \quad (1.16)$$

où A est l'absorption dans la zone active et est donné comme :

$$A(\lambda) = K \times [1 - \mathfrak{R}(\lambda)] e^{-\alpha(\lambda)d} \quad (1.17)$$

avec $\alpha(\lambda)$ l'absorption du matériau à la longueur d'onde λ , R le coefficient de réflexion, d l'épaisseur de la zone active et K le facteur d'ombrage (voir I.5.6).

Un modèle plus rigoureux est décrit au chapitre 2 en tenant compte des mécanismes de dérive-diffusion et des phénomènes de recombinaisons.

Nous verrons que la photoréponse augmente avec le champ appliqué (jusqu'à la saturation) et que les structures MSM étudiées fonctionnent en mode photovoltaïque à bas champ (gain photoconducteur à haut champ).

Notons:
$$EQE(\lambda) = A(\lambda) \eta(\lambda) \quad (1.18)$$

comme l'efficacité quantique externe (nombre de paires e-t détecté par photon incident).

I-5.6 Facteur d'ombrage (*Fill factor*)

Dans l'expression I.17, nous avons utilisé d'une constante notée K correspond au facteur d'ombrage (*fill factor*) lequel désigne le rapport des surfaces entre la zone active et la surface totale du composant. Ce coefficient permet de tenir compte de la présence des électrodes non transparentes à la surface du composant où il n'est pas possible de photo-crée des porteurs. Il est donné comme:

$$K = \text{surface non métallisée (surface de la zone active)} / \text{surface totale du composant}$$

S'il s'agit d'une structure MSM symétrique, cette dernière peut être aisément calculée comme suit

$$K = s / (s + w) \quad (1.19)$$

où w est la largeur des électrodes et s, la distance entre ces derniers.

I-5.7 Distance de collection de charge

L'équivalent au facteur de mérite employé couramment pour ces dispositifs est la distance de collection de charge (d_{cc}) qui peut être définie comme :

$$d_{cc} = \mu \tau E \quad (1.20)$$

avec μ la mobilité moyenne, τ la durée de vie moyenne et E le champ électrique.

En conclusion, et d'une manière générale, pour l'ensemble des applications visées, ces photodétecteurs doivent présenter simultanément une réponse élevée, une bonne linéarité du photocourant en fonction de la puissance optique incidente, une énergie de bande interdite élevée,

un faible niveau de bruit et un fort degré de sélectivité spectrale. Un fonctionnement rapide en commutation peut en outre être apprécié dans des applications nécessitant un rafraîchissement du signal en temps réel telle que l'imagerie UV.

I-6 Composants pour la photodétection

I-6.1 Principe de fonctionnement d'une jonction PN

Le raccordement métallurgique d'une région de SC dopée de type P avec une région dopée de type N forme la jonction PN, ou le raccordement des niveaux de Fermi à l'équilibre se fait par le moyen d'un écoulement de charges entre la région N et la région P. Il apparaît à l'équilibre thermodynamique au voisinage immédiat de la jonction une zone de charge d'espace (ZCE) où règne un champ électrique qui courbe les bandes d'énergie et forme à l'équilibre une barrière d'énergie entre les deux régions, le bas de la bande de conduction et le haut de la bande de valence du côté n étant situé en dessous des niveaux correspondants du côté p. La ZCE présente une largeur qui varie comme une fonction décroissante des niveaux de dopage du matériau alors que la hauteur de la barrière est une fonction croissante de ces derniers.

La création de porteurs minoritaires dans les régions neutres N et P et la génération de paires électron-trou dans le ZCE par le rayonnement lumineux augmente la valeur du courant inverse d'une photodiode. Ces phénomènes sont illustrés figure 1.9(a).

Dans les zones neutres, les électrons (zone P) et les trous (zone N) générés à des distances de l'ordre de la longueur de diffusion peuvent atteindre la ZCE par diffusion. Le champ électrique de la ZCE les propulse dans les zones où ils sont majoritaires. Ces porteurs contribuent au courant photonique grâce à la diffusion.

Dans la ZCE, le champ électrique interne dissocie les paires électron-trou, l'électron est propulsé vers la zone N et le trou vers la zone P. Ils donnent ainsi naissance à un photocourant de génération. Une paire é-t produite dans cette ZCE est donc séparée par l'effet du champ électrique interne de la jonction et ne donne pas lieu à une recombinaison. Ce sont ces porteurs qui contribuent au photocourant auxquels on peut ajouter, dans une certaine mesure, ceux générés à une distance de la jonction inférieure ou égale à la longueur de diffusion. La structure de bande de la jonction implique que le photocourant soit constitué de porteurs minoritaires. Pour cette raison, le photocourant circule dans le sens de polarisation inverse de la diode, ou le sens direct est par définition le sens d'écoulement des porteurs majoritaires (de la région N vers la région P pour les électrons, et inversement pour les trous).

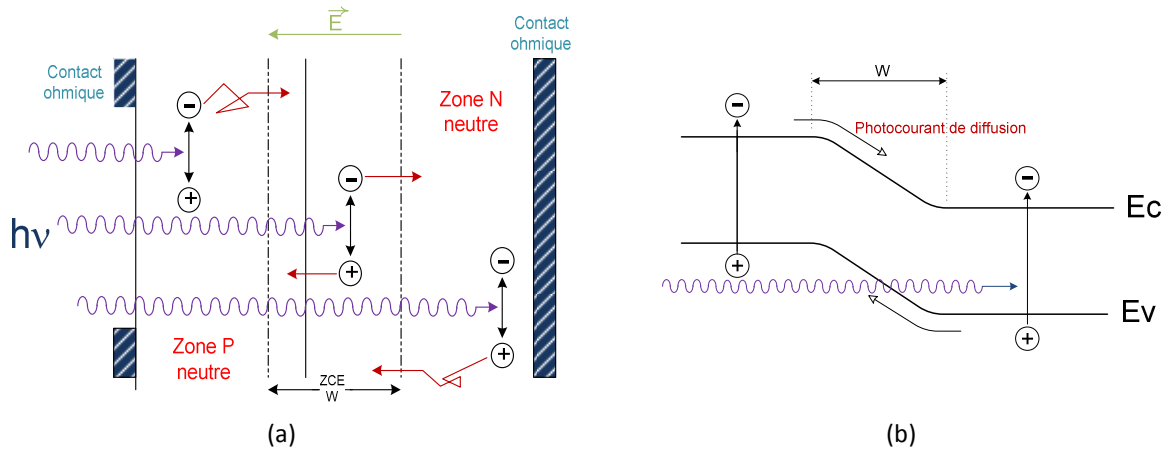


Figure 1.9(a) Photo-génération dans une jonction PN. (b) Diagramme énergétique et mécanismes de génération du photocourant dans une jonction PN.

Ces deux contributions s'ajoutent donc pour créer le photocourant I_{ph} qui s'additionne au courant inverse de la jonction. Dans ces conditions et si les phénomènes de réflexion sont négligés ($R \approx 0$), l'expression du courant traversant la jonction devient :

$$I_{diode} = I_s \times [e^{qV_{app}/kT} - 1] - I_{ph} \quad (1.21)$$

où I_s est le courant de saturation en polarisation inverse, V_{app} correspond à la tension appliquée.

L'application d'une polarisation électrique externe inverse ($V_p - V_n < 0$) permet d'autre part d'accroître la hauteur de la barrière d'énergie au voisinage de la jonction tout en augmentant l'extension spatiale de la zone de charge d'espace, ce qui augmente notablement l'efficacité de la séparation des paires électron-trou par un accroissement du champ électrique dans la jonction.

La caractéristique $I(V)$ de la jonction PN éclairée se trouve décalée vers les bas courants par rapport à la caractéristique d'obscurité mais ce n'est pas une simple translation. On obtient différents dispositifs selon la partie de la courbe considérée.

→ I et $V < 0$, c'est le cas de la photodiode classique ou photodiode à avalanche (on utilise une forte polarisation en inverse pour multiplier par avalanche les porteurs créés optiquement et obtenir un gain interne important).

On peut noter que lorsque les dopages sont modérés, la ZCE est importante. Cet effet est favorable dans le cas des photodétecteurs à jonction PN, où il est souhaitable pour augmenter la photoréponse de faire en sorte que les phénomènes de génération des paires e-t sous illumination se produisent de préférence à l'intérieur de la zone de charge d'espace. L'inconvénient de ce processus est d'engendrer des temps de commutation plus long et donc un détecteur moins rapide.

→ Pour $V > 0$, la puissance fournie au dispositif est négative et le composant se comporte comme un générateur photovoltaïque (cellules solaires, photopiles).

I-6.2 Les dispositifs à photodiode

I-6.2.1 Photodiode PIN

En imposant une zone intrinsèque entre les deux régions N et P (structure PIN convenable), on obtient alors une largeur de zone désertée fixée. Si la polarisation inverse est suffisante, les photoporteurs atteignent très vite la vitesse limite v_s . Cette structure est celle de la photodiode la plus commune. Une telle structure est intéressante car il est possible de maintenir des niveaux de dopage élevés dans les régions N et P sans réduire de manière significative l'extension de la zone de charge d'espace, dont la largeur est dès lors pour l'essentiel déterminée par l'épaisseur de la couche intrinsèque. D'autre part, l'accroissement de la largeur de la zone de charge d'espace produit également une diminution de la capacité du composant, ce qui rend ainsi les structures PIN particulièrement bien adaptées pour un fonctionnement rapide. Ce type de composant présente ainsi l'avantage d'être très stable, linéaire et faible bruit.

Cependant, si la concentration de dopage dans les régions N et P est modérée, les résistances d'accès se détériorent et la ZCE devient extrêmement étroite. Ceci a pour conséquence deux inconvénients majeurs pour la structure PIN :

- Faible efficacité puisqu'il ne se produit que relativement peu d'absorption dans la ZCE.
- Capacité de la structure relativement élevée, ce qui diminue la vitesse de dispositif (RC).

I-6.2.2 Photodiode à avalanche

Le phénomène d'avalanche permet une multiplication interne du photocourant, on obtient l'analogue à l'état solide du photomultiplicateur. Les rendements de capture réalisés peuvent être supérieurs à 100 mais certaines précautions doivent être prises car ce gain est très sensible à la tension de polarisation et à la température.

I-6.2.3 Photodiode MSM

Dans le cas d'une structure MSM, cette dernière 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 SC 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, la photodiode 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.

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 SC en désertion afin que les paires e-t générées soient séparées sous l'effet de la force électrique, chaque porteur étant ensuite directement collecté par une électrode.

I-6.3 Photodiode Schottky

Si dans le cas précédent, un des deux contacts est ohmique, alors une tension électrique de polarisation peut être appliquée entre les deux électrodes, de telle sorte que la symétrie électrique initiale des contacts soit brisée : l'une des jonctions de type Schottky est polarisée en inverse avec l'apparition d'une ZCE dont l'extension spatiale est accrue, l'autre jonction étant ohmique. Cette structure est un compromis entre les deux technologies présentées précédemment, mais sa fabrication est plus compliquée et plus longue.

Elle est constituée d'une couche métallique suffisamment mince pour laissée passer la lumière UV. Le contact Schottky MS obtenu crée une ZCE qui est utilisée comme zone intrinsèque pour générer des photo-porteurs. Il existe donc au repos, au voisinage immédiat de la jonction MS, un champ électrique intrinsèque de nature comparable à celui qui existe dans une jonction P-N. Ce sont dès lors les phénomènes de photogénération de porteurs à l'intérieur et au voisinage de la ZCE qui sont responsables de l'apparition du photocourant, les paires e-t y étant séparées par l'effet du champ électrique de la jonction Schottky. Il est possible, comme dans le cas de la jonction PN, de jouer sur l'intensité du champ électrique interne de la jonction par application d'une tension de polarisation entre le SC et le métal du contact Schottky.

L'illumination des photodiodes Schottky peut être faite par la face avant ou la face arrière (on opte souvent pour cette dernière solution dans le cas où le substrat est transparent). Dans le cas d'une illumination par la face avant, on a recourt à un contact Schottky semi-transparent, caractérisé par une faible épaisseur de métal (de l'ordre de 10nm) calibrée pour assurer une transmission optique suffisante : c'est ainsi qu'une fine couche d'or de 10nm laisse passer jusqu'à 95% de la lumière incidente dans l'infrarouge et 30% dans l'ultraviolet (300-370nm). Un exemple de résultat obtenu sur les III-N à LBI est montré figure I.10 dans le domaine EUV.

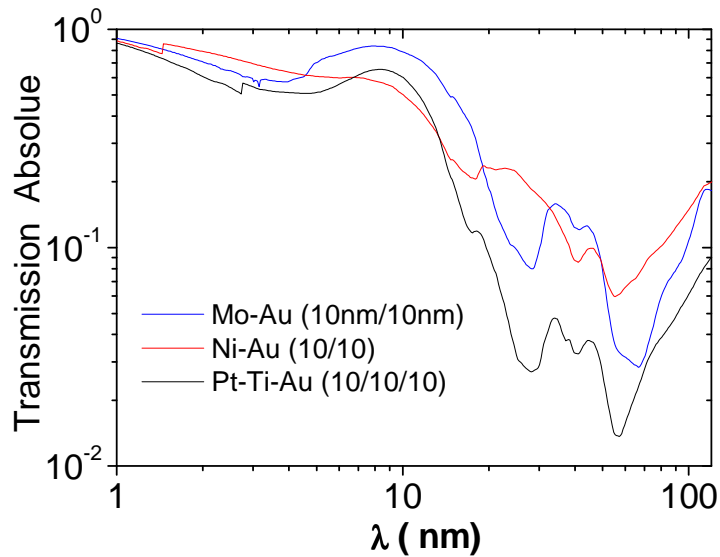


Figure I.10: Transmission absolue de différentes métallisations Schottky utilisées sur les SC III-N à LBI. L'épaisseur des couches constituantes du schéma de métallisation impose une transparence plus ou moins élevée dans le domaine EUV de 1 à 120nm. Ces courbes sont disponibles sur le site de CXRO (<http://www-cxro.lbl.gov/>).

I-6.4 Photoconducteur

Les photoconducteurs représentent le type de photodétecteur le plus simple que l'on puisse imaginer: ils sont constitués d'un barreau SC de longueur finie avec deux contacts ohmiques aux extrémités (figure I.11), soit en pratique, une structure de type MSM à électrodes interdigitées. Une composante continue en tension V_{app} est appliquée entre ces deux contacts de telle sorte à obtenir un courant électrique I_p obéissant quasiment à la loi d'Ohm. 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} qui se superpose au courant de polarisation I_p , augmentant ainsi la conductance du composant.

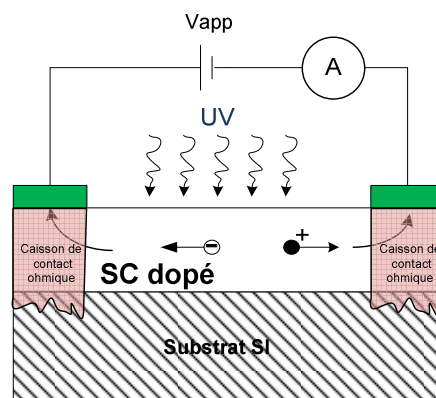


Figure I.11 Schéma du dispositif photoconducteur sous polarisation électrique (dans le cas d'un SC dopé type N).

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, taux de réjection UV/Visible, détectivité, bruit) sont trouvent dégradées.

I-6.5 Calcul du photocourant et remarques

Le photocourant est la somme de trois contributions (figure I.9.b)

- Le courant de diffusion des photoélectrons de la région P ;
- Le courant de photo-génération de la ZCE ;
- Le courant de diffusion des trous de la région N ;

Si les recombinaisons dans la ZCE sont négligeables, l'épaisseur de la zone N est beaucoup plus grande que L_p et $1/\alpha$, on obtient :

$$J_{ph} = -q\phi_0(1-R)[1-(1/(1+\alpha L_p))e^{-\alpha W}] \quad (I.22)$$

Signe moins car le courant passé de la région N vers la région P (c'est un courant inverse).

Pour obtenir un photocourant élevé, il faut que $\alpha W \gg 1$ et dans ce cas, il devient $J_{ph} = -q\phi_0(1-R)$.

La relation I.22 montre que le photocourant dépend linéairement du flux incident donc de l'éclairement.

Compte tenu de l'origine du photocourant, le temps de réponse de la photodiode dépend de la diffusion des porteurs minoritaires dans les zones neutres (constante de temps $\approx 1-10$ ns) et du temps de transit des porteurs à travers la ZCE (constante de temps $\approx 10-100$ ps). Pour obtenir des photodiodes rapides, il faut que le rayonnement soit principalement absorbé dans la ZCE de la jonction où il crée le courant de génération.

On réalise des photodiodes avec une zone frontale aussi mince que possible. La ZCE doit être suffisamment épaisse pour absorber la majeure partie du rayonnement et suffisamment mince pour que le temps de transit ne soit pas trop important (généralement $W \geq 1/\alpha$).

Nous nous proposons de rappeler un bref récapitulatif des différentes technologies possibles. Le tableau I.3 résume les avantages et les inconvénients pour chacun des dispositifs présentés précédemment.

Photoconducteur (photorésistance)	photodiode MSM (S-S)	Photodiode Schottky	Photodiode 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 Schottky-Schottky	- Indépendant de la polarisation (courant par effet tunnel) - Contacts Schottky-Ohmique	- Indépendant de la polarisation - Contacts Ohmique-Ohmique
Avantages			
Gain élevé	- Taux de rejection élevé - Réponse rapide - Linéaire (pb. à flux élevé) - Faible bruit (<pA)	- Taux de réjection élevé - Réponse rapide - Linéaire (vs puissance) - Faible bruit (<pA)	- Taux de rejection élevée Réponse rapide - Linéaire - Faible bruit (\approx fA)
Inconvénients			
- Taux de rejection UV /Vis petit. - Bruit en 1/f important - Mauvais contact ohmique	- Faible réponse (due à la surface recouverte par le contact métallique) - Pas de gain (- Photoconducteur)	- Faible réponse - pas de gain	- Faible photoréponse Nécessite de dopage N et P - Faisabilité - Mauvais contact ohmique

Tableau I.3 : Paramètres récapitulatifs des avantages et inconvénients des différents types de détecteurs UV

II- Généralités sur les SC à large bande interdite

L'objet de cette partie est de reporter les principaux éléments connus de la physique des matériaux III-N à LBI et diamant utiles à notre étude. Nous rappelons dans un premier temps quelques propriétés de transport de ces SC, obtenues par simulation Monte Carlo et nous décrivons les dispositifs réalisés tout au long de cette thèse.

II- 1. Principales propriétés

Les matériaux SC III-V sont formés à partir d'éléments de la 3^{ème} et de la 5^{ème} colonne de la classification périodique de Mendeleïev. Parmi tous les composés binaires possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel pour l'électronique ou l'optoélectronique. L'étude de leurs propriétés et en particulier de la structure de bandes, montre que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. Cette caractéristique est particulièrement utilisée pour détecter des rayonnements fortement énergétiques dans le cadre de notre cahier des charges. Tous les composés incluant du bore, de l'aluminium, de l'azote et du gallium entrent dans cette catégorie.

L'intérêt pratique des SC III-V est encore considérablement renforcé par la possibilité de réaliser des alliages par substitution partielle de l'un des éléments par un autre de la même colonne. On sait par exemple obtenir des alliages ternaires du type $(B_x, Al_x)Ga_{1-x}N$. La figure I.8 représente les variations de la largeur de bande interdite des alliages possibles à base de nitrures X-N en fonction du paramètre cristallin ainsi que la position des SC à phase cubique comme le BN et le diamant. Ce

diagramme montre qu'il est possible d'obtenir des matériaux dont la largeur de bande interdite et dont les propriétés optiques varient dans une large gamme du Visible à l'UV lointain.

Cependant, une contrainte majeure subsiste quant à l'épitaxie de ces matériaux sous forme de couches minces : le paramètre de maille cristallin du SC doit être très proche de celui du substrat. Le diagramme de la figure I.12 permet d'estimer la composition de tout alliage susceptible d'être épitaxié sur un substrat donné. Actuellement, une couche de nucléation est nécessaire pour réaliser ces épitaxies puisqu'il n'existe pas ou peu de substrats adaptés. La limite actuelle reste la disposition de matériaux semi-isolants ainsi que le coût relativement élevé de ces derniers. Parmi les principaux substrats d'accueil essentiellement utilisés Si (100 ou 111), SiC et Al₂O₃, tous présentent un désaccord en paramètre de maille plus ou moins important. Ce qui a pour effet d'engendrer de nombreux défauts cristallins qui vont dégrader les propriétés de transport de la couche épitaxiée.

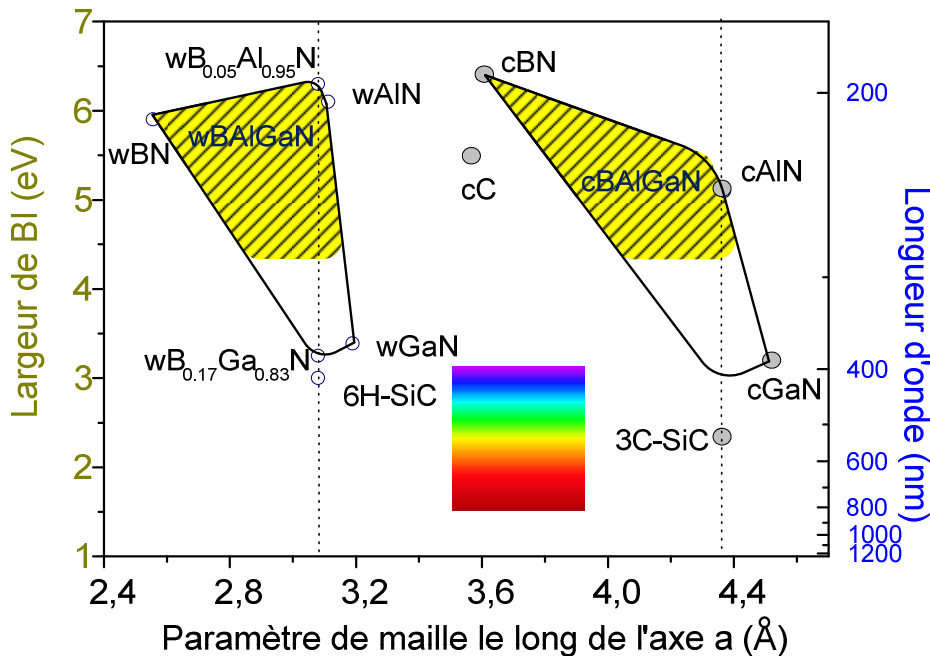


Figure I.12: Largeur de bande interdite en fonction du paramètre cristallin pour les alliages III-V à base de nitrures X-N, cBN et diamant.

Néanmoins, malgré des résultats prometteurs, les alliages (B,Al)GaN à l'exception de (Al)GaN, sont encore mal connus et constituent aujourd'hui encore une technologie dont la maturité doit encore être améliorée malgré les progrès récents obtenus dans les grands instituts notamment aux USA et au Japon. Nous décrivons par la suite les propriétés physiques et électroniques essentielles de ces SC.

II- 2 Variétés allotropiques et propriétés des SC à LBI

Tout comme le diamant, les propriétés physico-chimiques des SC III-N sont fortement corrélées à leur structure cristalline respective.

II- 2.1 La structure hexagonale

Parmi les structures douces des SC III-N se trouve la phase hexagonale dont la séquence des plans cristallins suit le schéma ABAB... Le plan B étant déduit du plan A par une rotation de 60°.

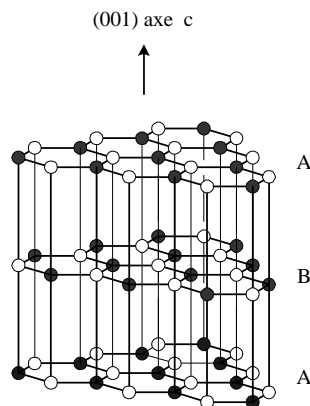


Figure I.13: Structure cristalline du nitrure de bore hexagonal (hBN).

Notons que la phase hexagonale est aussi un composé lamellaire très anisotrope. A l'intérieur de chaque plan, l'hybridation entre les orbitales atomiques est de type sp^2 , ce qui assure un lien fort entre les atomes d'un même feuillet (liaisons covalentes). Par contre, entre les feuillets, les liaisons sont de type Van der Waals et donc très faibles.

II-2.2 La structure wurtzite

La phase wurtzite peut être décrite comme un empilement de tétraèdres dont l'hybridation entre chaque atome est de type sp^3 .

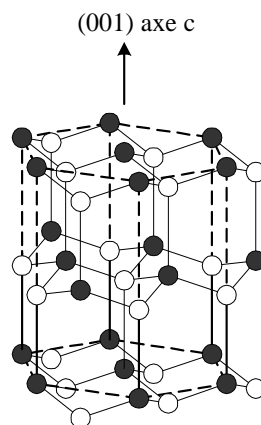


Figure I.14: Structure cristalline de type wurtzite.

Les SC III-N formés à partir de Al, Ga, N, B utilisés dans le cadre de ce travail présentent une structure de type hexagonale ou wurtzite. Dans le premier cas, leur réseau cristallin peut se décomposer en deux sous-réseaux wurtzite. La structure wurtzite a une cellule unitaire hexagonale de paramètres de maille c et a (figure I.14 et I.15). La cellule élémentaire contient six atomes de chaque type. Elle est composée de deux sous réseaux hexagonaux imbriqués l'un dans l'autre et chaque type d'atome est

décalé suivant l'axe c de $5/8$ de la hauteur c de la cellule.

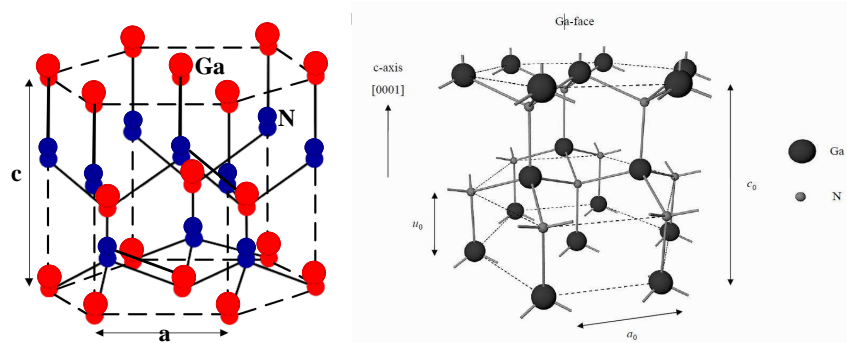


Figure I.15 : Représentation du réseau cristallin du GaN dans sa structure hexagonale de type wurtzite.

II-2.3 La structure cubique

La phase cubique relative au nitrure de bore et au diamant (noté $c\text{-BN}$ ou $\beta\text{-BN}$ et $c\text{C}$ respectivement) cristallise dans la phase zinc-blende. Les atomes d'azote constituent un réseau cubique à faces centrées et les atomes de bore se logent dans les sites tétraédriques. Chaque atome de bore est situé au centre d'un tétraèdre formé par quatre atomes d'azote et inversement. Dans le cas du diamant, la structure est composée uniquement d'atomes de carbone.

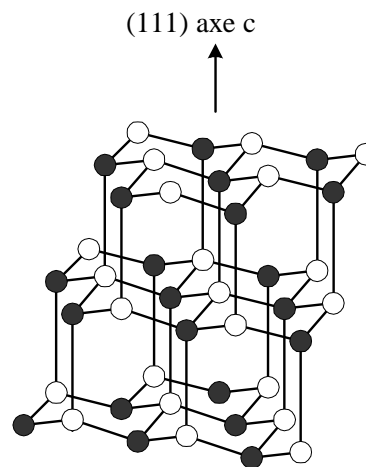


Figure I.16: Structure cristalline zinc-blende ($c\text{BN}$).

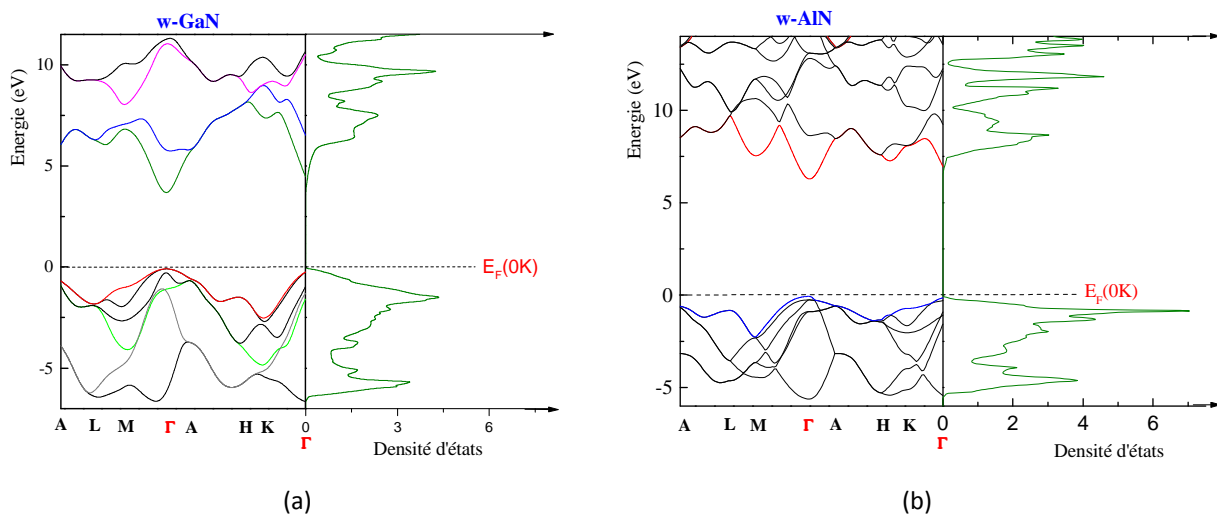
L'ensemble des simulations réalisées dans le cadre de ce travail ont porté sur les matériaux III-N à LBI uniquement wurtzite. C'est pourquoi, seules les propriétés de transport sur ces SC ont été déterminées et décrites dans ce qui suit.

II-3 Structure de bandes

Les bandes d'énergie donnent les états d'énergie possibles pour les électrons et les trous en fonction de leur vecteur d'onde. On les représente dans l'espace réciproque et, pour simplifier, suivant des directions de plus hautes symétries. La densité d'états est représentée au voisinage de la première

zone de Brillouin Γ . Les bandes d'énergies se décomposent en bandes de valence et conduction (Figure I.17). Le maximum de la bande de valence, le minimum de la bande de conduction, et la bande interdite qui les sépare, sont les éléments déterminants dont dépendent les propriétés de transport du semiconducteur. Celles-ci sont établies à partir de codes de calcul de type Monte Carlo auto-cohérent [6] et ab-initio développés au laboratoire [7]. Le traitement numérique est réalisé sur tous les semiconducteurs utilisés dans le cadre de ce travail et permet de donner une description précise de la dynamique des porteurs dans ces dispositifs SC. Les codes de calcul sont basés sur quatre vallées de conduction (Γ , A, M, K) et sur trois bandes de valence ayant une dispersion isotropique non parabolique. La liste des paramètres significatifs de bande est présentée dans le [tableau I.4](#). Concernant le calcul traduisant les phénomènes de transport, nous avons utilisé le taux de collisions pour les impuretés ionisées, les collisions avec les phonons intra- et intervallée, les phonons acoustiques, l'effet piézoélectrique et les collisions avec les phonons optiques polaires donnés par [8].

L'allure générale des bandes est la même pour tous les composés III-N considérés. La structure de bande est directe, c'est-à-dire que le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont situés au centre de la zone de Brillouin ($k=0$). Le minimum central de la bande de conduction correspond à des électrons ayant une faible masse effective, donc très mobiles.



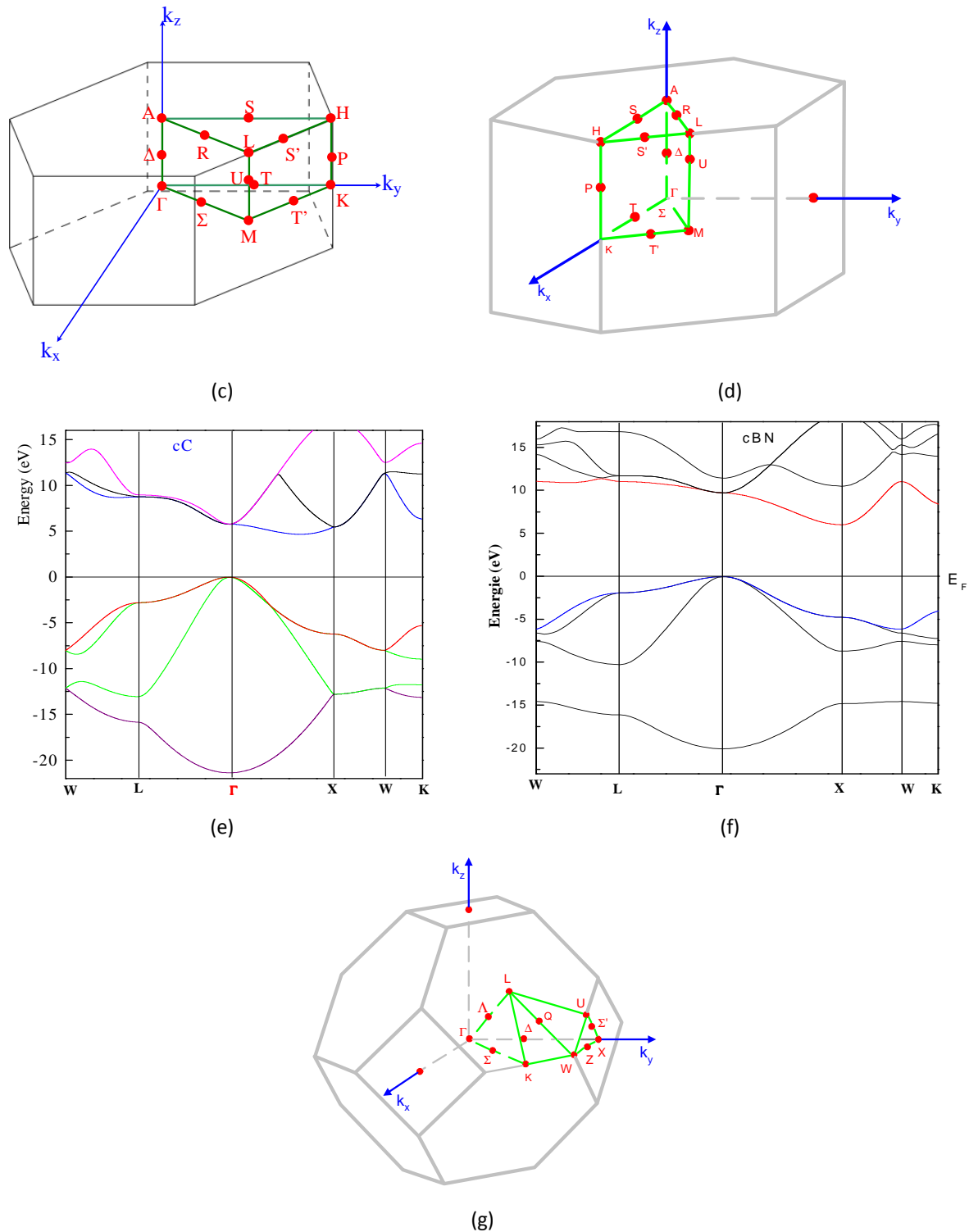


Figure 1.17: Structure de bandes de GaN (a), AlN (b), cC (diamant - e) et cBN (f) et leur densité d'états associée dans les 2 premiers cas (a et b) ainsi que leur cellule élémentaire de Wigner-Seitz associée (c)(d)(g).

Il existe par ailleurs des minima secondaires en bordure de la zone de Brillouin dans la direction L-M (U) et K. Ces minima sont beaucoup plus plats, les électrons y ont une masse effective plus grande et donc une plus faible mobilité. Quant à la largeur de bande interdite, elle augmente lorsque la température diminue. Les principales propriétés physiques des matériaux SC à large bande interdite binaires AlN, GaN, BN ainsi que le diamant, sont regroupées dans le tableau 1.4.

Structure cristalline	wAlN	wBN	wGaN	cBN	cC	
Propriétés physico-chimiques						
Paramètres de maille a (Å)/c (Å)	3.112 /4.982	2.556/4.175	3.189/5.185	3.615	3.567	
Longueur de liaison (nm)	-	0.145	-	0.157	0.154	
Masse volumique (g/cm ³)	3.26	2.271	6.15	3.45	3.52	
Ionicité	0.38	0.25 (1)	0.376	0.25 (1)	0	
Stabilité chimique	-	inerte	-	inerte		
Propriétés thermiques						
Conductivité thermique (W.cm ⁻¹ .K ⁻¹)	2.85	0.625/0.017	1.3	9 à 13	10-20	
Coefficient de dilatation thermique (×10 ⁻⁶ °C ⁻¹ , à 400 °C)	4.2/5.3	2.7/3.7	5.6/7.7	4.8	0.8	
Point de fusion (K)	3000	2800	>1700	> 2975	3800	
Stabilité à l'oxydation (°C)	1000/ 1800	>1000	>1000	1200	600	
Graphitisation (°C)	-	-	-	≥ 1500	1400	
Propriétés de transport						
Mobilité des électrons (cm ² /V.s)	300		1000		2200	
Mobilité des trous (cm ² /V.s)	14		350		1600	
Propriétés optiques						
Transparence	Vis-IR	Vis-IR	-	UV-Vis-IR	-	
Indice de réfraction (5893 Å)	2.3	2.13/1.65	2.78	2 – 2.12	2.4	
Bande interdite (à 300K)	Transition	Directe	Indirecte	Directe	Indirecte	Indirecte
	Gap (eV)	6.2	5.9	3.39	6.1 – 6.6	5.55
Propriétés électriques						
Résistivité (Ω.cm) (à 300K)	>10 ¹⁴	>10 ¹³		>10 ¹⁰	10 ¹⁶	
Constante diélectrique (à 1 MHz)	8.5	2.7 – 7.7	8.9	5.6 - 7	-	
Tension de rupture (V.cm ⁻¹)	10 ⁶	5 - 7	>3×10 ⁶	1	10 ⁷	
SC	n		Si	Si, S, K,C	P	
Dopants	p		Mg, Zn	Be, Mg	B, Be	
Propriétés mécaniques						
Vitesse acoustique (10 ³ m.s ⁻¹)	6-11	~ 3 - 6	4-8	~ 4 - 15	~ 11 - 18	
Dureté (kg.mm ⁻²)	7	1000	1200-1700	4000 – 5000	9000	
Module de Young (GPa)	318	34/87	150	700-900	1140	

Tableau I.4: Récapitulatif de quelques propriétés physiques importantes de la filière nitrure AlN, GaN et BN comparées à celle du carbone diamant; (notation pour les orientations: direction selon "a"/direction selon "c").

II-3.1 Propriétés de transport électronique en régime stationnaire

Les porteurs de charges relatifs au SC GaN sont des électrons. A l'équilibre thermodynamique (300K), ces électrons sont animés d'un mouvement brownien et la vitesse moyenne qui en résulte est nulle. Sous l'action d'un champ électrique, les électrons sont accélérés et voient leur énergie augmenter. Cependant, les "collisions" qu'ils subissent peuvent à la fois leur faire perdre de l'énergie (collisions inélastiques) et modifier leur direction et leur vitesse associée, ce qui globalement, ralentit leur mouvement parallèlement au champ électrique. Le régime de transport stationnaire est atteint quand il y a équilibre entre l'accélération communiquée par le champ électrique et le "freinage" lié aux collisions. La vitesse moyenne a alors une composante non nulle dans la direction du champ électrique : c'est la vitesse de dérive. L'énergie totale des porteurs soumis à un champ électrique provient donc de la superposition d'une composante ordonnée du mouvement, liée au champ, et d'une composante désordonnée correspondant à l'énergie thermique. Les valeurs relatives de ces deux composantes dépendent de la nature des collisions et du champ électrique présent, ces deux facteurs n'étant pas indépendants puisque, comme nous allons le voir, les caractéristiques des collisions dépendent de l'énergie des électrons.

La courbe représentant les variations de la vitesse électronique en fonction du champ électrique appliqué (figure I.18) présente une partie de résistance différentielle négative qui peut être mise à profit pour des applications spécifiques (effet Gunn). Le champ correspondant au maximum de vitesse est appelé champ critique. Il est plus grand pour le matériau AlN que pour GaN dans la mesure où l'écart en énergie $\Delta\varepsilon_{\Gamma U}$ est plus important et les probabilités d'interaction avec les phonons optiques polaires sont plus élevées. Dans le cas d'un modèle simplifié, seules les trois vallées (Γ , U, K) interviennent tel que $\Delta\varepsilon_{\Gamma U}$ est l'écart en énergie entre le minimum de la vallée Γ et celui de la vallée U dans la bande de conduction des matériaux III-N. Ces courbes montrent que si l'on conserve la définition habituelle de la mobilité comme étant le rapport entre la vitesse électronique et le champ électrique appliqué ($v/\mu E$), la mobilité n'est pas constante et varie fortement avec l'énergie des électrons (ou le champ électrique). Il faut remarquer qu'à 300K, la distribution de l'énergie thermique des électrons est telle que de nombreux électrons ont d'emblée une énergie supérieure à l'énergie des phonons optiques polaires. L'augmentation du dopage produit une diminution de la mobilité par interactions avec les impuretés. Il en est de même lorsque l'on augmente la température du réseau. Les résultats de la simulation MC obtenus sont représentés figure I.18 et figure I.19 [9]

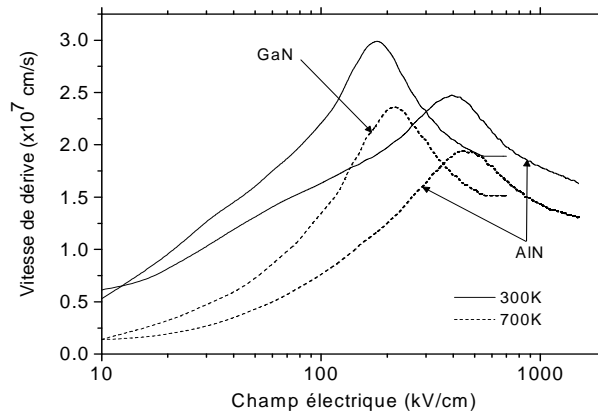


Figure I.18: Caractéristiques vitesse-champ électrique en régime de transport stationnaire pour deux températures de réseau 300K et 700K calculées par la méthode Monte-Carlo. Les deux SC de structure wurtzite sont dopées à 10^{15} cm⁻³ et correspondent à n-GaN et n-AlN.

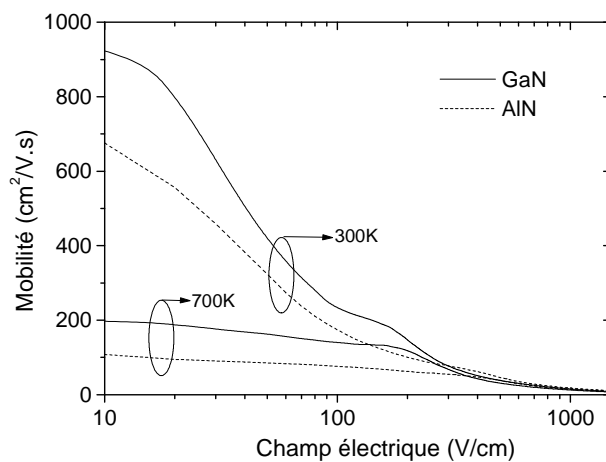


Figure I.19 : Variation de la mobilité des électrons en volume dans GaN et AlN en fonction du champ électrique et pour deux températures (CNTP et 700K).

La différence d'énergie entre les vallées Γ et U est de 1.42eV dans GaN. La vallée Γ est isotrope car quasi-parabolique (cf. figure I.17-a). La saturation de la vitesse est principalement due aux interactions avec les phonons. Elle n'est pas imputable aux transferts intervallées comme dans les SC III-V à petites BI comme pour GaAs. Dans le cas de AlN, la différence d'énergie entre les vallées Γ -P et Γ -M est respectivement de 0.96eV et 1.25eV. Là aussi, la saturation de la vitesse est principalement due aux interactions avec les phonons. La relation de dispersion des phonons est complexe à cause de la structure hexagonale de GaN. La nature ionique des liaisons dans ces nitrures à LBI engendre un fort couplage entre les phonons et les électrons. A faible champ électrique, c'est l'absorption de phonons optiques longitudinaux (phonons LO) qui domine. A fort champ électrique, la vitesse est limitée par l'augmentation de la masse effective puis lorsque l'énergie des porteurs le permet, c'est l'émission de phonons LO qui domine. C'est pourquoi, en l'absence de transfert intervallées et à cause de la forte énergie des phonons, la vitesse de saturation des électrons obtenue est élevée ($\sim 3 \times 10^7$ cm.s⁻¹).

II-3.2 Propriétés de transport électronique non-stationnaire

Le régime de transport stationnaire n'est atteint que lorsque les électrons ont subi un nombre suffisant d'interactions, c'est-à-dire lorsque la distance parcourue est grande devant le libre parcours moyen. Dans des structures submicroniques, il devient indispensable de prendre en compte les effets transitoires qui existent lorsque les électrons sont soumis à une variation du champ électrique, qu'il soit temporel ou spatial. En effet, aux tous premiers instants, peu d'interactions ont encore eu lieu alors que l'accélération dans le champ est effective. Il en résulte que les vitesses électroniques peuvent transitoirement être plus importantes que les vitesses en transport stationnaire : il s'agit du phénomène de survitesse. La courte période avant toute collision correspond au régime de transport balistique. Ces phénomènes sont régis par deux constantes de temps caractéristiques : le temps de relaxation du moment τ_m , qui caractérise la rapidité avec laquelle l'orientation du vecteur vitesse relaxe et le temps de relaxation de l'énergie des électrons (τ_ϵ). Ces temps de relaxation dépendent de l'énergie des porteurs. La plupart des interactions sont isotropes et ont donc une action beaucoup plus importante sur l'orientation de la vitesse que sur l'énergie, l'énergie des phonons étant relativement faible par rapport à celle des électrons. Il en résulte que généralement, le temps de relaxation du moment est beaucoup plus faible que celui de l'énergie.

D'après le modèle de Drude, le temps de relaxation du moment $\tau_m(w)$ dépend de la mobilité par la relation: $\mu_n = q\tau_m(w)/m^*$ où m^* représente la masse effective des électrons ou des trous. Ce temps provient de diverses origines telles que : les collisions avec les phonons optiques ou acoustiques et les collisions avec des impuretés ionisées. Chacun de ces phénomènes va conduire à une mobilité μ dont la dépendance en température ou en fonction du dopage est dépendante du matériau considéré. La diminution de τ_m à forts champs entraîne à une diminution de la mobilité (figure I.20).

La longueur de diffusion L_D est une fonction du temps de relaxation τ_m des électrons et de leur mobilité μ_n telle que : $L_D = (D_n \tau_m)^{1/2}$ et $D_n(E)/\mu_n(E) = k_B T/q$ avec D_n , le coefficient de diffusion des électrons. A forts champs électriques appliqués, τ_m et μ_n diminuent, ceci entraîne une diminution de L_D (figure I.21).

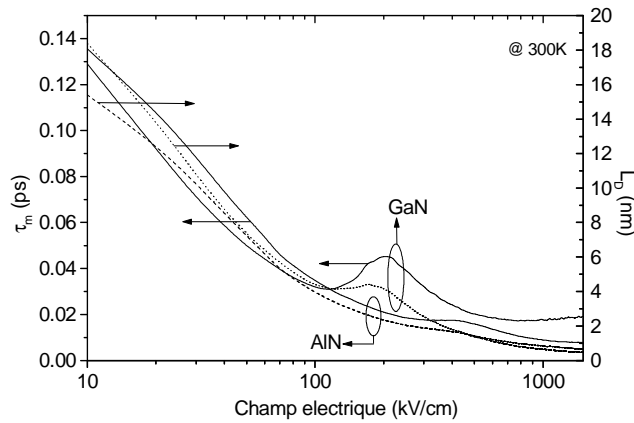
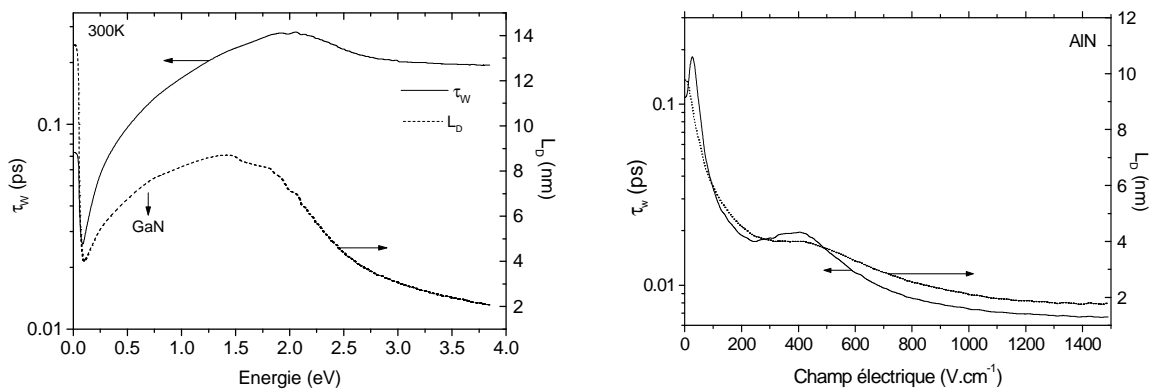


Figure I.20: Evolution du temps de relaxation du moment et de la longueur de diffusion en fonction du champ électrique pour GaN et AlN à 300K. L'allure reste similaire si l'on remplace le champ électrique par l'énergie w .

Le temps de relaxation de l'énergie est proportionnel à l'énergie des électrons w tel que : $\tau_w(w) = (w - w_0) / qv(w)E(w)$, où v et E sont respectivement la vitesse électronique et le champ électrique en régime stationnaire. Une augmentation de w mène à une augmentation du temps de relaxation de l'énergie et de la longueur de diffusion L_D (Figure I.21).



Figures I.21 : Evolution du temps de relaxation de l'énergie et de la longueur de diffusion en fonction du champ électrique pour GaN et AlN à 300K.

Les masses effectives des électrons et des trous dans un SC sont directement reliées à la structure de bande de celui-ci. Elles sont proportionnelles à l'inverse de la courbure de la structure de bande respectivement au voisinage du minimum et du maximum de la bande de conduction et de valence. La figure I.22 montre que la masse effective des électrons dans le GaN non dopé est plus petite que celle de AlN.

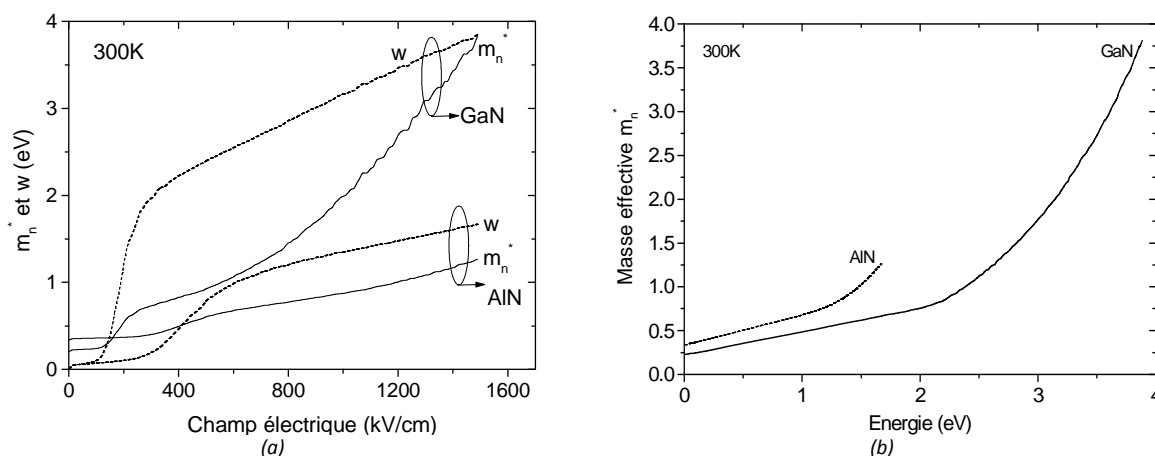


Figure I.22 : (a) Variation de la masse effective m_n^* et de l'énergie W des électrons dans GaN et AlN en fonction du champ électrique ; (b) Evolution de la masse effective dans AlN et GaN en fonction de l'énergie des électrons.

II-4 Dopage des III-N à LBI et diamant

Compte tenu de la valeur du gap du GaN, les densités intrinsèques de porteurs sont extrêmement faibles. Aussi, les nitrures III-N à LBI présentent toujours un dopage non intentionnel (nid) de type donneur (type N). La densité d'électrons résiduelle varie selon la technique d'élaboration de quelques 10^{12}cm^{-3} à quelques 10^{16}cm^{-3} selon le taux d'oxygène présent dans la chambre de dépôt. Les niveaux de dopage, la diffusivité des différentes impuretés et leurs niveaux d'ionisation associés, sont répertoriés dans le [tableau I.5](#) pour le GaN et le [tableau I.6](#) pour l'AlN

Nature de l'impureté	E_T (meV) Site N	E_T (meV) Site Ga	$N_{D,max}$ ($\times 10^{18} \text{cm}^{-3}$)	Diffusivité ($\times 10^{-13} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	Références
Donneurs (BC prise comme référence en énergie)					
Si		20-120	500	<2 (1500 °C)	[10]
S	48		5	<2 (1400 °C)	[10]
V_N (lacune)	30-100		-	-	[11-12]
O	30		3	<2 (1200 °C)	[10]
Mg	260-600		-	-	[12]
C		110-140	-	-	[12]
Accepteurs (BV prise comme référence en énergie)					
Fe		300	~12	-	[13]
V_{Ga} (lacune)		140			
Mg		140-210	~5	<2 (1450 °C)	[12, 14]
Si	190				[12]
Zn		210-340			[12]
Hg		410			[12]
Cd		550			[12]
Li		750			[12]
Ga	590-1090				[12]
Ca		165	~5	<2 (1500 °C)	[10]
Be		700	<0.5	Assisté - défauts	[10, 12]
C	890		de type n	<2 (1400 °C)	[12]

Tableau I.5: Caractéristiques des principaux dopants de type n et de type p du GaN.

Les dopants relatifs au matériau AlN sont décrits succinctement dans le [tableau I.6](#) et permettent d'établir les niveaux de pièges possibles dans la couche barrière AlN.

Nature de l'impureté	E_T (meV) Site N	E_T (meV) Site Al	Références
Donneurs (BC prise comme référence en énergie)			
Al	3400-4500		[8, 15-18]
C		200	
N		1400-1850	
V_N (lacune)	170-1000		
Accepteurs (BV prise comme référence en énergie)			
C	400		[8, 16, 19]
V_{Al} (lacune)		500	
Zn		200	
Mg		100	

Tableau I.6 : Caractéristiques des principaux dopants de type n et de type p de AlN.

Le diamant dispose de peu de dopants. Le bore est connu pour être un accepteur profond à 0.37eV [20]. Le phosphore constitue un donneur à 0.84-1,16eV [21], tout comme l'azote est l'impureté la plus commune en tant que donneur à 0.7eV mais Il est aussi utilisé pour compenser le dopage résiduel. Cependant, l'azote peut aussi former des complexes aux énergies 1.7eV et 4eV sous la BC [22] [23].

II-5 Origine des défauts dans les SC III-N à LBI

Les défauts dans les SC III-V à LBI peuvent être de différentes origines :

- Lacunes d'azote et de gallium : La lacune d'azote est soupçonnée être à l'origine du dopage résiduel (donneur léger) d'après Neugebauer et al. [24].

-Atomes en interstices : Les atomes interstitiels d'azote, de gallium ou d'aluminium nécessitent une énergie de formation très élevée, c'est pourquoi leur formation est peu probable.

-Atomes d'impuretés en sites substitutionnel : les impuretés les plus courantes dans les couches épitaxiées sont le silicium, l'oxygène et le carbone.

Le silicium se place préférentiellement en site gallium (Si_{Ga}) du fait de la faible différence entre les rayons de covalence des deux atomes. Il agit comme donneur tout comme l'oxygène qui se place en priorité en site azote (O_N). Quant au carbone, il agit comme accepteur en site azote mais le complexe formé réagit comme dopant donneur.

-Défauts étendus : Du fait de l'utilisation d'un substrat fortement désaccordé en paramètre de maille, l'épaisseur critique est dépassée dès les premières couches. Le SC devrait être totalement relaxé lors de sa croissance, induisant une forte densité de dislocations et des fautes d'empilement dans la couche tampon auxquelles, il faut ajouter la différence de dilatation thermique entre le substrat et la couche épitaxiée. Ce phénomène entraîne une contrainte résiduelle importante lors du refroidissement et dont la formation et la propagation des dislocations permet de relaxer partiellement la couche tampon. Notons que ces taux de dislocations restent toujours largement supérieurs à ses co-matériaux III-V comme GaAs ou InP. Ces dislocations *vis* sont traversantes et sont

orientées dans le sens de la croissance. Il subsiste aussi de nombreux autres défauts typiques à ces matériaux SC III-N comme les défauts plans prismatiques, les dislocations à cœur ouvert, les domaines d'inversion etc.... Aujourd'hui, l'optimisation de la couche tampon, la purification des sources de précurseurs..., ont permis une forte diminution de la concentration des porteurs résiduels. Cependant, leur présence engendre une diminution de la durée de vie des porteurs, ce qui a un impact direct notamment sur les performances des photodétecteurs en commutation.

II-6 Performances - Etat de l'art

Nous décrivons dans ce qui suit un état de l'art non exhaustif qui a pour objet de donner les principales études qui ont marquées la technologie et les performances des détecteurs UV à base de SC III-N à LBI et diamant.

II-6.1 Sur matériau (Al)GaN

De manière générale, le nitrure de gallium et ses alliages (comme AlGaN) sont ceux qui ont pu être synthétisés dès le début des années 1990 et constituent le SC le plus mature en termes de qualité matériau. C'est pourquoi il a été largement étudié pour des applications potentielles en optoélectronique et notamment en tant que capteur UV.

Palacios et *al.* [25] ainsi que Duboz et *al.* [26] ont combiné différentes approches pour améliorer la réponse des photodétecteurs MSM à base de GaN. Cette dernière combine une technologie submicronique avec une structure asymétrique et des électrodes semi-transparentes.

Notons qu'à partir des résultats obtenus par Chen et *al.* [27], la société APA Optics a commercialisé un détecteur UV à base de GaN dès 1998. Les meilleures caractéristiques des capteurs réalisés et publiées sur AlGaN sont données dans le tableau I.7.

	MSM	Photodiode Schottky	PIN
λ_c	~229nm [28]	~290nm, R=70mA/W [29]	225nm [30]
Photoréponse	257mA/W [25]	~180mA/W [27]	200mA/W [31]
Largeur de bande	>1GHz @-25V [32]	~3MHz @0V [33]	~3GHz @-25V [32]
Détektivité	$>3 \times 10^{11} \text{ W}^{-1} \text{ Hz}^{1/2} \text{ cm}$ [34]	$5 \times 10^{11} \text{ W}^{-1} \text{ Hz}^{1/2} \text{ cm}$ [33]	$7.5 \times 10^{14} \text{ W}^{-1} \text{ Hz}^{1/2} \text{ cm}$ [35]

Tableaux I.7 : Quelques résultats à l'état de l'art obtenus sur les détecteurs UV à base de AlGaN.

Il n'existe pas de capteur UV unique présentant un état de l'art sur toutes les caractéristiques du composant.

II-6.2 Sur nitrure d'aluminium

Dahal ,Li et *al.* (de *Kansas State University*) ont réalisé des photodétecteurs Schottky [36] et MSM [37] sur AlN. Le CHREA en France et l'ORB en Belgique ont travaillé en commun dans le cadre d'un

contrat ESA sur le projet BOLD en élaborant des composants MSM AIN et AlGaN mais les résultats obtenus restent en deçà de l'état de l'art présenté par Dahal et H-A. Barkad et *al.* [38]

II-6.3 Sur nitrure de bore

Peu de travaux ont été réalisés sur le matériau nitrure de bore. Liao et *al.* ont présenté un résultat prometteur [39] sur nitrure de bore cubique avec un taux de réjection de 2 ordres de grandeur et une longueur de coupure de moins de 230nm. A. Soltani, H-A Barkad et *al.* [4] ont obtenu un nouvel état de l'art sur ce matériau avec un taux de réjection de plus de 5 ordres de grandeur et une longueur d'onde de coupure de 193nm.

II-6.4 Sur diamant

De nombreuses études ont été réalisées sur du diamant monocristallin orienté (100) sur lequel ont été fabriqués des structures MSM et PIN. L'équipe de Koide au Japon et les italiens de Pace sont ceux qui ont présenté les résultats les plus prometteurs [40]. Notons qu'Alvarez et *al.* (groupe de Koide) [41] ont présenté un détecteur UV avec un taux de rejection de 6 ordres de grandeurs. Leurs détecteurs présentent néanmoins des performances loin derrière celles élaborées dans le cadre du projet LYRA avec le matériau de IMOMEC sur lequel nous avons travaillé (ex.: $\lambda_c \sim 260-270$ nm au lieu de 225nm...) [2-3]. Les structures PIN de Koizumi [42-43] restent celles qui présentent l'état de l'art pour cette technologie.

Côte industrie, E6 a créé une start-up nommée *Diamond detectors* qui travaille en étroite collaboration avec différentes universités européennes notamment le *Technical University of Ulm* (groupe de E. Kohn) mais il n'existe pas encore de produit commercial de série.

Cependant, la société *Uralalmazinvest Co. Ltd* (installée à Trehgorniy en Russie) constitue l'unique véritable concurrente à la start-up britannique qui propose aussi bien du matériau diamant que des détecteurs commerciaux. Cependant, leur accès reste très restreint.

III-Conclusion

Ce chapitre présente la physique des photorécepteurs existant et leurs paramètres clés. Cette étude montre l'intérêt à porter aux matériaux SC à LBI pour la réalisation de photodétecteurs dans la gamme UV-EUV-RX lesquels sont destinés à des applications spatiales et notamment *solar-blind*. En effet, l'état de l'art montre bien qu'il n'existe pas actuellement de dispositifs permettant de répondre au cahier des charges pour ces applications. C'est pourquoi dans un premier temps, nous nous sommes intéressés particulièrement à certains matériaux SC à LBI utilisés dans le cadre de ces travaux. Leurs structures cristallographiques ainsi que certaines de leurs propriétés physiques

nécessaires à cette étude, sont brièvement décrits. Puis, nous avons déterminé par la méthode de Monte Carlo, les propriétés de transport de ces derniers à partir desquelles il est possible de simuler des structures à composant et prédire leur réponse électrique sous excitation UV. Nous nous sommes concentré, dans le cadre des simulations, exclusivement à des capteurs optique de type MSM.

Références

- [1] J.-F. Hochedez, Y. Stockman, U. Schühle, A. BenMoussa, et al., "LYRA, the Solar VUV radiometer aboard the ESA PROBA-2," *Advances in Space Research*, vol. 37, pp. 303-312, 2006.
- [2] A. BenMoussa, A. Theissen, F. Scholze, J. F. Hochedez, U. Schühle, W. Schmutz, K. Haenen, Y. Stockman, A. Soltani, D. McMullin, R. E. Vest, U. Kroth, C. Laubis, M. Richter, V. Mortet, S. Gissot, V. Delouille, M. Dominique, S. Koller, J. P. Halain, Z. Remes, R. Petersen, M. D'Olieslaeger and J.-M. Defise., "Performance of diamond detectors for VUV applications," *Nuclear Instruments and Methods* vol. A 568, pp. 398-405, 2006.
- [3] A. BenMoussa, A. Soltani, U. Schühle, K. Haenen, Y. M. Chong, W. J. Zhang, R. Dahal, H. X. Jiang, D. Bolsee, C. Hermans, M. Richter, U. Kroth, B. Giordanengo, H. A. Barkad, V. Mortet, J. C. D. Jaeger, F. Scholze and J. F. Hochedez., "Recent developments on wide bandgap based UV sensors," *Diamond and Related Materials*, vol. 18, pp. 860-864., 2009.
- [4] A. Soltani, H. A. Barkad, M. Mattalah, B. Benbakhti, J.-C. D. Jaeger, Y. M. Chong, Y. S. Zou, W. J. Zhang, T. Lee, A. BenMoussa, B. Giordanengo and J.-F. Hochedez., "193 nm deep-ultraviolet solar-blind cubic boron nitride based photodetectors," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 92, p. 053501, 2008.
- [5] S. M. Sze, D. J. Coleman and A. Loya, "Current Transport in Metal-Semiconductor-Metal Structures," *Solid-State Electron*, vol. 14 pp. 1209-1218, 1971.
- [6] M. Rousseau, communication interne (IEMN).
- [7] M. B. Kanoun, communication interne (IEMN).
- [8] S. N. Mohammad, A. A. Salvador and H. Morkoc, *Proc. IEEE*, vol. 83, p. 1306, 1995.
- [9] M. Mattalah, "Analyse de défauts en surfaces et interfaces de SC III-N à large bande interdite appliqués à la micro et l'optoélectronique," thèse de doctorat, Université Djillali Liabès, 2008.
- [10] C. J. K. Sheu, "The doping process and dopant characteristics of GaN," *J. Phys.: Condens. Matter*, vol. 14, pp. R657-R702, 2002.
- [11] N. Nepal, K. B. Nam, M. L. Nakarmi, J. Y. Lin, H. X. Jiang, J. M. Zavada and R. G. Wilson, "Optical properties of the nitrogen vacancy in AlN epilayers," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 84 pp. 1090-1092, 2004.
- [12] V. Bougrov, M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev and A. Zubrilov, "in Properties of Advanced Semiconductor Materials GaN, AlN, InN, BN, SiC, SiGe". *New York: John Wiley & Sons, Inc.*, 2001.
- [13] Z. Bougrioua, M. Azize, A. Jimenez, A.-F. Braña, P. Lorenzini, B. Beaumont, E. Muñoz and P. Gibart, "Fe doping for making resistive GaN layers with low dislocation density; consequence on HEMTs," *phys. stat. sol. (c)*, vol. 2 7, pp. 2424-2428, 2005.
- [14] P. Kozodoy "Magnesium-Doped Gallium Nitride for Electronic and Optoelectronic Device Applications," Doctor of philosophy in Electrical and Computer Engineering, University of California, Santa Barbara, 1999.
- [15] T. L. Chu, D. W. Ing and A. J. Noreika, *Sol. State Electron*, vol. 10, pp. 1023-1027, 1967.
- [16] I. Gorczyca, S. A and C. N.E, *Internet J. Nitride Sem. Res.*, vol. 2 Article 18, 1997.
- [17] T. L. Tansley and R. J. Egan, "Point-defect energies in the nitrides of aluminum, gallium, and indium," *Phys. Rev. B*, vol. 45, pp. 10942-10950, 1992.
- [18] R. W. Francis and W. L. Worrell, *J. Electrochem. Soc*, vol. 123, pp. 430-433, 1976.
- [19] P. Boguslawski, E.L. Briggs and J. Bernholc, "Amphoteric properties of substitutional carbon impurity in GaN and AlN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 233-235, 1996.
- [20] G. S. Gildenblat, S. A. Grot, and A. Badzian, *Proc. IEEE* vol. 79, pp. 647-668, 1991.
- [21] K. Okano, H. Kiyota, T. Iwasaki, T. Kurosu, M. Ida and T. Nakamura, in *Proc. Second Int. Conf. on the New Diamond Science and Technology*, Washington D.C, 1990, pp. 917-92.
- [22] J. Davies in "Chemistry and Physics of Carbon", R. L. Walker Jr. and P. A. Thrower eds, vol. 13 pp. 1-143, 1977.

- [23] L. A. Vermeulen and R. J. Farrer, *Diamond Research 1975, Suppl. Ind. Diam. Rev*, pp. 18-23, 1975.
- [24] J. Neugebauer and V. d. Walle, "Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN," *Phys. Rev. B* vol. 50, pp. 8067-8070, 1994.
- [25] T. Palacios, E. Monroy, F. Calle and F. Omnes, "High-responsivity submicron metal-semiconductor-metal ultraviolet detectors," *Applied Physics Letters*, vol. 81, pp. 1902-1904, 2002.
- [26] J. Y. Duboz, J. L. Reverchon, D. Adam, B. Damilano, N. Grandjean, F. Semond and J. Massies, "Submicron metal-semiconductor-metal ultraviolet detectors based on AlGaIn grown on silicon: Results and simulation," *Journal of Applied Physics*, vol. 92, pp. 5602-5604, 2002.
- [27] Q. Chen, J. W. Yang, A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. Lim, M. Z. Anwar, M. A. Khan, D. Kuksenkov and H. Temkin, "Schottky barrier detectors on GaN for visible-blind ultraviolet detection," *Applied Physics Letters*, vol. 70, pp. 2277-2279, 1997.
- [28] S. Butun, T. Tut, B. Butun, M. Gokkavas, H. Yu and E. Ozbay, "Deep-ultraviolet Al_{0.75}Ga_{0.25}N photodiodes with low cutoff wavelength," *Applied Physics Letters*, vol. 88, pp. 123503-2, 2006.
- [29] A. Osinsky, S. Gangopadhyay, B. W. Lim, M. Z. Anwar, M. A. Khan, D. V. Kuksenkov and H. Temkin, "Schottky barrier photodetectors based on AlGaIn," *Applied Physics Letters*, vol. 72, pp. 742-744, 1998.
- [30] D. Walker, V. Kumar, K. Mi, P. Sandvik, P. Kung, X. H. Zhang and M. Razeghi, "Solar-blind AlGaIn photodiodes with very low cutoff wavelength," *Applied Physics Letters*, vol. 76, pp. 403-405, 2000.
- [31] W. Yang, T. Nohova, S. Krishnankutty, R. Torreano, S. McPherson and H. Marsh, "Back-illuminated GaN/AlGaIn heterojunction photodiodes with high quantum efficiency and low noise," *Applied Physics Letters*, vol. 73, pp. 1086-1088, 1998.
- [32] Carrano and e. al, *J. Electron. Mat*, vol. 28, p. 325 1999.
- [33] E. Monroy et al., "Planar geometry, ELOG GaN," *Electron. Lett.*, vol. 35, p. 1488, 1999.
- [34] E. Monroy et al., *Physica Status Solidi A*, vol. 176, p. 157, 1999.
- [35] T. Tut, T. Yelboga, E. Ulker and E. Ozbay, "Solar-blind AlGaIn-based PIN photodetectors with high breakdown voltage and detectivity," *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 103502-3, 2008.
- [36] R. Dahal, J. Li, Z. Y. Fan, M. L. Nakarmi, T. M. A. Tahtamouni, J. Y. Lin and H. X. Jiang, "AlN MSM and Schottky photodetectors," *physica status solidi (c)*, vol. 5, pp. 2148-2151, 2008.
- [37] J. Li, Z. Y. Fan, R. Dahal, M. L. Nakarmi, J. Y. Lin and H. X. Jiang, "200 nm deep ultraviolet photodetectors based on AlN," *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 213510-3, 2006.
- [38] H.A. Barkad, A. Soltani, M. Mattalah, J.-C. Gerbedoen, J.-C. Dejaeger, V. Mortet, A. Benmoussa, M. Moreau, R.D. Dupuis, A. Ougazzaden, "Modelling, fabrication and measurement of AlN based photodiodes" *Journal of Physics D*, submitted.
- [39] K.J. Liao, W.L. Wang, C.Z. Cai, X.S. Wang and C.Y. Kong, *International Journal of Modern Physics B*, vol. 16 pp. 1115-1119, 2002.
- [40] S. Salvatori, M. C. Rossi, F. Galluzzi and E. Pace, *Materials Science and Engineering B*, vol. 46, pp. 105-111, 1997.
- [41] J. Alvarez, M. Liao and Y. Koide, "Large deep-ultraviolet photocurrent in Metal-Semiconductor-Metal structures fabricated on as-grown boron-doped diamond," *Applied Physics Letters*, vol. 87, pp. 113507-3, 2005.
- [42] A. BenMoussa, U. Schuhle, F. Scholze, U. Kroth, K. Haenen, T. Saito, J. Campos, S. Koizumi, C. Laubis, M. Richter, V. Mortet, A. Theissen and J. F. Hochedez, "Radiometric characteristics of new diamond PIN photodiodes," *Measurement Science and Technology*, vol. 17, pp. 913-917, 2006.
- [43] S. Koizumi, K. Watanabe, M. Hasegawa and H. Kanda, "Ultraviolet Emission from a Diamond pn Junction," *Science*, vol. 292, pp. 1899-1901, 2001

Chapitre 2

*Description des outils
de simulation
et de caractérisation*

I- Description de l'outil de simulation

I-1 Introduction

L'obtention d'un photodétecteur performant nécessite une optimisation du design du composant par une connaissance des propriétés matériaux et de ses propriétés de transport.

Les propriétés matériaux sont déterminées à partir de leurs structures de bandes. Ces derniers ont été réalisés numériquement à l'aide de codes sources *ab-initio* disponibles dans l'équipe. Les données obtenues sont alors implémentées dans un code de type calcul Monte-Carlo qui permet de déterminer toutes les propriétés de transport du SC utilisé. L'ensemble de ces résultats a été présenté dans le chapitre 1. Il est alors possible d'utiliser ces mêmes données dans un logiciel multi-physique comme COMSOL® à partir duquel la compréhension et l'optimisation du design du composant sont possibles. Dans ce cadre précis, un modèle relativement complet est réalisé afin de décrire correctement la dynamique des porteurs dans le composant. Dans ce travail, nous présentons un modèle 2D de type énergie-balance fondé sur l'équation de Poisson couplée avec les équations de conservation des SC des porteurs et l'équation de la chaleur. Les termes de génération et de recombinaison sont pris en compte afin de prendre en considération les radiations externes. Ce modèle permet de déterminer l'influence de chaque paramètre sur les performances de la structure en vue de l'optimiser.

I-2. Description du modèle Physico-thermique sous rayonnement UV

Cette modélisation se décompose en deux parties :

- Une partie physique qui prend en compte le transport des porteurs de charges électrons et des trous dans la zone active du composant;
- Une partie thermique qui détermine la température du réseau dans le composant complet.

I-2.1 Description du modèle physique

Le modèle est basé sur la résolution des équations macroscopiques de conservation dérivées de l'équation de transport de Boltzmann (ETB) par une intégration dans l'espace réciproque à partir de la méthode des moments [1]

$$\frac{\partial f}{\partial t} = -q \frac{\vec{E}}{\hbar} \vec{\nabla}_k(f) - \vec{v} \vec{\nabla}_k(f) + \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (\text{II.1})$$

L'intégration de cette équation dans l'espace réciproque permet d'obtenir un système d'équations pour chaque vallée de la structure de bande [2-3]. Pour simplifier le système ainsi obtenu, on utilise le modèle de la vallée équivalente où les moyennes de toutes les grandeurs physiques sont calculées en fonction de la population des électrons relative à chaque vallée. Ceci est justifié dans le cas où les différentes vallées sont indépendantes. Dans ce cas, la totalité des électrons peut être assimilée à un

gaz presque libre équivalent dont les grandeurs caractéristiques sont la densité d'électrons "n", la température électronique "T_e" et son énergie "w". Il en est de même pour les trous.

Le modèle utilisé est de type énergie-balance. Il est constitué de l'équation de Poisson couplée avec deux équations de conservation. Un tel modèle permet de prendre en compte les effets de surtension qui peuvent se produire pour les composants submicroniques. Ce modèle permet de prendre en considération une température de réseau non uniforme.

I-2.1.1 Equations fondamentales

Les équations de conservation associées à l'équation de Poisson sont les suivantes [4-5] :

Equation de Poisson

$$\text{div}(-\epsilon \text{grad}V) = q(n - p + N_A^+ - N_D^-) \quad (\text{II.2})$$

N_A⁺ et N_D⁻ correspondent respectivement aux densités en atomes accepteurs et donneurs ionisés.

Équation de conservation pour les électrons

$$\partial n / \partial t + \text{div}(n v_n) = G - U \quad \text{avec} \quad v_n = \mu_n \left[-E - \frac{1}{n} \nabla(n k_B T_e) \right] \quad (\text{II.3})$$

Équation de conservation pour les trous

$$\partial p / \partial t + \text{div}(p v_p) = G - U \quad \text{avec} \quad v_p = \mu_p \left[E - \frac{1}{p} \nabla(p k_B T_e) \right] \quad (\text{II.4})$$

où G correspond au terme de génération laquelle est défini comme :

$$G(x) = \phi(1 - \mathfrak{R})\alpha e^{-\alpha x} \quad (\text{II.5})$$

avec $\mathfrak{R}(\lambda)$ le coefficient de réflexion et $\alpha(\lambda)$ le coefficient d'absorption en fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente.

U est le taux de recombinaison en volume comme décrit Figure II.1. Cette recombinaison se décompose comme suit :

$$U = U_{\text{rad}} + U_{\text{SRH}} + U_{\text{Aug}} \quad (\text{II.6})$$

où U_{SRH} correspond au taux de recombinaison Shockley-Read-Hall, U_{rad} est le taux de recombinaison radiatif et U_{Aug} représente le taux de recombinaison Auger.

Leurs expressions respectives sont données par :

$$U_{\text{rad}} = B_{\text{rad}}(p \cdot n - n_i^2) \quad (\text{II.7})$$

$$U_{\text{SRH}} = (p \cdot n - n_i^2) / [\tau_p(n + n_1) + \tau_n(p + p_1)] \quad (\text{II.8})$$

$$U_{\text{Aug}} = (p \cdot n - n_i^2)(n \cdot C_n + p \cdot C_p) \quad (\text{II.9})$$

La figure II.1 décrit l'évolution de la structure de bande en surface et en volume du matériau SC lorsque ce dernier est excité par une radiation dont l'énergie est supérieure à sa largeur de BI. Les différents mécanismes de recombinaison en volume (tel que cité précédemment) et en surface (via le continuum d'états de surface) sont représentés schématiquement.

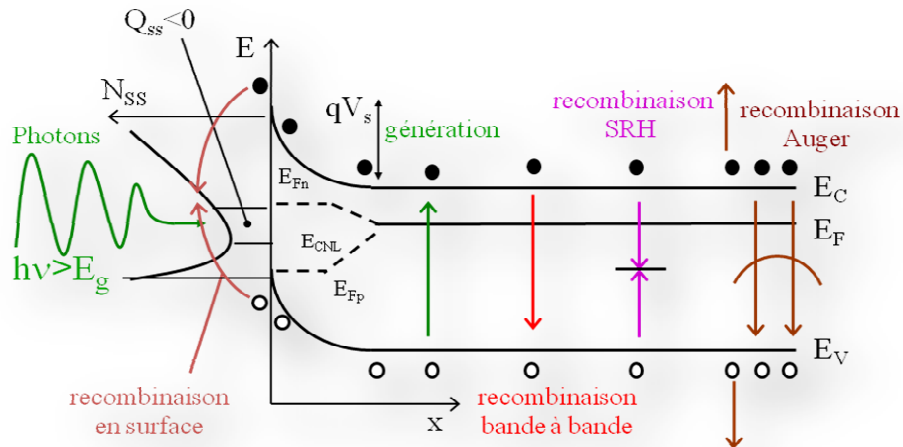


Figure II.1 : Description des différentes recombinaisons possibles en volume et en surface d'un SC.

La figure II.2 donne l'évolution en fonction de l'énergie des photons incidents du coefficient de réflexion et de la profondeur de pénétration pour le SC AlN utilisés dans les simulations. Ces coefficients tout comme ceux relatif à GaN sont disponibles sur une base de données du site http://henke.lbl.gov/optical_constants.

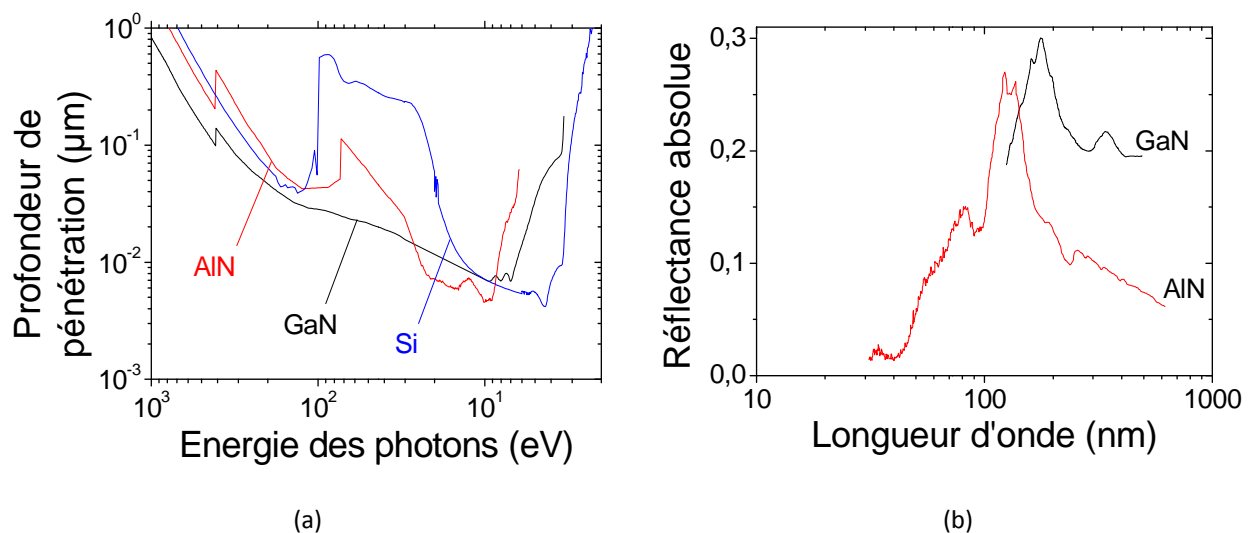


Figure II.2: Evolution de la profondeur de pénétration (a) et du coefficient de réflexion (b) en fonction de la longueur d'onde incidente utilisés dans les simulations pour AlN et le GaN. Le silicium est rajouté à titre comparatif.

Équation de conservation de l'énergie

$$\frac{\partial(nw)}{\partial t} = -\vec{\nabla} \cdot ((w + k_B T_e) \cdot n \vec{v}_n + \vec{Q}_n) - n \vec{v}_n \cdot \vec{E} - \frac{n(w - w_0)}{\tau_w(w)} \quad (\text{II.10})$$

où w est l'énergie moyenne des électrons et w_0 , l'énergie moyenne des électrons à l'équilibre thermodynamique [6-7].

τ_w correspond au temps de relaxation de l'énergie.

\vec{Q}_n est le flux de la chaleur et est donné par :

$\bar{Q}_n = -k \bar{\nabla} T_e$ avec k , la conductivité thermique laquelle est définie par :

$$k = \left(\frac{5}{2} + c \right) \cdot \left(\frac{k_B}{q} \right)^2 \sigma T \quad \text{et } \sigma = qn\mu_n \text{ et } c = -2.1 \text{ [8].}$$

I-2.1.2 Définitions des conditions aux limites

I-2.1.2.1 Au niveau du contact ohmique

Le modèle élémentaire permettant de simuler un contact ohmique consiste à imposer des conditions de Dirichlet sur le potentiel, l'énergie et la densité des électrons (ex : $V=V_K$ ou V_D , $w=w_0$, $n= N_D$).

I-2.1.2.2 Au niveau du contact Schottky

Le courant au niveau du contact Schottky est modélisé par différentes composantes. Ce contact nécessite de définir précisément la hauteur de barrière pour laquelle il est nécessaire de prendre en compte la force image en surface du SC, laquelle réduit la barrière vu par les électrons telle que :

$$\Delta\Phi_b = (qE_{\text{Surf}}/4\pi\epsilon)^{1/2} \quad (\text{II.11})$$

avec E_{Surf} : le champ électrique en surface du SC.

I-2.1.2.2.1 Courant thermoïonique

La première composante du courant correspond à un courant de type thermoïonique [9] tel que :

$$j_{\text{Schottky}} = -n_s v_s + n_0 v_M \quad (\text{II.12})$$

où n_s est la concentration d'électrons dans le SC et v_s la vitesse thermique donnée par :

$$v_s = (2k_B T_e / \pi m^*)^{1/2} \quad (\text{II.13})$$

A l'équilibre thermodynamique $j_{\text{Schottky}} = 0$, ainsi $v_M = (2k_B T_0 / \pi m^*)^{1/2}$

avec $n_0 = N_c \exp(-\phi_B / k_B T_e)$ et ϕ_B est la hauteur de barrière Schottky.

I-2.1.2.2.2 Courant tunnel

L'effet tunnel au travers de la barrière est modélisé par un abaissement de la barrière [9] dont la valeur est donnée par :

$$\Delta\Phi_B = \left(\frac{3}{4} \hbar |E_{\text{max}}| \right)^{2/3} (2qm^*)^{-1/3} \quad (\text{II.14})$$

I-2.1.3 Potentiel de surface

Les états de surface (liaisons pendantes...) existant au niveau des surfaces libres d'un SC sont à l'origine de la formation d'une zone désertée en surface de la couche active. Cette dernière est modélisée par

une couche d'épaisseur finie Δy chargée négativement (Figure II.3). La profondeur de la couche désertée est donnée par $L = \epsilon E_s / q N_d$.

II.15

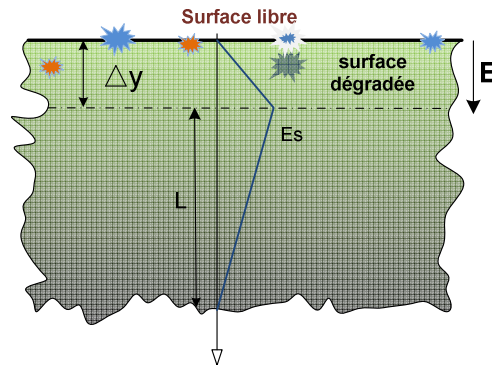


Figure II.3 : Origine du potentiel de surface suite à la rupture du réseau cristallin.

E_s est le champ résultant des charges négatives :

$$E_s = Q_s / \epsilon = q N_{\text{surf}} \Delta y / \epsilon \quad (\text{II.16})$$

L'intégration de l'équation II.16 donne le potentiel de surface V_s . À partir de II.15 et II.16, nous retrouvons la densité de charges négatives à introduire dans le cas d'une structure uniformément dopé [10] tel que:

$$N_{\text{surf}} = (1/\Delta y) \times (2\epsilon N_D V_s / q)^{1/2} \quad (\text{II.17})$$

I-2.2 Description du modèle thermique

Si la température de la zone active d'un composant est suffisante, elle peut être le paramètre physique majeur responsable de la dégradation des propriétés de transport dans le SC donc des performances du dispositif (cf. chapitre 1). C'est pourquoi, il est important d'estimer au mieux la température de la zone la plus chaude de ce dernier. La détermination de la température dans toute la structure est obtenue à partir d'une modélisation thermique. Le principe de cette modélisation repose sur la résolution de l'équation de la chaleur discrétisée par la méthode des éléments finis. Dans un modèle physique classique, la température du réseau cristallin est considérée constante. Pour connaître de façon précise la température électronique et celle du réseau en un point de la zone active du composant, il est nécessaire de considérer ces paramètres comme des variables. La détermination de la température est possible en couplant les parties thermique et physique. La relation liant les paramètres entre électrons et réseau cristallin est donné par [11]

$$\rho C_p \frac{\partial T_L}{\partial t} + \nabla(\vec{Q}) = H \quad (\text{II.18})$$

où T_L : Température du réseau (K), ρ : Masse volumique du matériau (kg/m^3), C_p : Capacité thermique spécifique ($\text{J}/\text{kg.K}$), $\vec{Q} = -\kappa_L \vec{\nabla}(T_L)$ est le flux de chaleur de réseau, κ_L la conductivité thermique du matériau ($\text{W}/\text{m.K}$) et H , le terme de génération de chaleur dans le réseau tel que :

$$H = \frac{3}{2} n k_B \frac{T_e - T_L}{\tau_w} \quad (\text{II.19})$$

C'est par ce dernier terme "H" que le couplage entre les électrons et le réseau cristallin est pris en compte. Nous ne tenons pas compte de l'équation de l'énergie des trous car leur concentration reste très faible et leur impact sur la thermique est supposée négligeable.

I-2.3 Couplage électro-thermique

Les constantes de temps étant très différentes entre les simulations physique et thermique, il n'est pas possible de résoudre ces 2 systèmes d'équations sous un même environnement. La constante de temps pour la partie physique est limitée par l'équation de Reiser [12]:

$$\Delta t < 2 \frac{\epsilon_0 \epsilon_r}{q \mu_n n} \quad (\text{II.20})$$

Tandis que pour la partie thermique, elle est limitée par l'équation suivante:

$$\Delta t < \frac{\rho C_p \delta l^2}{k_B 4} \quad (\text{II.21})$$

où δl est la dimension d'une maille.

La valeur de la constante de temps pour les équations de conservation dans les SC III-N à LBI est environ 1fs alors qu'elle est de l'ordre de 1ns pour l'équation de la chaleur. Afin d'obtenir un maillage adaptatif approprié aux équations de transport et à l'équation thermique, nous avons opté pour la méthode des éléments finis quant à la résolution de notre modèle physico-thermique [13].

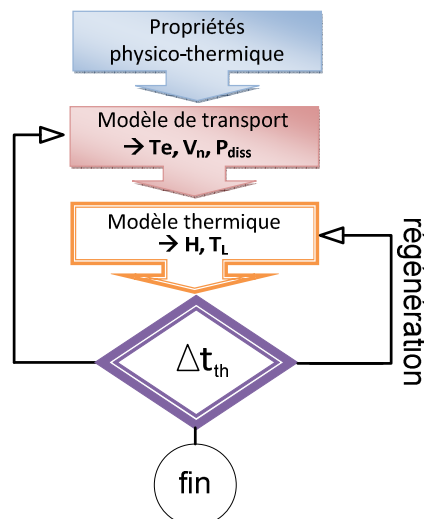


Figure II.4 : Méthodologie employée pour le couplage physico-thermique.

Les deux parties du modèle physico-thermique sont résolues alternativement. D'abord, le potentiel, la densité d'électrons et la température électronique sont calculés dans la zone active. Puis, l'équation thermique est résolue pour déterminer la température de réseau dans tout le composant. La figure II.14 montre le raccordement entre le modèle de transport et le modèle thermique. Pour le couplage

entre le modèle de transport et le modèle thermique, c'est la constante de temps thermique qui est considérée, le modèle physique n'étant appelé que pour des intervalles de temps correspondant à la constante de temps thermique. Les deux modèles sont résolus d'une manière autocohérente jusqu'à la convergence de toutes quantités physique et thermique.

Les conditions aux limites habituelles sont appliquées pour le modèle de transport. Pour le modèle thermique, la température de réseau de la face arrière du substrat est supposée constante (température de socle à l'ambiante). Le flux de la chaleur est supposé nul autour du composant (on suppose qu'il n'y a pas de dissipation par rayonnement). Sous les contacts ohmiques, la température électronique est fixée égale à la température de réseau.

I-3. Implémentation du modèle sous COMSOL®

Le logiciel COMSOL® (ex-FEMLAB) est avant tout un outil de résolution d'équations aux dérivées partielles (EDP) par la méthode des éléments finis. Sa particularité est de disposer d'une base de données d'équations permettant de modéliser différents phénomènes multi-physiques.

I-3.1 Normalisation des équations

Avant d'implémenter les deux modèles (physique et thermique), les équations sont normalisées afin d'éviter la divergence du programme dus aux variations rapides des grandeurs physique et thermique. Dans le modèle de transport, les inconnues naturelles sont le potentiel "V", la densité d'électrons "n" et l'énergie ou bien la température électronique " T_e ". Tandis, pour la partie thermique, la seule inconnue est la température de réseau " T_L ".

Contrairement aux variables n, V, T_e et T_L , les nouvelles inconnues ρ , ψ , T_n et T sont construites de manière que leurs variations soient faibles. En effectuant des changements d'inconnues.

I-3.2 Implémentation du modèle

L'implémentation du modèle sous COMSOL® nécessite cinq étapes.

I-3.2.1 Définition géométrique de la structure

Cette partie concerne la géométrie du design des électrodes et de la structure matériau, la définition des coordonnées, les limites et les sous domaines du composant.

I-3.2.2 Définition des paramètres physiques

Cette étape permet d'implémenter les propriétés de transport des matériaux SC telles que la vitesse de dérive, la masse effective, la permittivité, la conductivité thermique, la masse volumique, la capacité spécifique, le dopage etc... .

I-3.2.3 Définition des conditions aux limites

On impose à ce niveau, les conditions physico-mathématiques sur les segments de frontières pour toutes les variables du modèle.

Afin de trouver un compromis entre précision et temps de calcul, seule la partie active de la structure étudiée, où les grandeurs physiques évoluent, est prise en compte dans le modèle physique. Il est alors nécessaire d'imposer des conditions aux limites pour les variables qui interviennent dans les équations hydrodynamiques.

I-3.2.3.1 Conditions sur le contact ohmique

Un contact ohmique est une jonction MS pour laquelle le SC peut être ou non dopé. Il est obtenu par l'adjonction d'un caisson fortement dopé sous le contact. La modélisation physique précise d'un contact ohmique à l'interface M-SC est exclue. On est donc amené à préciser des conditions aux limites à l'intérieur du composant côté SC. Pour cela, l'hypothèse est de considérer que la zone de charge d'espace dans le SC est négligeable ($\delta \approx 0$) et que tous les atomes donneurs (par unité de volume) sont ionisés. Ainsi, les conditions aux limites deviennent :

① Densité d'électrons n

Les conditions aux limites pour la densité d'électrons se déduisent des hypothèses d'équilibre thermodynamique et de la neutralité de charge au voisinage du contact. Dans le cas des dispositifs qui nous intéressent, la densité intrinsèque d'électrons est négligeable devant la densité totale d'impuretés ionisées, de sorte que la condition limite sur le contact ohmique se réduit à $n = N_D$ si le dopage du dispositif est réalisé à l'aide d'atomes donneurs uniquement [14].

② Température électronique T_e

Pour cette grandeur physique, on admet que les électrons sont à l'équilibre thermodynamique au voisinage du contact ohmique. Leurs températures ne peuvent qu'être égales à celle du réseau cristallin lequel s'apparente à un réservoir infini à température fixe qu'il nous est possible d'imposer. La condition pour la température électronique devient $T_e = T_L$; où T_L est la température du réseau laquelle est susceptible de varier.

③ Potentiel électrique V

Comme représenté figure II.5, les électrodes (anode et cathode) sont considérées comme des contacts ohmiques parfaits d'où les conditions de Dirichlet pour le potentiel : $V = V_A$ ou V_K

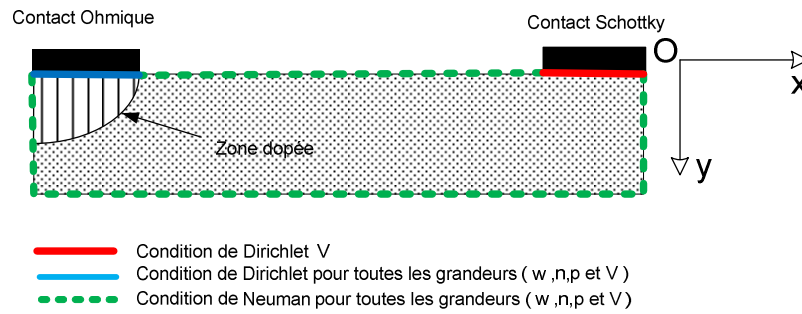


Figure II.5 : Exemple de conditions aux limites appliquées sur un photodétecteur.

I-3.2.3.2 Conditions sur le contact Schottky

La nature de ce contact est définie par la physique des SC. C'est un contact métallique sur un SC dopé N (ou nid à résiduel type N) tel que le travail de sortie du métal est supérieur à celui du SC. Les caractéristiques physiques du contact et les conditions aux limites pour les variables du modèle sont décrits de façon standard. Il est alors possible de déduire la forme qualitative de la structure de bande par des arguments physiques.

Ainsi, pour une polarisation positive, la barrière de potentiel SC-M diminue, alors que la barrière MS reste inchangée : les électrons diffusent du SC vers le métal, de sorte qu'un courant circule du métal vers le SC. Pour une tension appliquée négative, la barrière SC-M augmente et la barrière métal-SC demeure inchangée : les électrons ne peuvent pas diffuser du SC vers le métal, de sorte que, exception faite du courant d'émission thermoïonique provenant du métal, aucun courant ne circule à travers le contact.

Le passage du courant à travers le contact M-SC est principalement limité par deux mécanismes :

1- Les phénomènes de dérive-diffusion lorsque les électrons traversent la zone de déplétion située sous le contact.

2- L'effet thermoïonique et/ou tunnel : ces processus s'appliquent lors du transport des électrons du SC vers le métal. Le principal facteur limitant le courant est soit le mécanisme 1, soit le noté 2 selon les conditions de polarisation. La différence entre les deux mécanismes est bien mise en évidence par le comportement du quasi-niveau de Fermi au voisinage de l'interface. Dans la théorie de diffusion, les quasi-niveaux de Fermi du métal E_{FM} et du SC E_F , coïncident à l'interface pour n'importe quelles tensions appliquées (on ne considère pas de pincement du niveau de Fermi). En effet, à l'interface M-SC, la relation $E_C - E_{FM} = \phi_B$ est toujours vérifiée, la densité électronique à l'interface ne dépend pas de la tension appliquée. Sous le contact Schottky, la densité d'électrons ainsi que la température électronique sont libres. Tandis que le potentiel est fixé à la valeur : $V = V_{app} + \phi_B$.

I-3.2.3.3 Conditions sur les surfaces libres

Les surfaces libres comportent toutes les limites géométriques du composant hormis les contacts ohmique et Schottky. Elles correspondent soit à des interfaces avec un isolant, soit à des frontières

artificielles du composant. Puisque les différentes grandeurs physiques ne doivent pas évoluer sur ces limites, nous y imposons des conditions de Neumann [14]. Dans ce cas, nous avons :

→ La condition pour la densité électronique est donnée par : $\partial n/\partial x = \partial n/\partial y = 0$.

→ En supposant que le flux de chaleur est nul en chaque point de la surface, la condition sur la température électronique devient : $\partial T_e/\partial x = \partial T_e/\partial y = 0$.

→ L'absence de charges de surface implique comme condition pour le potentiel : $\partial V/\partial x = \partial V/\partial y = 0$.

I-3.2.4 Maillage

L'étape du maillage est fondamentale en éléments finis afin d'obtenir la convergence. Ce maillage est généré automatiquement de manière à réduire l'encombrement mémoire et donc du temps de calcul. Le maillage peut être raffiné dans les domaines à forts gradients comme les régions très sensibles que composent les limites aux frontières. Un exemple de maillage est représenté figure II.6.

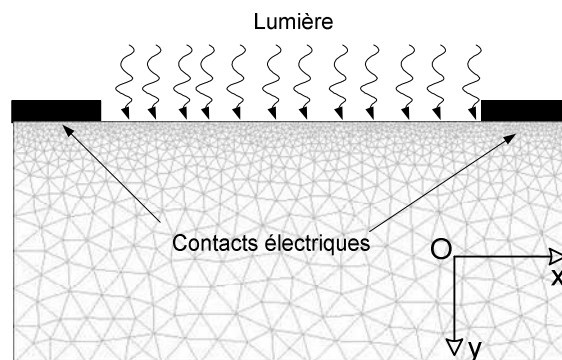


Figure II.6 : Exemple de maillage d'une structure MSM implémentée sous COMSOL.

I-3.2.5 Exploitation des résultats

Après avoir obtenus la distribution 2D des différentes grandeurs physiques dans la structure, nous calculons les paramètres secondaires du composant tel que le champ électrique, la vitesse des porteurs, la température, puis ... le photocourant, la sensibilité etc... .

I-4 Critique du modèle utilisé

Le modèle utilisé présente certains inconvénients. Le traitement des équations par éléments finis ne permet pas de traiter les cas où le gradient d'une grandeur physique quelconque est trop important entre 2 mailles. Les temps de calcul sont souvent très longs et il n'est pas possible dans notre cas d'exécuter en même temps les équations fondamentales de la thermique avec celles de transport.

II- Description des outils de caractérisation

II-1 Spectroscopie de photocourant

II-1.1 Principe de la mesure

Cette technique est basée sur la détection d'un courant généré après irradiation de l'échantillon à l'aide d'une source de lumière monochromatique à longueurs d'ondes variables. La lumière incidente génère des paires électron-trou dans le SC. Pour éviter qu'elles ne se recombinent immédiatement après génération, il faut au préalable dépléter la structure sous l'action d'un champ électrique pour alors pouvoir mesurer un courant électrique. Il sera proportionnel au nombre de photons incidents (ce qui n'est plus rigoureusement valable dans les UV profond et pour les RX). On parle alors d'un couplage optronique. L'exploitation de la mesure de ce photocourant en fonction de la longueur d'onde et sous polarisation permet de remonter aux sections efficaces de capture et aux niveaux énergétiques des pièges du SC.

II-1.2 Description des bancs de mesure et exploitation

II-1.2.1 Dans le domaine DUV et UV-Visible

La [figure II.7](#) montre une représentation schématique du banc expérimental utilisé à IMOMECE (Hasselt-Belgique) où ont été réalisées les mesures de photocourant à température ambiante.

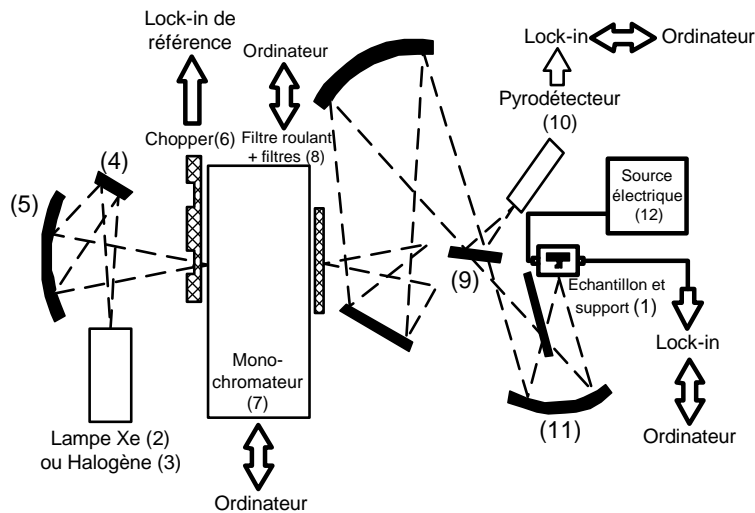


Figure II.7: Banc de mesure expérimental de photocourant à IMO-IMOMECE.

Le support de l'échantillon (1) est composé d'un support métallique circulaire avec deux connexions BNC et d'un disque en téflon. Les connectiques précédentes sont reliées aux contacts en surface de l'échantillon. La source de lumière est générée par une lampe, un monochromateur et quelques filtres. Pour les matériaux grand gap, deux lampes sont utilisées : Une lampe halogène (3), entre 0.3 et 3eV (\approx 4133-413 nm), fournit un spectre du proche IR au violet. Une lampe xénon (2) est utilisée pour balayer les UV jusqu'à 200nm. Le faisceau de la lumière est focalisé à l'entrée du monochromateur (7) à l'aide

du miroir plat (4) et d'un autre concave (5). L'intensité de la lumière est modulée par un chopper mécanique (6). Un filtre roulant et cinq différents filtres (8) ayant des fréquences de coupure ajustées au préalable, sont utilisés afin d'obtenir un faisceau de lumière monochromatique dont la longueur d'onde varie de 200 et 2480 nm ($\approx 6.1-0.5\text{eV}$). Un diviseur de faisceau CaF_2 (9) oriente environ 10% de la lumière vers un pyrodétecteur (10) de réponse uniforme dans l'intervalle des longueurs d'onde considérées. Un miroir concave (11) transmet et dirige la majorité de la lumière (90%) sur la surface de l'échantillon près du gap entre les contacts. Ces contacts sont connectés à une source de tension Keithley 487 (12). Le photocourant est détecté par un lock-in EG&G7260. Les mesures du photocourant sont enregistrées sur micro-ordinateurs.

La procédure de mesure de ce photocourant se fait en deux étapes. La première étape consiste à relever le courant à l'obscurité (I_o). La structure est polarisée électriquement pendant plusieurs minutes car le temps d'émission de certains pièges est très long (quelques dizaines de minutes). La seconde étape consiste à mesurer le courant (I_{ph}) du composant sous irradiation à l'aide d'une source de lumière dont l'énergie est supérieure à la largeur de la bande interdite du SC à analyser. L'acquisition de la mesure s'effectue également une fois le courant stabilisé.

Dans le cas où seule l'émission thermoïonique est considérée, la caractéristique courant-tension de la jonction métal/SC sous obscurité est déterminée à partir de l'équation II.22:

$$I_{obscurité} = aA^*T^2 e^{\left(\frac{\phi_B^0}{k_B T}\right)} \left[e^{\left(\frac{V}{nk_B T}\right)} - 1 \right] \quad (\text{II.22})$$

ϕ_B^0 représente la hauteur de barrière, a est la surface à partir de laquelle les électrons pénètrent dans le semi-conducteur, n est le facteur d'idéalité de la diode (1 à 2) et A^* est la constante de Richardson donnée par : $A^* = 4\pi m_c^* e k_B^2 / h^3$

où m_c^* est la masse effective de l'électron dans le minimum de la bande de conduction. La hauteur de barrière et le facteur d'idéalité peuvent être déterminés expérimentalement.

Le comportement du courant sous illumination en fonction de la tension appliquée est donné par :

$$I_{illumination} = aA^*T^2 e^{\left(\frac{\phi_B}{k_B T}\right)} \left[e^{\left(\frac{V}{nk_B T}\right)} - 1 \right] \quad (\text{II.23})$$

avec $\phi_B = \phi_B^0 - \Delta\phi_B$, $\Delta\phi_B$ représente la chute de hauteur de barrière.

La photoréponse du photodétecteur exprimée en A/W est donnée par : $R = I_{ph}/P_{opt} = (q\lambda/hc)\eta$ (II.24)

I_{ph} est le photocourant (figure II.8a) qui est donné par $I_{ph} = I_{illumination} - I_{obscurité}$ et P_{opt} est la puissance optique reçue par le détecteur (figure II.8b), donnée par : $P_{opt} = hvS\phi_0 = (hc/\lambda)S\phi_0$ (II.25)

q est la charge de l'électron, h est la constante de Planck, η représente l'efficacité quantique et γ représente le rapport du nombre d'électrons par le nombre de photons, ν est la fréquence de l'onde incidente, S est la surface libre, ϕ_0 est le flux de photons incident et c est la vitesse de la lumière dans le vide.

Les spectres de la lampe source utilisés dans le cadre de ce travail sont donnés figure II.8 relatives à la bande DUV (170-800nm). La source de lumière UV est une lampe Deutérium de 30-40W de puissance.

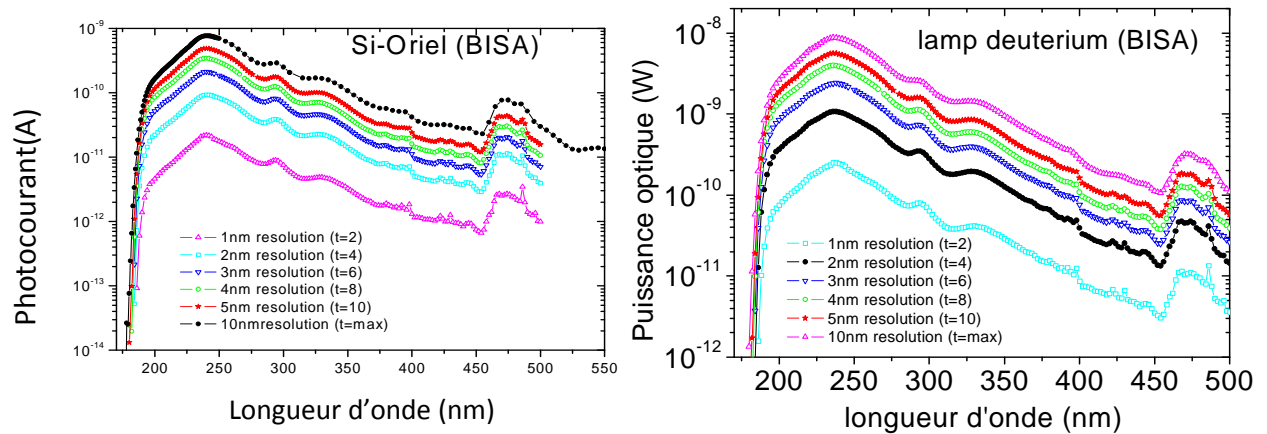


Figure II.8: (a) Spectres du photocourant et (b) de la puissance optique de la lampe de Deutérium en utilisant un détecteur de Silicium de chez Oriël.

En régime de faible injection et sous faible illumination ($\sigma(h\nu)\phi_0 t \ll 1$), la caractéristique $I(V)$ mesurée ou I_{ph} évolue proportionnellement à la section efficace de capture des pièges par la relation [15]:

$$\sigma(h\nu) \equiv I_{ph} / (I_{obscurité} \cdot \phi_0 \cdot t) \quad (II.26)$$

Où t est le temps d'illumination qui est de 62×10^{-3} s et le produit $\phi_0 \cdot t$ représente le nombre total de photons/cm² incidents sur la structure durant l'illumination.

Il est aussi possible de déterminer les sections efficaces de capture en surface en fonction de l'énergie des photons incidents [16]. En effet, les niveaux d'énergie de ces pièges et le type de transition sont déduits de la courbe de photoréponse. D'après le modèle de Inkson [16], les sections efficaces de capture peuvent être obtenues en fonction de la nature des transitions inter sous-bandes. Le tableau II.1 donne selon la transition (directe ou indirecte) et si la transition est permise ou interdite, les formules permettant de remonter à la section efficace de capture des pièges.

Les transitions verticales (ou directes) correspondent à des transitions ne modifiant pas le vecteur d'onde de l'électron autrement dit, celui-ci change de niveau d'énergie mais reste dans la même direction de l'espace réciproque.

Une transition permise s'effectue quant à elle avec l'extremum d'une autre bande d'énergie, alors qu'une transition interdite a lieu avec des points du diagramme non situés sur des extrema de bandes.

Propriétés des transitions	Verticale	Non verticale
Optique interdite	$\sigma_A \equiv (h\nu - E_T)^{3/2} / h\nu (h\nu + E_T(m_T/m^* - 1))^2$	$\sigma_C \equiv (h\nu - E_T)^{3/2} / (h\nu)$
Optique permise	$\sigma_B \equiv (h\nu - E_T)^{1/2} / h\nu (h\nu + E_T(m_T/m^* - 1))^2$	$\sigma_D \equiv (h\nu - E_T)^{1/2} / (h\nu)$

Tableau II.1: Forme d'évolutions analytiques des sections efficaces de capture.

Un exemple de sections efficaces de capture est représentées sur la figure II.10 pour un niveau de piège situé à 1eV et pour $m_T = m^*$ (m_T représente la masse effective liée aux défauts).

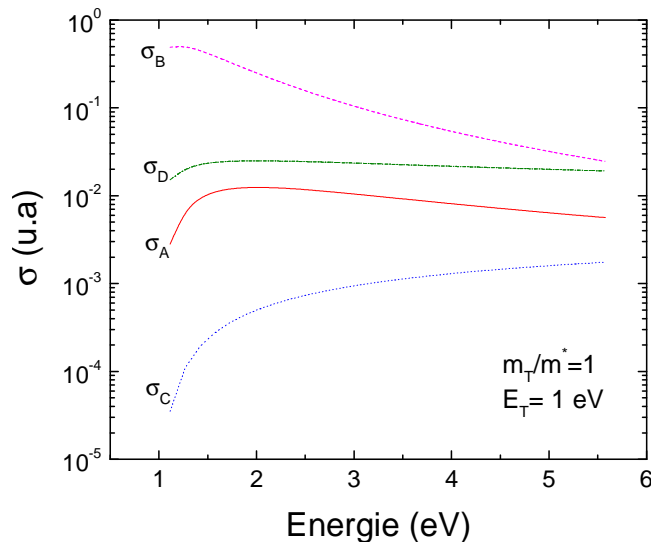


Figure II.9: Exemple de variations des sections efficaces de capture en fonction de l'énergie d'après le modèle de Inkson [16] dans le cas où l'énergie du piège est définie par $E_T = 1 \text{ eV}$ et pour $m_T = m^*$.

II-1.2.2 Dans le domaine EUV

L'équipement disponible à PTB-BESSY II à Berlin (*Physikalisch-Technische Bundesanstalt laboratory au Berliner Elektronenspeicherung-Gesellschaft für Synchrotronstrahlung*) permet la mesure de la sensibilité des photodétecteurs fonctionnant sous vide dans la gamme de l'extrême UV et des RX. Ces mesures ont été réalisées avec la collaboration de l'Observatoire Royal de Belgique.

La radiation synchrotron est réalisée sous incidence rasante avec un faisceau radiométrique de rayons X pour le domaine EUV. En faisant varier la résolution (1 à 10nm), le spectre de photocourant mesuré est d'autant plus élevé que la résolution est grande.

Les figures II.10 et II.11 montrent des photos du montage des photodétecteurs et du principe de mesure électrique des MSM dans le bâti à PTB.

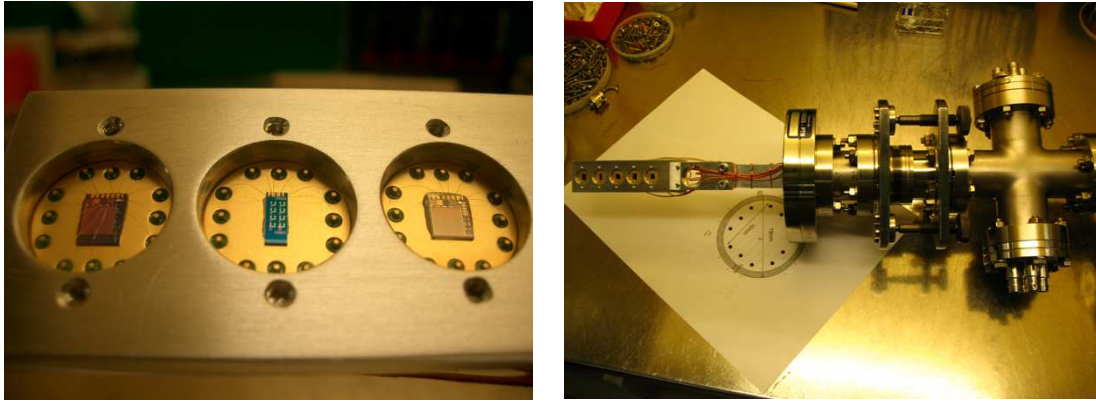


Figure. II.10: Photographies de quelques photodétecteurs MSM montés sur un chuck de PTB-BESSY.

Figure II.11: Représentation schématique du dispositif de mesure électrique des photodétecteurs MSM au sein du bâti de mesure chez PTB.

A PTB, nous disposons de 2 sources de faisceaux. Les mesures des réponses spectrales sont calibrées par rapport à celles de détecteurs de référence constituées de photodiodes Pt-Si lesquelles sont stabilisées en température et calibrées en absolu par rapport à la source incidente (λ_i).

Le faisceau peut être orienté de manière à pouvoir moduler la gamme fréquentielle. En incidence rasante, nous obtenons un faisceau dont la longueur d'onde varie de 1 à 30nm (soit 1240-41.3eV) et en incidence normale, de 40 à 240nm (soit de 5.2 à 310eV) (quelques fois jusqu'à 600nm).

Au dessus de 200nm, on utilise des lampes calibrées associées à un double monochromateur et d'un couple collimateur + lentille. Dans ce cas, une photodiode Si est utilisée comme référence (attention, la plage d'utilisation de ce capteur qui varie de 340 à 1100nm).

Plusieurs sources peuvent être utilisées : des standards à tungstène (Quartz-halogène) à 1000W pour un spectre de 250 à 2400nm ; à deutérium pour la calibration en absolue dans la gamme 180-400nm.

Les spectres de lampes à décharges (Xénon) ou à cathode creuse offrent aussi des dizaines de raies utiles pour l'étalonnage aux longueurs d'onde de 200nm à 1 μ m. Les lasers He-Ne et He-Cd offrant 6 faisceaux à : 325 nm, 441.6 nm, 514nm, 543.5nm, 594.1nm et 632.8nm.

Les fenêtres optique utilisées en fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente sont composées de : KBr ($4800-450\text{cm}^{-1}$), CaF_2 ($11000-1850\text{cm}^{-1}$) ou en Quartz ($25000-20000\text{cm}^{-1}$).

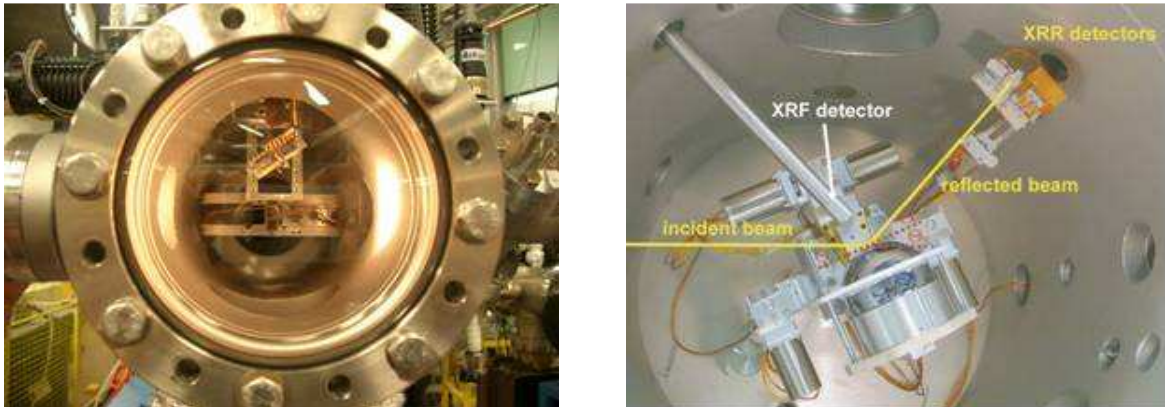


Figure II.12: Vue de l'extérieur et de l'intérieur de la chambre sous vide à PTB-BESSY II pour la mesure de la sensibilité des photodétecteurs en incidence rasante et normale.

Le photocourant des dispositifs est mesuré à l'aide d'un ampèremètre Keithley. Avant toute mesure, la réponse spectrale, la stabilité du signal, le courant d'obscurité et l'offset sont déterminés à température ambiante et dans le noir. La mesure de la réponse spectrale absolue se fait en 3 étapes :

- Balayage aux différentes longueurs d'ondes d'intérêt [1-30]; [40-80]; [80-115] et [115-240]nm avec la photodiode de référence.
- Même mesure avec le photodétecteur à étudier.
- Puis, second balayage avec la photodiode de référence.

Les mesures sont répétitives afin de vérifier leur stabilité et leur reproductibilité.

Le diamètre du faisceau est approximativement de 0.3mm pour les faisceaux à incidence rasante et la taille du spot passe à $(2 \times 1)\text{mm}^2$ en incidence normale. Le protocole complet de mesure en absolue pour les photodétecteurs destinés au projets LYRA et BOLD est donné dans le document [17].

II-2 Spectroscopie microRaman (μRM)

La spectroscopie Raman est une technique largement employée pour étudier les modes de vibration d'assemblages atomiques ou moléculaires et notamment du réseau cristallin.

La diffusion Raman est une diffusion inélastique de phonons entraînant un changement de la longueur d'onde de la radiation émise par l'échantillon. Elle correspond à la modulation de la polarisabilité du cristal par les modes de vibrations optiques (au centre de la première zone de Brillouin, $q=0$). Les décalages de fréquences observés entre la fréquence initiale du faisceau incident et les fréquences du spectre de diffusion sont caractéristiques d'une vibration donnée et correspondent aux fréquences de vibration des atomes constitutifs de l'assemblage.

Lorsque le faisceau incident excitateur de fréquence ν_0 traverse un échantillon, certains photons interagissent avec des atomes et subissent des modifications énergétiques. On observe alors différents cas:

→ Si les photons traversent l'échantillon sans changement d'énergie, on parle de diffusion Rayleigh.

→ Au contraire, s'il y a changement d'énergie, on parle de diffusion Raman. On observe alors chaque type de vibrations sous la forme de deux raies de part et d'autre de la raie excitatrice. Il s'agit de la raie Stokes (perte d'énergie) et de la raie anti-Stokes (gain d'énergie) (figure II.13).

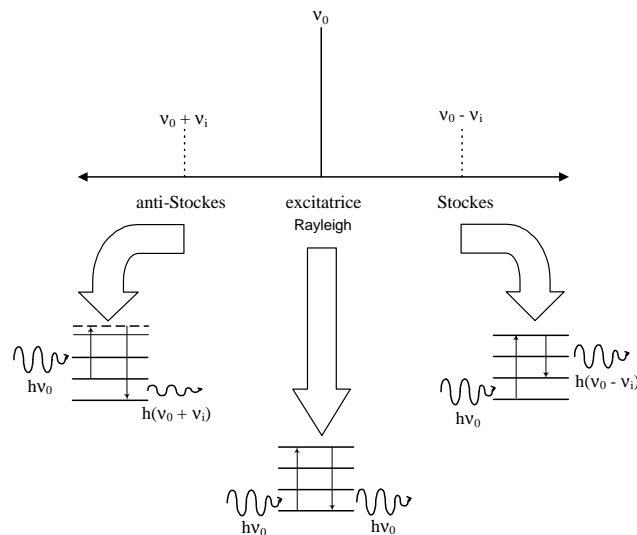


Figure II.13: Représentation schématique des diffusions opérables lors des mesures Raman.

Dans le processus de diffusion Raman, les variations d'énergie sont mesurées en écart relatif par rapport à l'énergie excitatrice: c'est le déplacement Raman exprimé en cm^{-1} . Par conséquent, les spectres sont établis en indiquant le déplacement Raman en nombre d'onde des photons diffusés par rapport aux photons issus de la diffusion Rayleigh, de même fréquence que la longueur de l'onde excitatrice : $\nu(\text{cm}^{-1}) = 1/\lambda_{\text{Rayleigh}} - 1/\lambda_{\text{Stokes}}$.

Cependant, toutes les vibrations ne se manifestent pas à la fois en diffusion Raman et en absorption infrarouge. Le mécanisme d'interaction et les règles de sélection sont différents dans les deux techniques spectrales. C'est pourquoi, ce sont deux techniques complémentaires qui permettent à elles-seules de donner une réponse physique complète sur la désignation d'un matériau.

Dispositif μRM

Les mesures ont été réalisées à température ambiante sur un microspectrophotomètre Jobin Yvon ou similaire. Ces microspectromètres sont équipés d'un microscope confocal, d'un spectrographe de 800mm de focale et d'un détecteur CCD. Le système est dédié aux mesures dans l'UV, le visible et le proche IR.

Ce dernier est couplé à un laser à l'état solide UV ($\lambda=266\text{nm}$). Le diamètre du spot laser sur la surface des échantillons avoisine les $1.6\mu\text{m}$. La puissance d'excitation est de 230 mW au laser et de 9.6 mW sur l'échantillon au maximum. A l'aide de filtres, il est possible de réduire les puissances sur la cible (4.3mW, 2.3mW, 0.73mW et $30\mu\text{W}$). D'autres appareils similaires ont été utilisés pour lesquels les longueurs d'onde peuvent varier à partir de sources excitatrice à 488 nm (bleu), 514.5 et 547nm (vert) et 632 nm (rouge) en fonction de la nature du matériau à analyser. La résolution spatiale y est meilleure ($<1\mu\text{m}$). La profondeur de pénétration peut être ajustée avec un pas minimum de $1\mu\text{m}$.

La photoluminescence peut-être définie comme la radiation photonique produite par un semi-conducteur à la suite d'une excitation lumineuse. Au sein d'un SC, on identifie 3 types de transitions (Figure II.14) parmi lesquelles on différencie celles qui sont radiatives (émission de photons) et celle non radiatives. Les transitions radiatives dites inter-bandes sont à leur tour classifiées selon la configuration des bandes du SC en transitions directes et indirectes. Dans le premier type, la recombinaison radiative de la paire e-h s'effectue de façon directe alors que dans le cas d'une transition de type indirecte, la recombinaison se fait via l'intervention d'une troisième particule à savoir le phonon (vibration du réseau cristallin), afin de conserver le vecteur d'onde \mathbf{k} total de la transition.

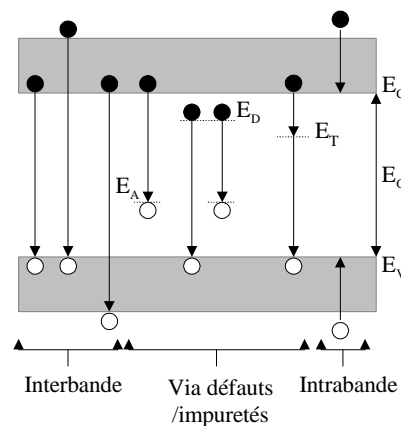


Figure II.14: Transitions principales au sein d'un semi-conducteur.

La spectroscopie de photoluminescence est très intéressante car non destructive pour caractériser le matériau et la qualité de sa surface ou des interfaces. Elle ne requière pas de préparation spécifique du matériau ou l'élaboration d'un composant spécifique cependant, elle ne peut pas être appliquée aux SC à LBI utilisés pour les applications spatiales envisagées (car $E_G > 4.65\text{eV}$) (# $\text{Al}_m\text{Ga}_{1-m}\text{N}$ avec $m < 45\%$).

Quant au flux de photons, il est variable en fonction de la puissance du faisceau incident (de 5nW à 9mW en UV) sinon elle est prise à 10mW pour les autres longueurs d'ondes.

II-3 Spectroscopie Infrarouge

L'analyse par Spectroscopie Infrarouge à Transformée de Fourier (FTIR) est une méthode non-destructive, qui fournit une information rapide sur la composition et la structure cristalline d'un film déposé.

Le système optique du spectromètre utilisé "Unicam Mattson 3000 FTIR" est basé sur un interféromètre de Michelson (Figure II.15). Une lame semi-transparente divise la source lumineuse en deux faisceaux qui, après réflexion sur les miroirs M_1 et M_2 , se recombinent sur la séparatrice, donnant lieu à une figure d'interférence. Le mouvement du miroir M_1 permet de moduler la longueur d'onde analysée.

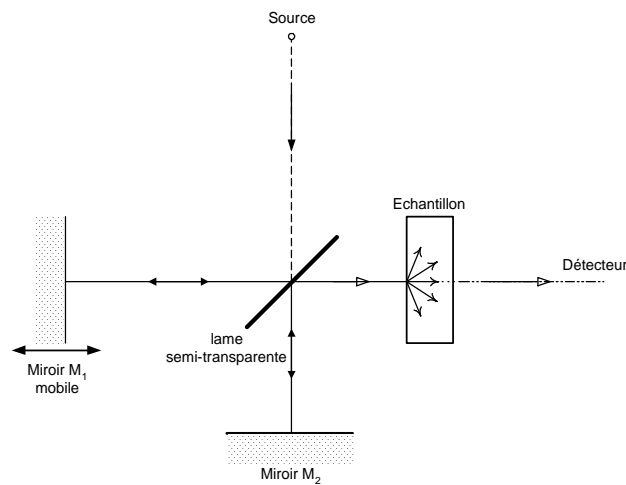


Figure II.15: Schéma du principe infrarouge à transformée de Fourier.

Les films minces réalisés pour cette analyse, sont déposés sur des substrats de silicium choisis préalablement pour leur transparence aux radiations utilisées. L'interférogramme contient non-seulement des informations concernant la source et le substrat, mais surtout les caractéristiques de transmission du film déposé. Pour supprimer les composantes "source" et "substrat" dans l'interférogramme, on réalise un étalonnage de l'appareil sur un substrat vierge provenant du même wafer que celui où est déposé le film (en l'occurrence : la référence "background").

La transformée de Fourier de l'interférogramme final permet d'obtenir la réponse spectrale du film, avec les différents pics d'absorption associés aux transitions entre niveaux d'énergie vibrationnels, caractéristiques du matériau déposé.

Le domaine spectral de l'appareil couvre le proche infrarouge, soit de 1000cm^{-1} ($1,5\mu\text{m}$) au lointain infrarouge à 30000cm^{-1} . Nous nous focaliserons dans le domaine de l'infrarouge moyen ($4000\text{-}400\text{cm}^{-1}$). La meilleure résolution est de $0,5\text{cm}^{-1}$, mais pour des raisons pratiques, le pas utilisé pour la plupart des spectres effectués est de 2cm^{-1} , ce qui s'avère suffisant. Les mesures sont toutes faites sous N_2 de manière à minimiser les pics à 2360cm^{-1} et 680cm^{-1} caractéristiques de l'absorption du CO_2 ambiant.

II-4 Spectroscopie des lignes noires (*m*-lines)

Cette technique permet de déterminer les propriétés optiques d'une couche mince si cette dernière est un guide d'onde planaire. Elle utilise principalement le couplage par prisme pour exciter les modes guidés. Il est alors possible de remonter avec une grande précision aux indices et à l'épaisseur optique de la couche. L'appareil utilisé est un **Metricon™ 2010 modèle** commerciale et dispose de différentes sources laser 457, 488, 547, 632, 1035, 1365 et 1585nm. Ce modèle dispose d'un prisme à angle droit (angle $A_p=43.4^\circ$ pour les indices $n_{TE}=2.8657$, $n_{TM}=2.5834$).

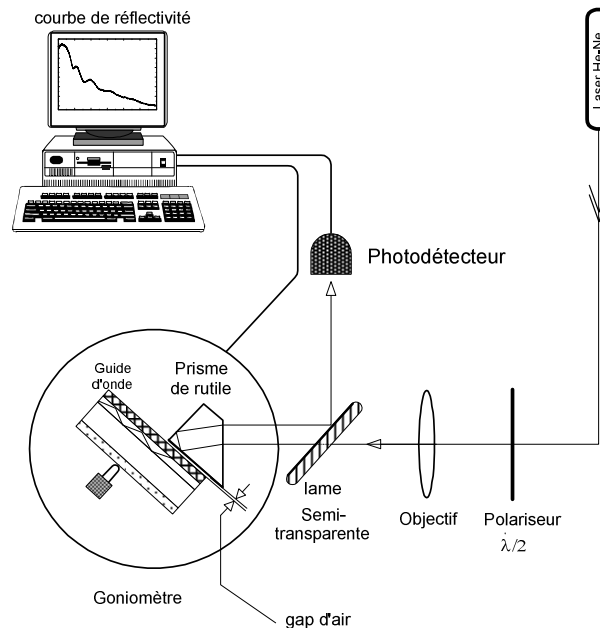


Figure II.16: Représentation schématique du dispositif expérimental de mesure par spectroscopie des lignes noires.

Le principe consiste à déterminer les angles particuliers permettant la propagation du faisceau laser dans un guide d'onde planaire (film mince) par couplage de l'onde évanescente obtenue à la base d'un prisme d'indice optique élevé. Il apparaît que la réponse dépend de l'état de polarisation de l'onde, suivant que celle-ci est transversale magnétique (TM) ou électrique (TE) (**figure II.16**).

L'acquisition et le traitement des mesures se font numériquement. Les modes TE permettent d'obtenir l'indice ordinaire " n_o " et l'épaisseur " d " du film. Puis à partir de l'équation de dispersion généralisée, les modes TM permettent d'obtenir l'indice extraordinaire " n_e " et l'orientation de l'axe optique " c " par rapport à la normale de l'échantillon.

Cette technique nécessite des films d'épaisseur supérieure à 500nm en moyenne, pour que le guidage soit possible compte tenu de la longueur d'onde du faisceau laser incident et l'indice optique de la couche doit être plus grand que celui du substrat (verre, quartz, Al_2O_3 , SiC).

II-5 Diffraction aux Rayons X

La structure cristalline des couches a été analysée par diffraction des rayons X. Cette méthode, applicable principalement aux matériaux cristallisés (en poudres, monocristallins ou polycristallins), a pour principe la diffraction des rayons X par le réseau cristallin des grains du matériau. Un matériau polycristallin est composé d'une multitude de grains (domaines cristallisés considérés comme des monocristaux), eux-mêmes constitués d'empilements de plans cristallins. Ces plans sont définis par leurs indices de Miller (hkl), caractérisant l'orientation du réseau par rapport à la maille cristalline élémentaire et par leur distance interréticulaire d_{hkl} . Cette distance peut être mesurée par diffraction des rayons X par le biais de la loi de Bragg :

$$2d_{hkl}\sin\theta=n\lambda$$

où n est l'ordre de la réflexion, λ la longueur d'onde du rayonnement X utilisé (du même ordre de grandeur que les distances sondées) et θ est l'angle d'incidence (également appelé demi-angle de déviation (voir fig. II.17a) dans le cas où la normale aux plans diffractants est confondue avec la normale à la surface de l'échantillon, c'est-à-dire en géométrie dite θ - 2θ ou diffraction symétrique).

Cette technique, selon les configurations expérimentales utilisées, permet d'obtenir des informations sur la nature des réseaux cristallins (type d'arrangement cristallographique, phases cristallines, ...) et sur leurs propriétés (statistique d'orientation des cristallites, taille des cristallites, taille moyenne des domaines, micro- et macro-déformations du réseau, contraintes associées...).

Le diffractomètre à montage θ - 2θ utilisé est un Siemens D5000 avec une source anti-cathode en cuivre utilisant la raie $K\alpha$ du cuivre de longueur d'onde 0,15406nm. Le pas de mesure est de 0,02°. Ce type d'appareillage permet de par son principe de fonctionnement, de ne sonder que les grains dont les plans sont parallèles à la surface de l'échantillon (voir fig. II.17a).

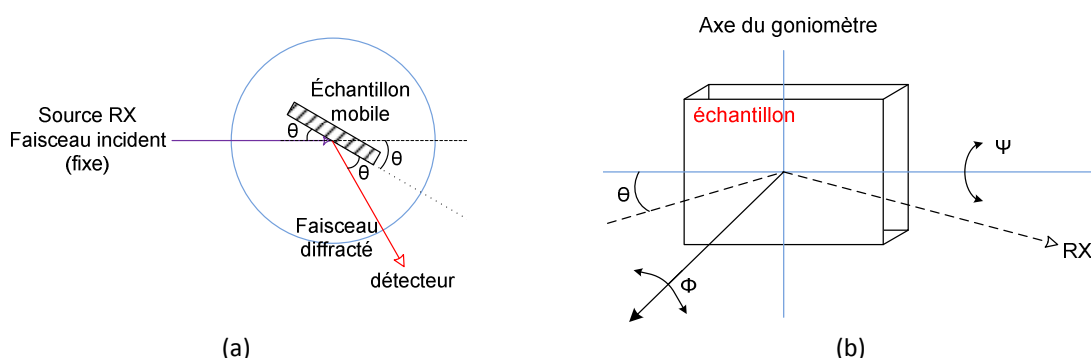


Fig. II.17 : (a) Schéma du montage θ - 2θ ; (b) Schéma illustrant les mouvements de l'échantillon selon les angles ϕ et ψ .

Nous avons aussi utilisé un diffractomètre à goniomètre 4 cercles. Dans ce type de montage, le détecteur est placé dans une position de Bragg choisie, i.e. selon un angle 2θ défini et le mouvement

de l'échantillon peut s'effectuer selon les deux angles d'Euler Φ et ψ (voir fig. II.17b). L'angle Φ représente la rotation de l'échantillon dans son propre plan, autour de la normale à sa surface et l'angle ψ représente sa rotation autour de la direction perpendiculaire à l'axe du goniomètre (axe autour duquel l'échantillon se meut dans la configuration θ - 2θ).

L'utilisation de l'angle ψ du diffractomètre 4 cercles nous permet de réaliser une analyse plus fine de la répartition des cristallites que celle obtenue avec le montage θ - 2θ . En effet, en connaissant la position en 2θ d'un pic de diffraction donné, il est possible de sonder la répartition des cristallites autour de cette position en fixant l'angle 2θ et en faisant varier l'angle ψ . Ce type d'analyse diffractométrique est appelée *rocking-curve*. Il permet d'une part de mettre en évidence une éventuelle orientation préférentielle dans le film caractérisé et d'appuyer les analyses de texture effectuées en montage θ - 2θ . Mais il permet également de déterminer la répartition de la variation angulaire des cristallites orientées selon une même direction cristallographique. Le diffractomètre utilisé dans cette configuration est un Seifert XRD 3000, avec une anti-cathode également en cuivre, à foyer ponctuel (1x1)mm².

III-Conclusion

Ce chapitre décrit les outils théoriques et expérimentaux que nous avons utilisés. La première partie de ce chapitre comporte une description du modèle de simulation utilisé afin de prédire le comportement électrique des photodétecteurs MSM à l'aide du logiciel multiphysiques COMSOL®. Ce dernier utilise les données Monte Carlo déterminées au chapitre 1 et est conçu de manière à coupler le modèle électrique énergie-balance sous excitation lumineuse (en UV) avec un modèle thermique. La seconde partie de ce chapitre donne une description des différents outils de caractérisation des matériaux SC utilisés (FTIR, μ RM, des lignes noires, DRX) et des dispositifs de mesures des performances des composants à étudier (banc de mesures dans les gammes X-EUV et DUV-UV-Visible).

Références

- [1] K. Blotekjaer, "Transport equations electrons in two-valley semiconductors," *IEEE Transaction Electrons Device* vol. 17 pp. 38-47, 1970.
- [2] L. Baudry, "Etude théorique du transport électronique dans des structures à dimensionnalité réduite. Application à la simulation Monte Carlo d'hétérostructures pseudomorphiques," Thèse de doctorat, USTL, 1993.
- [3] K. Tomizawa, "Numerical simulation of submicron semiconductor devices" Artech House, 1993.
- [4] T.-A. D. J. Jyegal, "Correct and rigorous single-electron-gas hydrodynamictransport model for multi-valley semiconductors," *Solid State Electronics*, vol. 37, pp. 1603-1609, 1994.
- [5] G. S. T. Shawki, O. El-Sayed "MODFET 2-D hydrodynamic energy modelling: optimization of subquarter-micron-gate structures," *IEEE Transaction Electrons Device*, vol. 37, pp. 21-30, 1990.
- [6] G. Baccarini, "An investigation of steady-state velocity overshoot in silicon," *Solid State Electronics*, vol. 28, pp. 407-416, 1985
- [7] T. Simlinger, H. Brech, T. Grave and S. Selberherr, "Simulation of submicron double-heterojunction high electronmobility transistors with MINIMOS-NT," *Electron Devices, IEEE Transactions* vol. 44, pp. 700-707, 1997.
- [8] L. Varani, C. Palermo, J.-C. Vaissiere, A. Greiner and L. Reggiani, "Avoiding spurious velocity overshoot in hydrodynamic simulation of deep submicron devices by a physical modelling of heat transport," *Semiconductor Science and Technology*, vol. 19 pp. 142-144, 2004.
- [9] H. Hjelmgren, "Numerical modeling of hot electrons in n-GaAs Schottky barrier diodes," *IEEE Transactions on Electron Devices* vol. 37, 1990.
- [10] J. Hedoire, "Simulation hydrodynamique bidimensionnelle de transistors de type HEMT pseudomorphique : Analyse physique et optimisation pour l'amplification de puissance hyperfréquence," These de Doctorat, USTL 1997.
- [11] M. Liang and M.-E. Law, "Influence of Lattice Self-Heating and Hot-Carrier Transport on Devices Performance," *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 41, pp. 2391-2397, 1994.
- [12] M. Reiser, "On the Stability of Finite Difference Schemes in Transient Semiconductor Problems," *Computer Methods in Applied Mechanics and Engineering*, vol. 2, p. 65, 1973.
- [13] B. Benbakhti, "Analyses physique et thermique de transistors à effet de champ de la filiere GaN : optimisation de structure pour l'amplification de puissance hyperfréquence " thèse de doctorat, USTL, 2006.
- [14] S. Selberherr, "Analysis and Simulation of Semiconductor Devices," *Springer Verlag, Wien*, 1984.
- [15] P. B. Klein, S. C. Binari, J. J. A. Freitas and A. E. Wickenden, "Photoionization spectroscopy of traps in GaN metal-semiconductor field-effect transistors," *Journal of Applied Physics*, vol. 88, pp. 2843-2852, 2000.
- [16] J. C. Inkson, "Deep impurities in semiconductors. II. The optical cross section," *J. Phys. C: Solid State Phys*, vol. 14, pp. 1093-1101, 1981.
- [17] B. Beckhoff, A. Gottwald, R. Klein, M. Krumrey, R. Müller, M. Richter, F. Scholze, R. Thornagel and G. Ulm, "A quarter-century of metrology using synchrotron radiation by PTB in Berlin," *Phys. Status Solidi B*, vol. 246,, pp. 1415-1434, 2009.

Chapitre 3

*Technologie des composants
et Caractérisations matériaux*

I- Introduction

Ce chapitre est consacré aux aspects fabrication des dispositifs et analyse des matériaux à LBI. La première partie de ce chapitre est consacrée à la description des principales étapes technologiques relatives à la réalisation des photodétecteurs UV sur des SC à LBI.

La seconde partie présente les caractéristiques matériaux des différents matériaux SC utilisés dans le cadre de ce travail en utilisant des techniques décrites au chapitre 2.

II- Technologies des composants

Cette partie comporte une description non exhaustive des différentes étapes utiles à la fabrication de capteurs UV MSM ou PiN.

II-1 Procédés technologiques sur les SC III-N à LBI (Al(Ga)N et BN)

Le matériau (Al,Ga)N peut être synthétisé à deux températures différentes selon la technique de croissance (MOCVD à 1050°C et MBE à 800°C) [1]. Cette différence de procédé se traduit par une tenue en température du SC élaboré, meilleure en MOCVD qu'en MBE, ce qui a pour conséquence une meilleure immunité du matériau notamment après recuit à haute température.

Les principales méthodes de gravure des nitrures III-N à LBI par voie sèche ou humide sont décrites en vue de réaliser un recess de contact ohmique ou Schottky ou une isolation de type méso. Les avantages et les inconvénients de chacune de ces techniques sont présentés. L'isolation par implantation est une technique alternative à la gravure. Enfin, les mécanismes de formation des contacts ohmiques et Schottky sont brièvement rappelés en vue de leur réalisation technologique.

II-1.1. Présentation des principales étapes

II-1.1.1 Les contacts ohmiques

Pour atteindre des performances optimales en réception, il est indispensable de réaliser des contacts ohmiques de faible résistivité dans le cas des photoconducteurs. Plusieurs conditions permettent d'obtenir une faible résistance de contact sur des SC à LBI. La première consiste à doper fortement le matériau sous le métal. Les électrons peuvent ainsi traverser avec facilité une fine zone de charge d'espace par effet tunnel. Cependant, pour diverses raisons (coût, rapidité du process...), l'approche utilisée sur nos matériaux nids consiste à utiliser le savoir technologique optimisé sur les transistors HEMT AlGaIn/GaN. Ce dernier est basé sur un choix expérimental judicieux du schéma de métallisation et du prétraitement de surface [2].

Il est aujourd'hui communément admis que le contact ohmique sur les nitrures III-N (GaN, AlN) est basé sur le bicouche Ti ($\phi_m=4.33\text{eV}$) sur Al ($\phi_m=4.28\text{eV}$) suivi d'un post-recuit à haute température. Ce processus de formation du contact ohmique peut de même supposé être applicable au BN.

Le titane est le premier métal déposé sur (Al,Ga)N. Il présente un faible potentiel d'ionisation qui permet d'avoir une jonction M/SC ayant une des hauteurs de barrière Schottky les plus petites avec un travail de sortie du métal de 4.25eV. L'aluminium est essentiel dans la formation du contact ohmique et son rôle est lié au bilan thermique apporté au cours du recuit. Après le dépôt du multicouche métallique par évaporation au canon à électrons sous ultraviolet, les contacts ohmiques sont recuits à haute température ($\geq 700^\circ\text{C}$) au dessus du point de fusion de l'aluminium (660°C à la pression atmosphérique sous N_2). Généralement, la température de recuit est autour de 900°C et le recuit est souvent réalisé sous N_2 ou sous vide par recuit flash (RTA).

Le mécanisme de base responsable de la formation du contact ohmique est l'extraction de l'azote N du GaN (respectivement AlN) par le titane à l'aide d'un recuit thermique. Ce processus engendre alors une forte densité de vacances en azote V_N , lesquelles constituent des centres donneurs à proximité de l'interface MS de façon à bloquer le niveau de Fermi et donc créer une jonction MS de type tunnel. A l'interface, il se forme une couche de TiN ($\Phi_m=3.75\text{eV}$) très stable thermiquement et de faible résistance de contact. Cependant, à haute température l'activité du titane est telle qu'il forme des trous sous la couche de TiN et dégrade par conséquent fortement le contact ohmique. Pour y remédier, l'usage d'un séquentiel Ti/Al au lieu du Ti seul est couramment adopté. En effet, la présence de l'aluminium permet de réduire la réactivité du titane à haute température ($>900^\circ\text{C}$), à condition de trouver un compromis sur une épaisseur de Ti/Al optimale. Ainsi, l'effet tunnel assisté par effet de champ reste le mécanisme de conduction dominant pour ces contacts ohmiques [3].

La métallisation qui donne statistiquement les meilleurs contacts ohmiques sur n-GaN est Ti/Al/Ni/Au (15/220/40/50)nm recuite à 900°C pendant 30s sous azote. Une couche d'or superficielle est nécessaire afin de pouvoir assurer une bonne conductivité électrique lors du dépôt des plots d'épaissement également en or et permet de prévenir la bicouche Ti/Al d'une oxydation certaine. Une barrière métallique est intercalée avant la couche d'or afin de limiter autant que possible, la diffusion de l'or et de l'alliage Al-Ti et éviter ainsi la formation d'un alliage friable après recuit (peste pourpre). Cette barrière peut être réalisée avec différentes métallisations comme par exemple Ni, Pt, Mo, Ti, Ta, V, W... Cependant, la plupart des technologues favorisent le métal le plus réfractaire comme le Tungstène ($T_{\text{fusion}}\approx 3410^\circ\text{C}$), le Molybdène ($T_{\text{fusion}}\approx 2625^\circ\text{C}$) ou le Nickel ($T_{\text{fusion}}\approx 1455^\circ\text{C}$) pour la stabilité thermique des composants. Les schémas de métallisation souvent présentés dans la littérature sont Ti/Al/Ti/Au, Ti/Al/Ni/Au, Ti/Al/Mo/Au et Ti/Al/Pt/Au.

Tous les contacts électriques réalisés dans ce travail sont définis à partir d'une lithographie optique.

La métallisation Ti/Al/Ni/Au déposée par évaporation au canon à électrons a donc été utilisée pour l'élaboration des contacts ohmiques. Elle est précédée par une désoxydation à l'aide d'une solution HCl diluée (1:1) pendant 1mn30 suivi d'un rinçage de 10s à l'EDI. Au préalable à la métallisation est effectué un décapage doux de la surface au moyen d'un bombardement à l'argon à 170eV pendant

1mn30 in-situ dans le bâti de métallisation sous vide (cf. figure III.1). Après l'opération de lift-off, ces contacts subissent ensuite un recuit rapide à 900°C pendant 30s sous N₂.

II-1.1.2 Les contacts Schottky

De nombreuses publications ont rapporté différentes métallisations par évaporation pour former un contact Schottky sur GaN ou AlN à dopage résiduel de type N. Les plus courantes sont : Au[4], Ni[5], Ni/Au [6], Pt, W [7], Ru [8], Mo [9], Cu [10] etc.... Les schémas de métallisation les plus couramment présentés dans la littérature sont : Mo/Au, Ni/Mo/Au, Pt/Ti/Au, Ni/Au et Au. L'ensemble des tests est réalisé sur des structures AlGaIn/GaN nid. Le comportement électrique est conditionné par le type de prétraitement combiné à ces métallisations (avec et sans désoxydation de la surface (HCl/H₂O pendant 90s), suivi ou pas d'un décapage physique à l'argon (Ar⁺) à 200eV pendant 2mn), ainsi que par le recuit post-dépôt entre 300 à 500°C pendant 20mn. Ceci a pour effet de modifier l'état de surface (donc de l'interface MS) dans un premier temps et de recristalliser ou réparer l'interface dans un deuxième temps. Il doit se faire sous vide ou sous gaz inerte tel que N₂. De plus, cette procédure permet souvent d'améliorer l'adhérence du métal sur le SC et de stabiliser le comportement électrique du contact Schottky qui peut présenter quelques fois des fluctuations sur ses caractéristiques.

Le contact Mo/Au est celui qui présente la commande en tension la plus efficace mais il nécessite une passivation et un recuit longue durée. L'ensemble des études menées au laboratoire montre que le prétraitement de surface, cumulant la désoxydation et le décapage physique, est à proscrire et qu'il n'est pas évident de trancher entre la désoxydation ou le décapage physique seul [2].

La possibilité éventuelle de déposer la métallisation du contact redresseur par pulvérisation cathodique élargirait considérablement la panoplie des métallisations accessibles et permettrait en particulier le dépôt de métaux de transition réfractaires ainsi que de leurs nitrides, siliciures, carbures et borures associés. En effet, il est reconnu actuellement que ce procédé de dépôt en technologie Silicium, produit des caractéristiques de contacts améliorées par rapport à celles réalisées avec une métallisation évaporée. En effet, l'obtention d'un contact redresseur par cette technique a permis de se concentrer davantage sur cet outil pour réaliser des contacts Schottky. C'est ainsi que plusieurs tests comme TiW, Au etc... ont montrés le contact TiN/Au comme le plus prometteur bien au-delà de tout ce qui avait été obtenu jusqu'à présent.

Les conditions de dépôt optimisées sont définies comme : $P_{RF}=100W/d_{Ar}=30sccm/V_{autopolariation}=225V$, avec une distance cible-substrat de 6cm sur un porte substrat non chauffé.

Pour de faibles épaisseurs de TiN, il est observé que la contrainte résiduelle est quasiment nulle après recuit. En fait, la contrainte résiduelle d'une fine couche de TiN (~10nm) évolue de 4.6GPa

après dépôt, à 4.9MPa après recuit soit une réduction de 3 ordres de grandeur. Les résultats TEM [2] montrent que le film de TiN déposé présente une orientation cristalline préférentiellement (111) sur (Al,Ga)N. L'épaisseur optimale de TiN est comprise entre 5nm et 10nm, laquelle permet d'obtenir des fuites de courant minimales et des hauteurs de barrière maximales.

Sans décapage de la surface au préalable, le contact présente après recuit un comportement isolant. A contrario, la désoxydation montre ne pas avoir d'influence particulière sur ces caractéristiques.

Contrairement aux grilles réalisées par évaporation où seul une désoxydation ou un décapage physique permet l'obtention d'une caractéristique Schottky acceptable, il s'avère que pour les grilles réalisées par pulvérisation, un décapage physique à l'argon soit obligatoire pour l'obtention d'un comportement Schottky après recuit.

Il est bien connu que les impuretés introduites par l'oxygène et les vacances d'azote correspondent à un dopant de type N qui est à l'origine du courant de fuite par effet tunnel à travers la barrière Schottky [11]. Le mécanisme de formation, déterminé par HRTEM et XPS, montre que l'énergie thermique apportée par un recuit à haute température ($\geq 500^\circ\text{C}$), aurait comme effet de mouvoir les atomes d'azote appartenant à TiN, de manière à combler les lacunes d'azotes en surface du SC. Ce recuit permet également d'activer les impuretés d'oxygène pour former une nanocouche de TiO_2 de type rutile (thermiquement plus stable que le TiN) avec le Ti à l'interface TiN/AlGa_xN, qui aurait tendance à passiver d'autres liaisons pendantes et autres impuretés présentes à cette surface. En conséquence, l'épaisseur de la barrière s'en trouve augmentée, impliquant une chute du courant par effet tunnel à travers la jonction. Aussi, il a été constaté que le dopage résiduel N_d-N_a en surface s'en trouve inversé après recuit. Dans ces conditions, le contact formé par TiN devient parfaitement redresseur. Aussi, en plus de la bonne tenue en température du contact Schottky, il faut également noter que la morphologie surfacique du contact est excellente, même après un recuit flash à haute température ($>900^\circ\text{C}$). Les caractéristiques électriques de cette électrode présentent une stabilité thermique qui permet son utilisation même pour des applications en environnement hostile comme dans le spatial.

II-1.1.3 Plots d'épaississements

Cette étape est généralement la dernière pour la fabrication du composant. Elle consiste à recouvrir les plots d'accès Schottky et ohmiques par des plots métalliques élargis, lesquels s'étalent sur les zones isolées du composant. Ces plots sont composés d'un bicouche Ti/Au (100/400nm) et sont généralement déposés par évaporation au canon à électrons.

II-1.1.4 Isolation et recess

Les techniques de gravure

Les deux principales méthodes de gravure utilisées pour graver avec plus ou moins de profondeur les matériaux III-N à LBI sont soit de type humide, soit de type sèche. Les principaux avantages et inconvénients de ces techniques de gravure sont présentés dans le [tableau III.1](#). La gravure humide nécessite néanmoins une attention particulière concernant l'orientation de la couche. Dans ce cas, la gravure s'effectue suivant les plans réticulaires, ce qui limite l'utilisation de cette technique.

La gravure sèche peut être isotrope ou anisotrope en fonction des conditions de plasma.

	Avantages	Inconvénients
Gravure humide	faible endommagement de la surface	- gravure suivant les plans réticulaires - non respect des motifs et des dimensions - nécessite des chimies chauffées
Gravure ionique par pulvérisation	profil anisotrope	- sérieux endommagement de la surface - rugosité importante - pas de sélectivité
Gravure sèche	- Dépend des conditions du plasma - Couplage des gravures physique et chimique - gravure rapide ou très lente - rugosité +/- importante	

Tableau III.1: Tableau récapitulatif des procédés de gravure disponibles.

- **Gravure humide** : Les chimies les plus réactives sont à base de KOH, NaOH (sels fondus) et H₃PO₄. Elles permettent de graver le matériau GaN jusqu'à 3.2µm/mn à des températures comprises entre 90°C et 250°C. Les gravures à partir des bases laissent apparaître les plans réticulaires {11-20}, {10-10} et {10-1-1} alors que les gravures à partir d'acide favorisent plutôt les plans {10-1-2} et {10-13} [12]. Les matériaux AlGaN riches en aluminium peuvent être gravés par ces mêmes chimies avec des températures de réaction plus basses (entre 50-100°C) [13]. Ce type de gravure est dans les cas qui nous concernent, ni isotrope ni anisotrope.

- **Gravure sèche** : La gravure sèche est une alternative à la gravure humide. Elle présente l'avantage majeur de former des profils anisotropes caractérisés par des flancs peu rugueux. Certains procédés permettent de limiter l'endommagement de la surface gravée mais toutes les gravures testées restent très sensibles aux taux de dislocations.

II-1.2 Technologie sur (Al)GaN

II-1.2.1 Gravure de GaN et AlN

Il existe de nombreux bâti de gravure dont les plus connus sont : **RIE** (Reactive Ion Etching), **ICP** (Inductively Coupled Plasma), **ECR** (Electron Cyclotron Resonance), **CAIBE** (Chemical Assist Ion Beam Etching), **MRIE** (Magetron Reactive Ion Etching), **LE4** (Low Energy Electron Enhanced Etching).

II-1.2.1.1 Reactive Ion Etching

Les conditions de gravure RIE entraînent des dommages de surface souvent important, diminuant par conséquent les performances électriques ou optiques du composant réalisé. Diminuer l'énergie des ions ou augmenter l'activité chimique du plasma pour réduire les dommages conduit souvent à une diminution des vitesses de gravure ou encore à des profils moins anisotropes.

De nombreux tests de gravure de (Al,Ga)N utilisant ce procédé, peuvent être trouvés dans la littérature. Le [tableau III.2](#) regroupe quelques cas particuliers avec les chimies les plus couramment utilisées.

Gaz utilisés	Puissance RIE	Vitesse de gravure	Pression/Tension d'autopolarisation	Réf.
SiCl ₄	0.12 à 0.72 W/cm ²	50nm/mn	40mTorr /-400V	[14]
BCl ₃ / SiCl ₄ (15sccm)	150W	105nm/mn	10mTorr	[15]
HBr (10sccm)	0.2 à 0.85 W/cm ²	5 à 50nm/mn	20mTorr/-100 / -400V	[16]
CHF ₃ /Ar (50/20sccm)	100 à 500 W	5 à 20nm/mn	100mTorr	[17]
CCl ₂ F ₂ /Ar (12/12sccm)	<5000W	40nm/mn	10mTorr	[18]

Tableau III.2 : Récapitulatif de quelques gravures pertinentes pour GaN disponibles dans la littérature.

Ce tableau permet de conclure que la majorité des gaz chlorés grave efficacement le matériau GaN. En effet, cette chimie est très efficace pour casser la liaison III-N et facilite la désorption des éléments gravés.

II-1.2.1.2 Plasma haute densité

Les plasmas **ECR**, **ICP** et **MRIE** ont amélioré les caractéristiques de gravure des matériaux III-N comparées aux réacteurs RIE. Dans ces plasmas, la densité est entre 2 et 4 fois supérieure à celle en plasma RIE, améliorant ainsi l'efficacité pour briser les liaisons III-N et désorber les produits de gravure. De plus, puisque l'énergie et la densité ionique sont découplées, les dommages liés au plasma sont plus facilement contrôlables. On peut trouver dans la littérature une multitude de techniques de gravure du GaN. Pearton et *al.* ont effectué les premiers travaux de gravure III-N en plasma **ECR** [19-20]. La vitesse de gravure du GaN et de AlN augmente avec l'énergie ou le flux des ions : 110nm/mn pour AlN, 70nm/mn pour GaN en Cl₂/H₂ avec une tension de polarisation -150V. Les motifs gravés sont anisotropes et la surface reste stœchiométrique dans une large gamme de conditions de gravure. Les premiers résultats de gravure de GaN en ICP ont été obtenus par Shul et *al.* en plasma Cl₂/H₂/Ar (ER(GaN)=690nm/mn) [21-22]

II-1.2.1.3 Gravure sèche

Gravure IBE

Cette technique est habituellement utilisée à des énergies de 170eV pour décaper une surface des résidus persistants (traces de résine, fine couche d'oxyde natif etc...), préalablement à une métallisation par exemple. Le canon à faisceau d'ion Argon est situé dans le même bâti d'évaporation que celui où sont réalisés les dépôts métalliques. En augmentant l'énergie des ions, il devient alors possible de graver avec des vitesses de gravure maximale de 10nm/mn. Des différences de vitesse de gravure interviennent en fonction du procédé d'épitaxie utilisé. La **figure III.1** montre la vitesse de gravure de couches $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ (MBE et MOCVD), mesurées en fonction de l'énergie des ions argon. Une vitesse de gravure de 4nm/mn est mesurée pour une énergie de 300eV et un débit Ar^+ de 12sccm suite à un léger décapage à 170eV pendant 90s. Il est nécessaire de souligner que le profil casquette de la résine est parfaitement maintenu pour l'opération de lift-off.

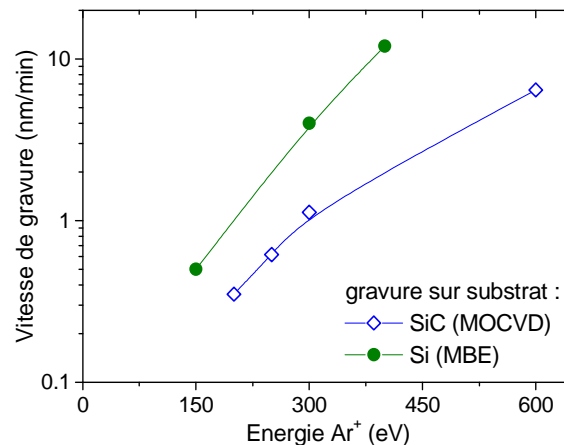


Figure III.1 : Comparaison de la vitesse de gravure par IBE d'une couche de $Al_{0.3}Ga_{0.7}N$ élaborée soit par MOCVD, soit par MBE.

La rugosité au fond de gravure reste inférieure au nm (sur $2\mu m^2$). C'est pourquoi, cette dernière technique de gravure a été choisie pour réaliser les contacts tests.

Gravure ICP

Différentes conditions de plasma ICP (Plasmlab System100, Oxford) ont été testées pour la gravure des couches AlN (400nm) et GaN (500nm) déposés par MBE sur substrat Silicium (111) en vue de réaliser un recess. Le masque utilisé est Si_3N_4 déposé par PECVD (à 340°C) de 200nm d'épaisseur. Quatre chimies de gravure sont étudiées : $CH_4/H_2/Ar$ - $Ar/Cl_2/CH_4$ - $Cl_2/Ar/O_2$ - Cl_2/Ar .

En optimisant les conditions du plasma, il est possible d'obtenir une vitesse de gravure de GaN de l'ordre de 10nm/mn et celle de l'AlN peut être réduite à 4nm/mn voire inférieure 1nm/mn selon les conditions du plasma.

→ Les tests effectués avec la chimie $\text{Cl}_2/\text{Ar}/\text{O}_2$, montrent que la présence d'oxygène favorise la formation d'un oxyde, en surface des matériaux et ralentit, voire bloque leur gravure. Toutefois, la formation d'oxyde d'aluminium est favorisée par rapport à celle d'oxyde de gallium. Il s'ensuit que le matériau AlN est très difficile à graver par cette chimie.

→ La chimie $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ est intéressante car les vitesses de gravure sont assez faibles. D'autre part, cette chimie est moins agressive qu'un plasma chloré et les surfaces sont moins rugueuses (Figure III.2).



Figure III.2: Photo AFM de la surface d'une couche de GaN (CHREA) pour laquelle la rugosité de surface est de 2.4nm avant gravure (a) et passe à 3.7nm après gravure avec la chimie $\text{CH}_4/\text{H}_2/\text{Ar}$ (b).

→ La chimie $\text{Ar}/\text{Cl}_2/\text{CH}_4$ est intéressante car elle présente des vitesses de gravure plus faibles.

II-1.2.2 Isolation par implantation

L'isolation de chaque composant est nécessaire afin de délimiter la zone de fonctionnement du dispositif et limiter les éventuels courants de fuite. Cette isolation est effectuée par implantation ionique afin de bénéficier d'une technologie planaire. Plusieurs éléments sont possibles pour isoler les photodétecteurs par implantation ionique tels que l'hydrogène[23], l'azote[24] ou l'argon [25]. Le choix est fonction de leurs disponibilités, des conditions d'optimisation de l'implantation, de la tenue en température des zones implantées et de la nature du matériau à isoler. Cette étape a été optimisée à l'IEMN au moyen d'un logiciel SRIM disponible gratuitement [2]. Le principe réside sur une ou de multiples implantations d'ions caractérisées par leur énergie et la dose de l'élément à implanter. Dans notre cas, l'ion utilisé est l'hélium ionisé et la profondeur d'implantation est de l'ordre de 300nm sur GaN ce qui correspond à la zone isolée électriquement. Dans ce cas, la résistivité obtenue à $\pm 200\text{V}$ est de $1.2 \times 10^{11} \Omega \cdot \text{cm}$ et la tenue en température permet de garder ce caractère isolant jusqu'à plus de 700°C . Aussi, cette isolation électrique a montré être effective même après un recuit de longue durée (60mn) à plus de 500°C .

Le procédé technologique consiste en un bicouche de résine optique positive S1828/LOR10A ($2.4\mu\text{m}/800\text{nm}$) lequel est déposé afin de protéger les zones actives du capteur UV. La résine S1828 permet d'absorber les ions lors du bombardement ionique, lequel provoque son durcissement par effet Joule. La résine LOR10A permet d'obtenir un profil casquette inversé, pour faciliter le retrait de la résine après implantation.

II-1.2.3 Etude du contact ohmique sur AlN - CHREA

Le masque Spirou a été utilisé pour réaliser cette étude. L'épaisseur de la zone active est de 240nm. Le contact ohmique utilisé est le même que celui utilisé sur GaN puisque les impuretés résiduelles restent sensiblement les mêmes. La métallisation utilisée est Ti/Al/Ni/Au (12/200/40/100nm) suivi d'un recuit flash à 900°C. Les composants sont ensuite isolés par implantation He⁺. Il n'a pas été observé de cracks même après recuit à haute température. La figure III.3 montre la morphologie de surface observée au microscope optique d'une échelle TLM réalisée sur AlN déposé sur Si(111) et Si(100), respectivement A801 et A834. Sur Si(100), cette dernière est inhomogène.



Figure III.3 : Images au microscope optique d'une échelle TLM de contacts ohmiques réalisés sur AlN déposé sur Si(111) et Si(100), respectivement A801 (a) et A834 (b).

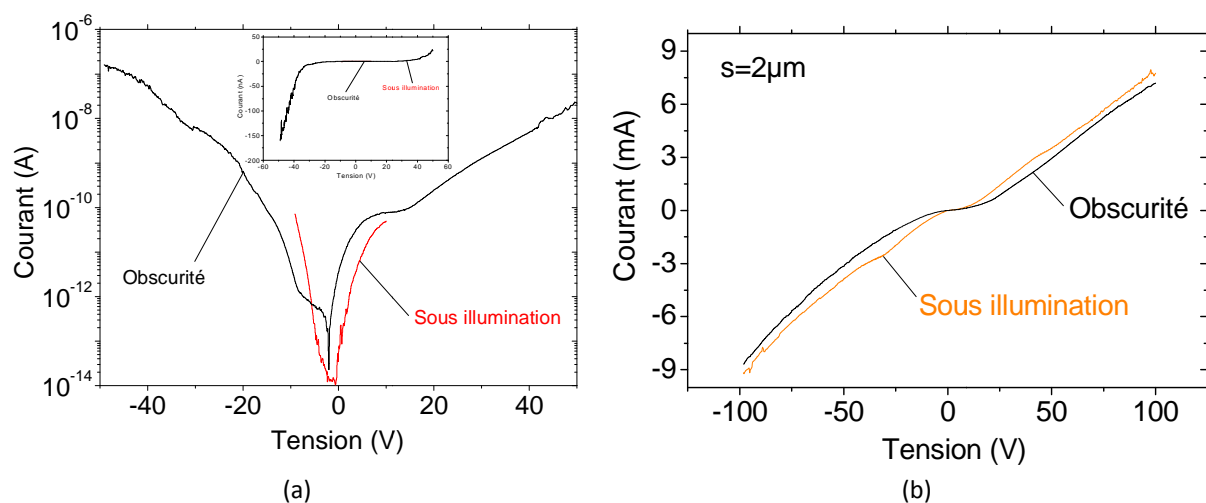


Figure III.4 : Caractéristiques I-V des contacts ohmiques réalisés sur les structures AlN/Si(111) (A801) (a) et AlN/Si(100) (A834) (b).

La structure A801 exhibe une tension de claquage supérieure à 50V pour un espacement entre les contacts de 2μm avec un comportement similaire à un contact redresseur. La structure A834 exhibe un léger point d'inflexion et un comportement électrique relativement conducteur. Le caractère isolant de ces matériaux AlN est assez médiocre. Beaucoup de structures montrent un courant de fuite de l'ordre du mA à moins de 5V et au mieux 1μA à 50V.

Ces résultats sont relativement identiques dans le cas où les contacts ohmiques sont réalisés soit par recuit flash ou longue durée. Aussi, ce comportement montre ne pas être très stable dans le temps.

L'ensemble de ces résultats permet de conclure l'inadaptabilité de ce matériau pour la faisabilité de détecteur UV.

II-1.2.4 Etude du contact Schottky

II-1.2.4.1 Sur AlN - GTA et JAP

Cette étude a été réalisée sur des couches AlN épitaxiée par EVPOM. La couche dénommée GTA a été réalisée par l'équipe de R. Dupuis de Georgia Tech Atlanta (GTA). La seconde plaque est de type commercial et provient du Japon (nous la nommons JAP). Cette dernière nous a été gracieusement offerte par E. Monroy du CEA-Grenoble (France).

Pour fabriquer les photodiodes à base de AlN, nous avons opté pour des contacts Schottky TiN/Au déposé par pulvérisation magnétron [2]. En premier lieu, les films AlN sont nettoyés avec un processus standard acétone/isopropanol et puis gravés par IBE à l'argon avec une polarisation de substrat de -170V pendant 90s juste avant le dépôt du métal afin d'éliminer l'oxyde en surface d'AlN. Puis, les métallisations de TiN/Au (5/150nm) sont déposées sur la surface de AlN. Une autre solution consiste à déposer le métal TiN/Au après décapage physique de la surface par IBE. Ce décapage peut aussi être utilisé pour réaliser le fossé du contact redresseur. Les IDTs sont alors obtenus après gravure de l'or avec une solution de KI et gravure du TiN avec une solution H_2SO_4/H_2O_2 (piranha). Cette seconde solution permet en plus de passiver la surface de AlN par une nanocouche d'oxyde.

Après dépôt, les échantillons sont recuits à 500°C pendant 40mn sous atmosphère azote pour améliorer la stabilité des électrodes et pour former le contact Schottky (cf. paragraphe II.1.1.2). La topologie circulaire d'électrodes interdigitées a été utilisée pour réaliser ces photodiodes MSM (figure III.5) (l'étude détaillée du *design* optimisé est présenté paragraphe II.2.2). Les doigts métalliques ont une largeur de 2 μ m avec un espacement de 8 μ m. le *fill factor* K obtenu (rapport partie métallisé/AlN) est inférieur à 38%.

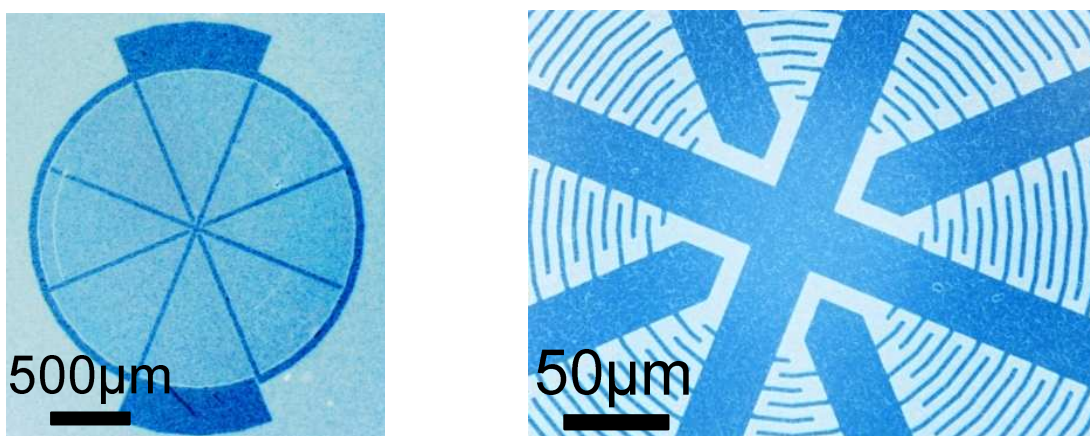


Figure III.5 : Photo d'un photodétecteur à base d'AlN fabriqué avec un composant de 2mm de diamètre. (et zoom du centre circulaire du design).

Des mesures I-V ont été réalisées à l'obscurité et sous azote avant et après recuit à 500°C, le résultat est représenté sur la figure III.6.

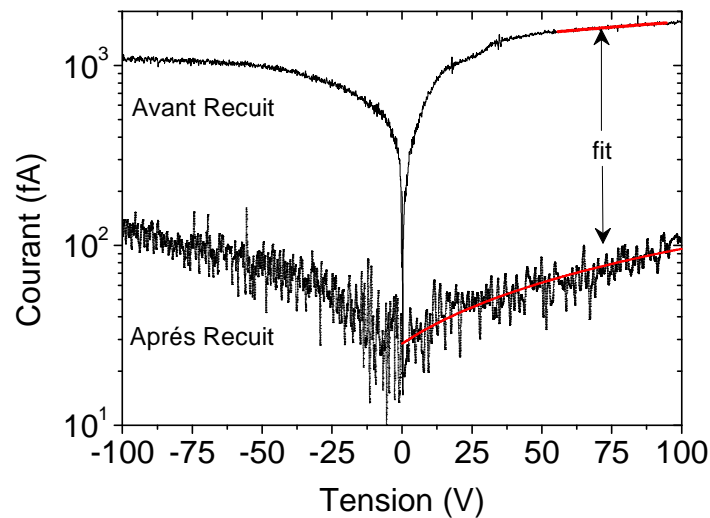


Figure III.6: caractéristique I-V à l'obscurité d'une photodiode à base d'AlN avant et après recuit à 500°C ($\varnothing=1\text{mm}$).

La photodiode mesurée présente un courant d'obscurité très faible de l'ordre de 100fA à -100V et par conséquent une tension claquage bien supérieure à 100V. La résistance différentielle ($\Delta V/\Delta I$) mesurée entre deux électrodes distante de 8 μm varie de $2.1 \times 10^{14} \Omega$ avant recuit à $1.5 \times 10^{15} \Omega$ après recuit entre 0 et 100V (cf. figure III.6). Ce résultat est remarquable au regard de ceux présentés dans la littérature.

Ces composants montrent une légère instabilité électrique dans le temps tout comme les photodétecteurs MSM diamant lorsqu'ils sont utilisés plusieurs mois sous atmosphère ambiante. La figure III.7 montre la caractéristique I-V dans le temps d'une photodiode de 2mm de diamètre sous une polarisation de 20V. Les constantes de temps de décharge des états de surface sont de l'ordre de 3.3mn.

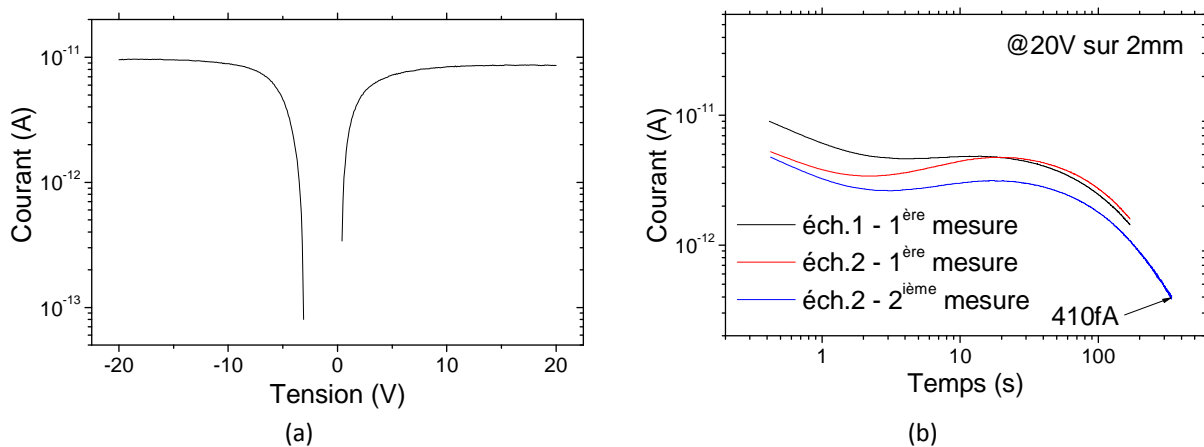


Figure III.7: Caractéristiques I-V (a) et I-t (b) d'une photodiode de 2mm de diamètre, après plusieurs mois d'utilisation et avant traitement (à l'obscurité).

Pour stabiliser le comportement électrique, nous avons opté pour la même procédure que sur diamant c'est à dire un nettoyage acétone+ultrasons (très léger) suivi d'un recuit sous N_2 dans un four à $110^\circ C$ pendant 4h. Le résultat obtenu est décrit figure III.8.

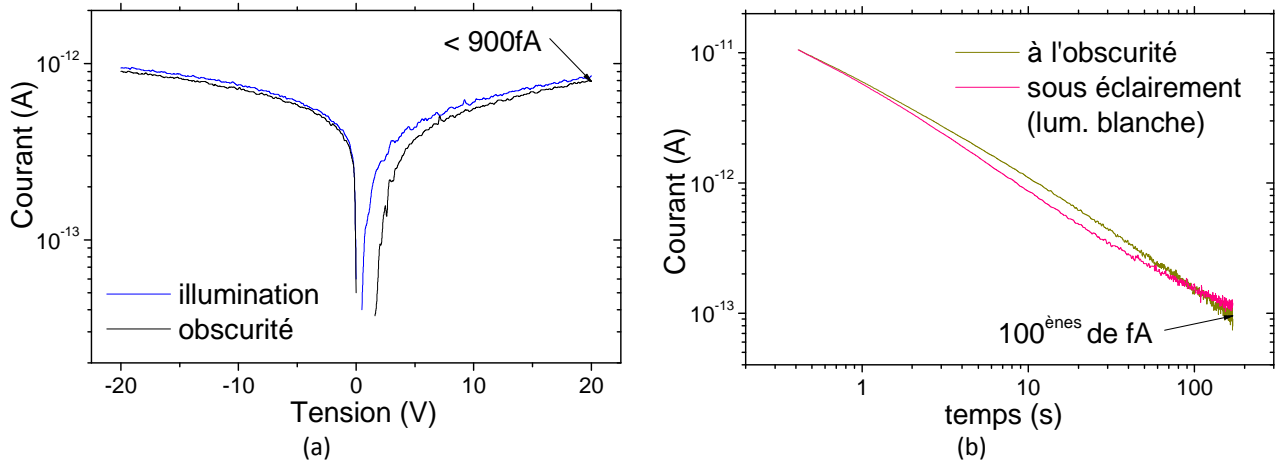
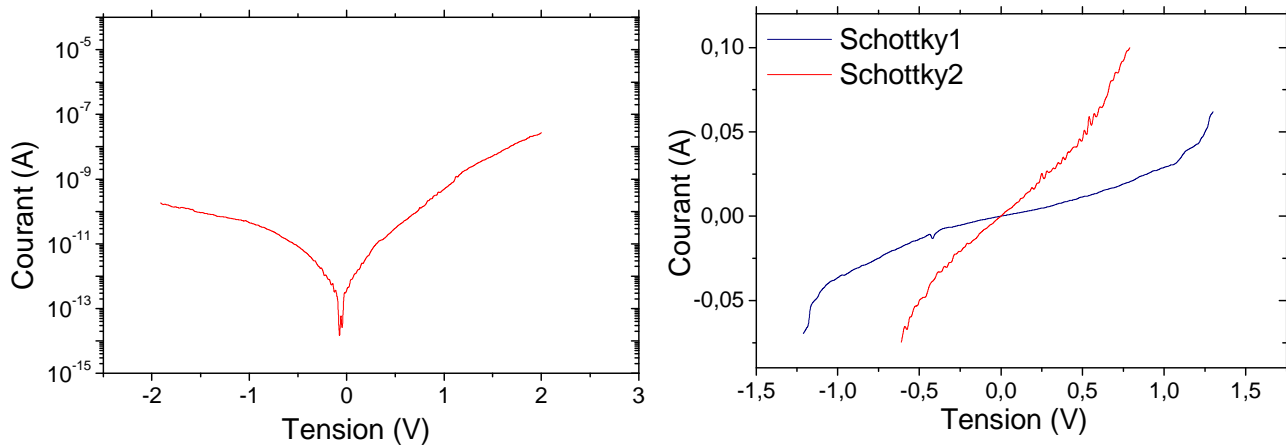


Figure III.8: Caractéristiques I-V (a) et I-t (b) d'une photodiode de 2mm de diamètre, après traitement (nettoyage et recuit).

La technologie appliquée sur ces couches est parfaitement maîtrisée. Le comportement électrique sur ces matériaux est très stable, c'est pourquoi ces dernières sont utilisées pour réaliser des photodiodes.

II-1.2.4.2 Sur AlN - CHREA

Suite aux résultats de l'étude du contact ohmique sur AlN du CHREA et étant donné que les échantillons AlN fabriqués par MBE ($800^\circ C$) présentent un taux de dislocations beaucoup plus élevé en comparaison avec ceux élaborés en MOCVD ($1050^\circ C$). Nous avons opté pour des photodétecteurs Schottky car le dopage résiduel s'en trouve alors augmenté. Dans ce cas, le contact ohmique est réalisé par la métallisation standard Ti/Al/Ni/Au précédé d'une désoxydation HCl:H₂O et d'un décapage physique à l'argon à 200eV pendant 90s et suivi d'un recuit flash à $900^\circ C$. Le contact Schottky est réalisé par évaporation de Ni/Mo/Au (5/40/300nm). Les composants sont isolés par implantation He⁺.



A834 (AlN/Si(100))

A801 (AlN/Si(111))

Figure III.9: Caractéristiques I-V de photodétecteur Schottky réalisés sur la structure A834 (AlN/Si(100)) (a) et la structure A801 (AlN/Si(111)).

La figure III.9 montre les caractéristiques I-V de photodétecteur Schottky réalisés sur la structure AlN/Si(100) (A834) et la structure AlN/Si(111) (A801). Ces résultats montrent que le matériau n'est pas homogène et que ses caractéristiques sont insuffisantes pour en faire des capteurs UV.

II-1.3 Technologie sur Nitrure de Bore

Le nitrure de bore (BN) utilisé dans cette étude présente un caractère isolant aussi élevé que l'est le diamant. C'est pour cette raison que nous avons opté pour la réalisation de photodiodes à partir de contacts Schottky Mo/Au (40/300nm) utilisés pour la technologie sur (Al,Ga)N. L'état des connaissances sur les contacts électriques sur ce matériau est encore très parcellaire et dépend énormément du procédé d'élaboration. Dans notre cas, cette métallisation est précédée d'une désoxydation HCl/H₂O (1:1) pendant 90s suivi d'un rinçage H₂O DI et d'un séchage à l'azote. L'étude réalisée sur ce contact montre que l'étape de décapage physique à l'argon s'avère dégradante pour le contact électrique (le coefficient d'idéalité η augmente et la hauteur de barrière ϕ_B diminue) [2]. La figure III.10 présente des photographies de la surface d'une photodiode de 5mm de diamètre prises au microscope optique.

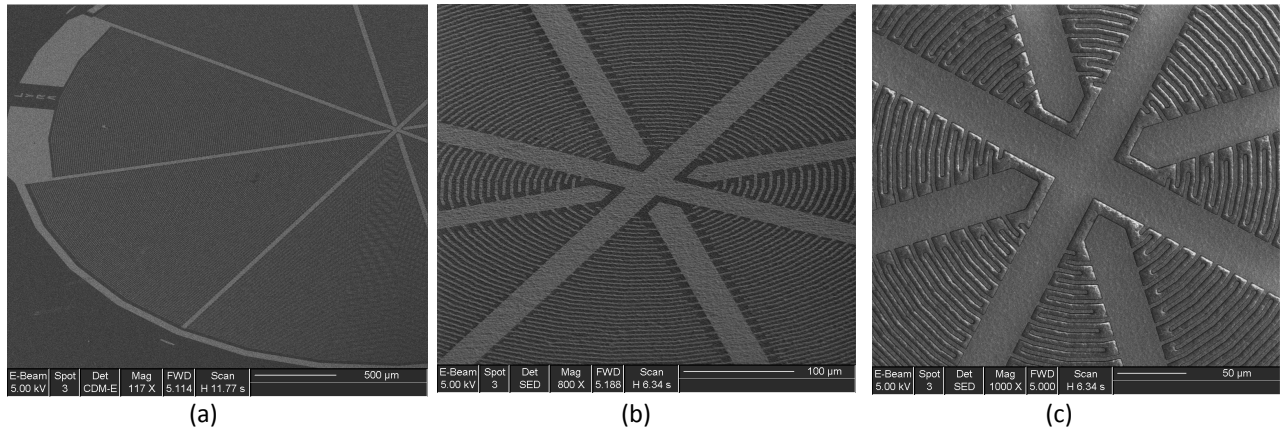


Figure III.10 : Images prises au microscope optique d'une photodiode sur cBN de 3mm de diamètre : Vue sur les plots d'épaissement d'anode et de cathode (a) et zoom sur le centre (b et c).

Ces couches présentent une contrainte très élevée laquelle courbe le substrat de silicium (cf paragraphe III.3.3). La couche est peu rugueuse mais présente néanmoins par endroit des gros grains lesquels engendrent des courts-circuits au cours du procédé technologique. La solution adoptée a consisté à isoler dans un premier temps ces zones par gravure au FIB au moyen d'un faisceau gallium avec des doses de l'ordre de 10^{21} atomes/cm². La figure III.11 montre quelques photos des IDTs présentant un grain 3D en surface avant et après gravure au FIB.

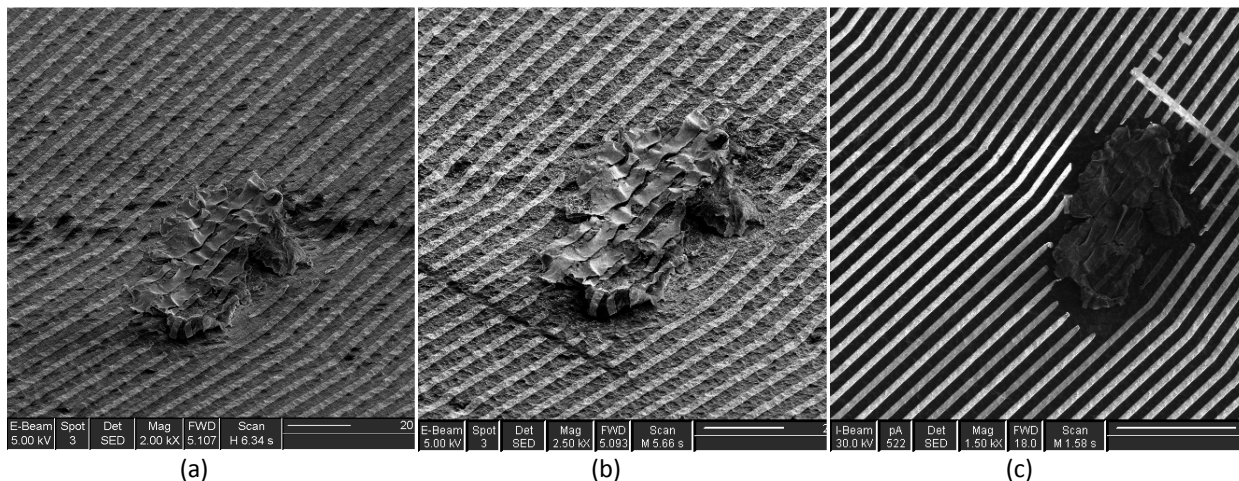


Figure III.11 : Photon MEB d'un agrégat de BN en surface du matériau recouvert d'IDTs (a), l'image (b) est la même avec 2 coupures au FIB pour l'isoler et sur l'image (c) correspond à une vue de dessus de cet objet avec la coupure au FIB laquelle établit en contraste les zones éclairées conductrices d'électrons. La coupure FIB ou l'implantation gallium y est clairement visible.

Il est facile de constater (figure III.11b) que la série d'électrodes à isoler est bien gravée. Cependant, la figure III.11c montre que cette gravure s'accompagne par une implantation gallium laquelle est conductrice entre les électrodes. Cela engendre par conséquent des courts-circuits. Ce comportement avait déjà été obtenu sur des MSM diamant. C'est pourquoi, le procédé technologique a montré ne pas être possible sur de grandes échelles (>3mm de diamètre). Concernant le matériau diamant, le comportement est identique face à l'isolation au faisceau de gallium par FIB. L'effet de la gravure au FIB sur une couche mince de diamant autoportée est visible sur un motif à effet Hall entre deux contacts ohmiques figure III.12.

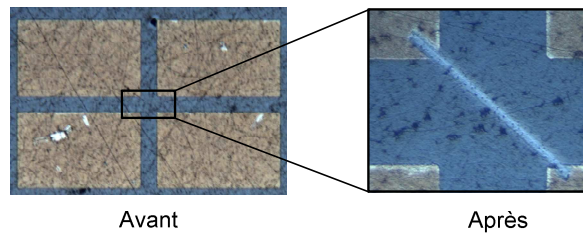


Figure III.12 : Photos d'une barre de Hall sur diamant autoporté avant et après implantation gallium par FIB.

La caractéristique I-V avant et après gravure par FIB est montrée figure III.13 lorsque l'échantillon est à l'obscurité ou sous éclairage (lumière blanche standard). La mesure est réalisée à l'atmosphère et sous vide primaire à 10^{-1} Torr.

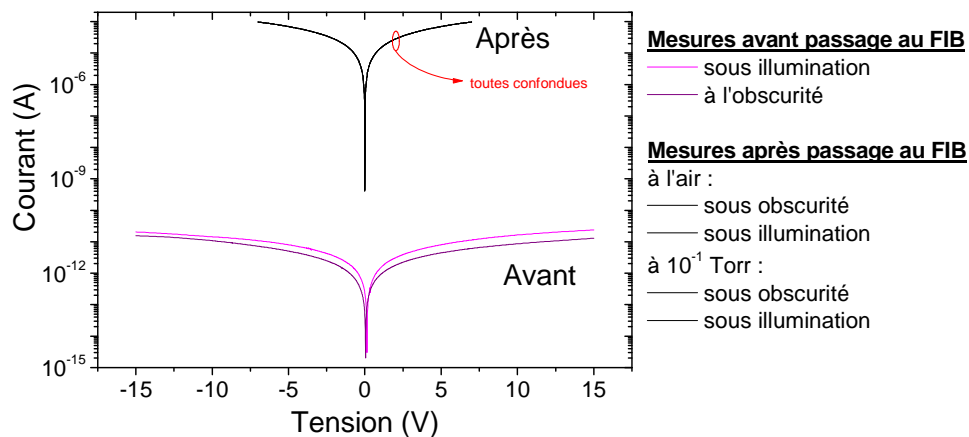


Figure III.13 : Caractéristiques électriques d'une barre de Hall présentée figure III.12 avant et après passage au FIB. La mesure est réalisée à l'obscurité et sous éclairage sous lumière blanche (lampe standard).

Cette mesure permet d'affirmer que la gravure au FIB par faisceau de gallium a pour effet d'implanter en surface une couche métallique laquelle augmente le courant de plus de 7 ordres de grandeurs. Les mesures sous vide montrent qu'il n'y a pas d'effet de l'humidité en surface après gravure au FIB. Par conséquent, étant donné qu'il n'est pas possible de récupérer les photodiodes ayant des courts-circuits, nous avons opté pour une réduction de la taille des composants en fonction de la présence statistique de ces agrégats de BN en surface.

La figure III.14 montre une vue de dessus d'une photodiode cBN de 1mm de diamètre.

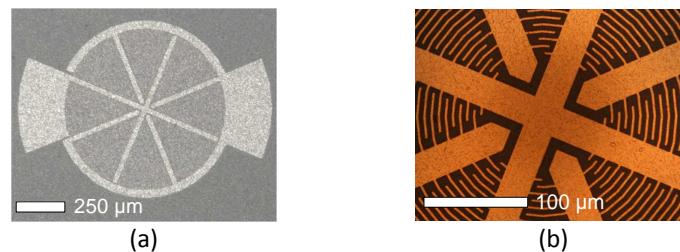


Figure III.14 : (a) Photo d'un photodétecteur de 1mm de diamètre et la largeur/espacement du doigt est $2\mu\text{m}/5\mu\text{m}$; (b) Zoom sur le centre de la zone active avec design circulaire

Pour stabiliser le contact Schottky Mo/Au, nous opérons un recuit post-métallisation. La caractéristique I-V obtenue avant et après recuit à 400°C sous N₂ pendant 15mn est montrée figure III.15. Cette dernière montre que le contact Schottky est très stable et présente un courant à l'obscurité et sous lumière blanche très faible (~pA).

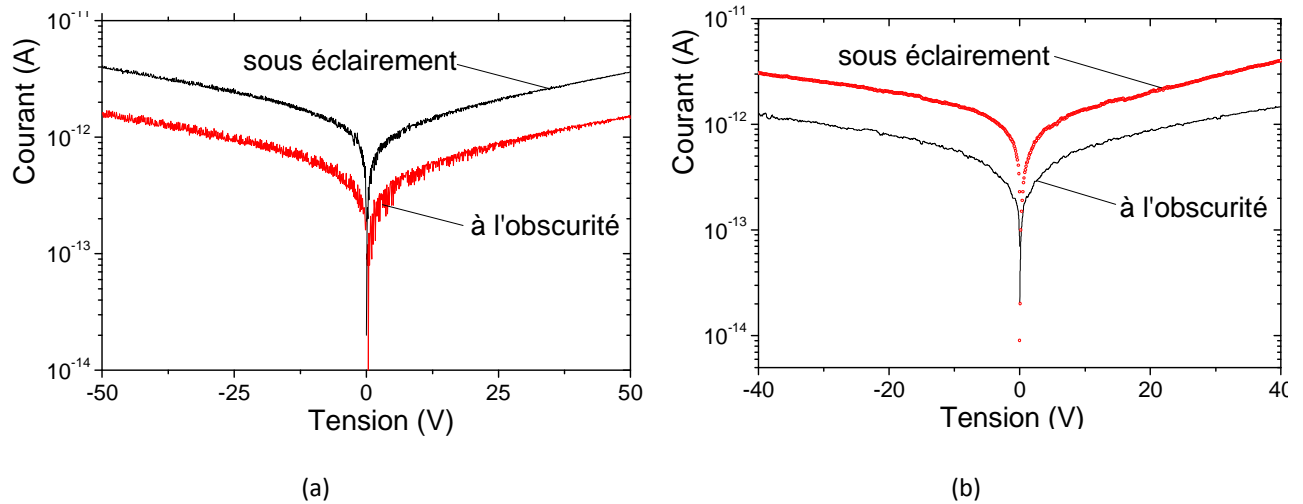


Figure III.15 : Caractéristiques I-V d'une photodiode de 1mm de diamètre avant (a) et après recuit (b) des contacts Schottky mesurées sous N₂ à l'obscurité et sous éclairage (lumière blanche standard).

Tout comme sur les matériaux diamant et AlN, l'effet de l'humidité relative de l'air sur les caractéristiques électriques sont observables après plusieurs mois d'utilisation à l'atmosphère ambiante. La figure III.16 montre les caractéristiques I-V d'une photodiode de 1mm de diamètre mesurée à l'air ambiant et sous vide primaire.

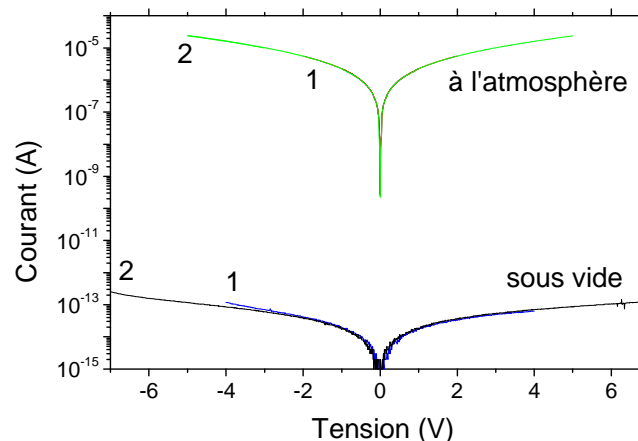


Figure III.16 : Caractéristiques I-V d'une photodiode cBN de 1mm de diamètre mesurée sous atmosphère ambiante et sous vide primaire (10⁻¹Torr). Les notations 1 et 2 correspondent respectivement à des mesures sous éclairage ou à l'obscurité. A l'atmosphère, les caractéristiques mentionnées 1 et 2 sont confondues.

Afin de remédier à cet effet, les échantillons sont conservés dans un bain d'acétone et sont nettoyés au préalable. Le nettoyage standard dans un bain acétone/alcool sous ultrasons (léger) suivi d'un recuit dans un four à 110°C, a pour but de supprimer les impuretés organiques entre les IDTs qui pourraient provoquer des courts-circuits. La figure III.17 montre respectivement les caractéristiques

I-V d'une photodiode de 1mm de diamètre (a) et 3mm de diamètre (b) soumis à une polarisation électrique donnée et mesurées dans le temps.

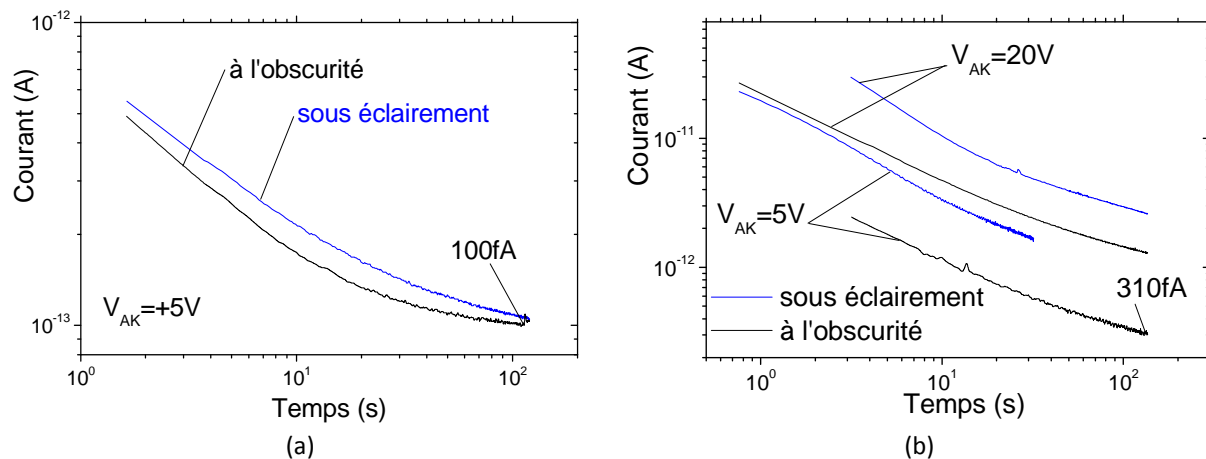


Figure III.17 : Caractéristiques I-t d'une photodiode de 1mm de diamètre (a) et de 3mm de diamètre (b), après traitement (nettoyage et recuit) et sous vide (10^{-1}Torr).

La constante de temps correspondant à la décharge des états de surface est de l'ordre de 10s pour la photo diode de 1mm de diamètre et de 5 à 8s pour celle de 3mm de diamètre.

II-2 Procédés technologiques sur diamant

II-2.1 Matériau diamant dopé ou nid

Le diamant est une forme métastable du carbone à température ambiante et à pression atmosphérique. Il est inerte chimiquement et stable à haute température. Il présente des propriétés physico-chimiques exceptionnelles telles que sa dureté, sa conductivité thermique élevée et sa transparence dans le visible. Il est souvent utilisé dans des environnements hostiles et est un matériau idéal pour la fabrication de composants fonctionnant à haute température. Sa large bande interdite ($\approx 5.5\text{eV}$) lui permet de filtrer le spectre du continuum solaire, ainsi il peut être utilisé comme un capteur UV de choix. La figure III.18 montre l'état de la surface d'un échantillon de diamant MSM IIa (Ib et IIa sont des notations permettant de quantifier le taux d'impuretés dans le matériau en ppB) après croissance et traitement de surface (découpe, polissage mécanique) (figure III.18a et b). Ce premier travail a été réalisé à IMOMEC (Hasselt-Belgique).

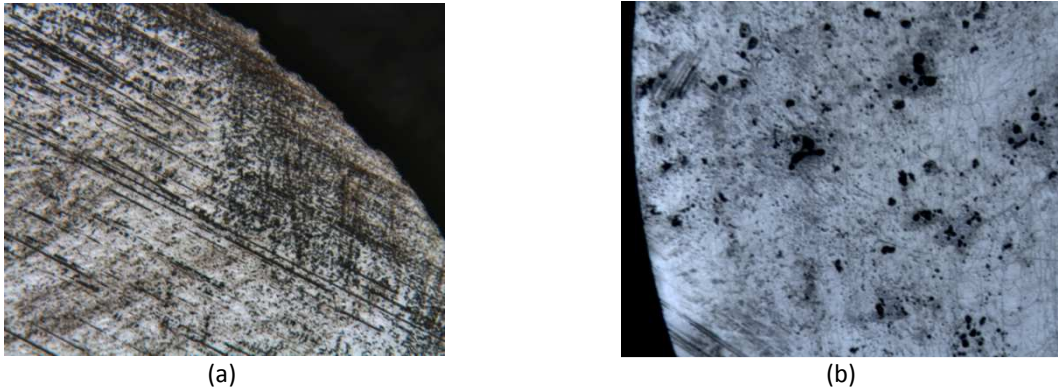


Figure III.18 : Photographies de la surface du matériau après premiers traitements : Cas du MSM 22 (a), la rugosité varie de 10-50nm ; cas du MSM 23 (b), la rugosité varie de qqs nm à 30 μ m (trous).

Pour améliorer l'état de surface et la rugosité (qui variait de 10nm à 30 μ m), chaque échantillon est traité par polissage mécanique, chimique ou les 2 simultanément. Puis, les équipes partenaires en matériau réalisent une nouvelle reprise de croissance sur une épaisseur de 3 μ m environ. Si la rugosité de la surface ou son état de surface reste insuffisant, l'étape est réitérée. Un exemple de surface obtenue après traitement (croissance 3D) est montré figure III.19.

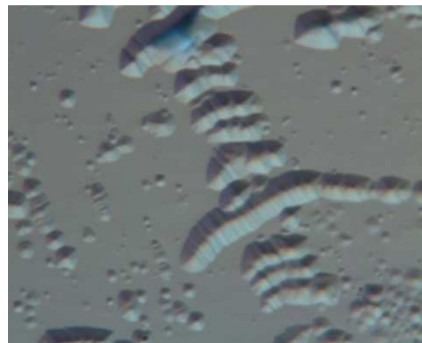


Figure III.19 : Surface d'un substrat de diamant après reprise de croissance et traitement de surface.

C'est dans cet état que l'ensemble des échantillons parviennent au laboratoire pour que soit réalisé les photodétecteurs diamant. La première étape correspond à nettoyer chimiquement l'échantillon avec le procédé suivant : $\text{HNO}_3/\text{H}_2\text{O}$ (1:1), $\text{HCl}/\text{H}_2\text{O}$ (1:1) et l'acide hydrofluorique (HF) pendant 60s. Cette opération permet de supprimer la pollution d'organométalliques de la surface du matériau.

II-2.2 Dessins des masques optiques

L'objectif était à l'origine de concevoir une nouvelle série de masques optiques présentant un design innovant afin d'optimiser la réponse du photodétecteur sur le maximum de la surface active du SC. Pour cela, le principe a consisté à augmenter le facteur d'ombrage K en homogénéisant la réponse du récepteur sur des substrats diamant de 5mm de diamètre. A l'origine, le premier design comportait en son centre une barre métallique laquelle réduisait considérablement la photoréponse.

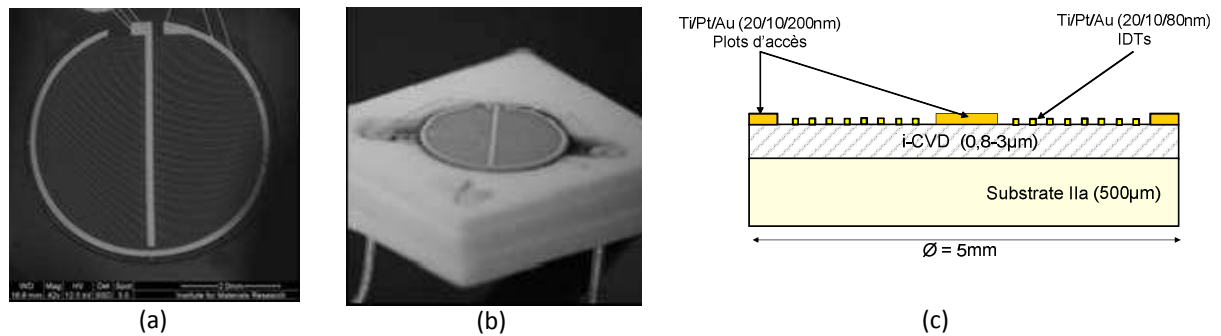


Figure III.20: (a) Vue de dessus de la première version de masque LYRA-1 avec la cathode au centre (barre centrale) de MSM8-r diamant ; (b) Photographie de MSM8-r dans son logement en alumine; (c) Vue de profil des IDTs.

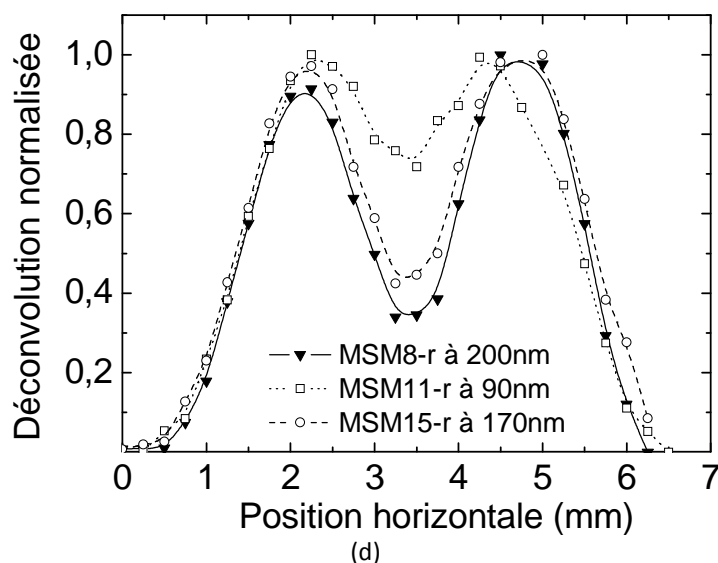


Figure III.20d : Déconvolution normalisée de quelques MSM-r polarisés à +5V et excités à différentes longueurs d'ondes d'intérêt.

La figure III.20d montre l'impact de la présence de la barre centrale sur la diminution du signal photogénéré pour différents MSM-r excités à différentes longueurs d'ondes d'intérêt. La première version du masque optique a consisté à supprimer la barre centrale visible sur la figure III.20a-b-c afin d'homogénéiser le champ électrique entre les électrodes et le signal photogénéré dans la structure. Cette modification a permis d'augmenter la sensibilité de 30% (cf. Figure III.22 a-b). La seconde version a consisté à ne laisser que les motifs en lignes pour ne former que des doigts interdigités (cf. Figure III.21-23). Ceci a permis une amélioration de 38% de la photoréponse. Enfin, la dernière version a permis d'homogénéiser la structure à partir d'un design circulaire (figure III.21-24-25). Les composants à topologie rectiligne sont dénotés par « r » comme MSMXX-r, alors que ceux à topologie circulaire sont dénotés par « c » comme MSMXX-c.

L'ensemble de ces structures comporte des motifs avec des doigts métalliques de 2µm de largeur et un espacement variable de 5 à 10µm. Le nombre de lignes varie de 2350 à 8000 (figure III.21).

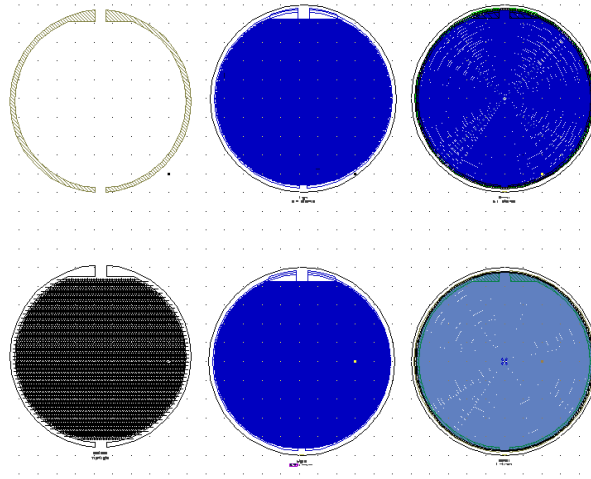


Figure III.21 : Masque avec les différentes structures MSM, rectiligne et circulaire. En haut à gauche : plot d'épaissement. Structure PiN et MSM de 5mm de diamètre.

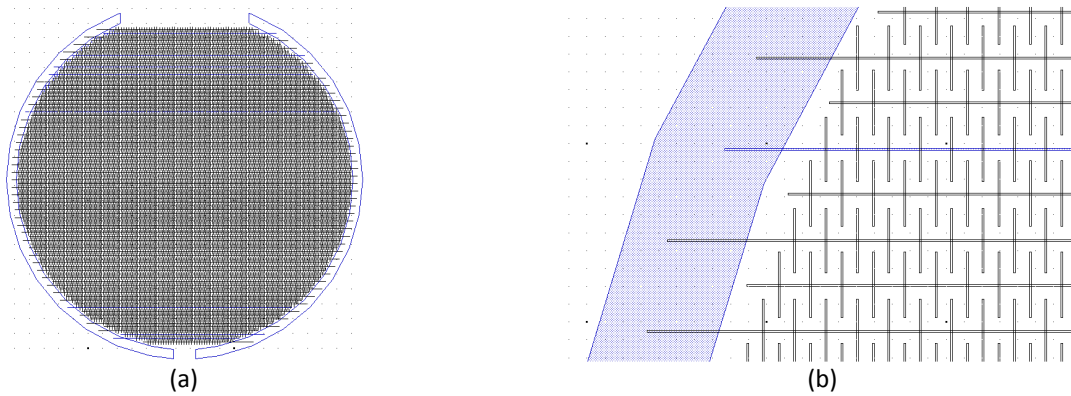


Fig. III.22: Zoom sur le 1er design optimisé pour le processing des MSM diamant (écartement inter-doigts de 15µm). $\varnothing=5\text{mm}$.

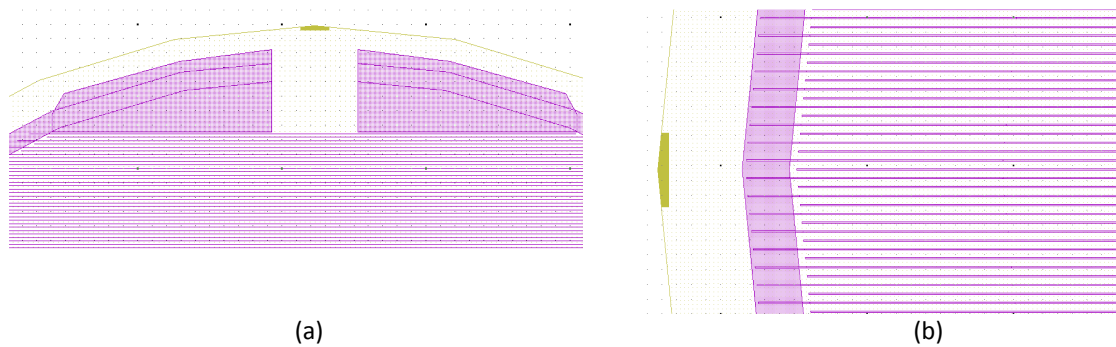


Fig. III.23: Zoom sur le second design pour le processing de MSM diamant (Écartement des IDTs de 5 et 10µm). $\varnothing=5\text{mm}$.

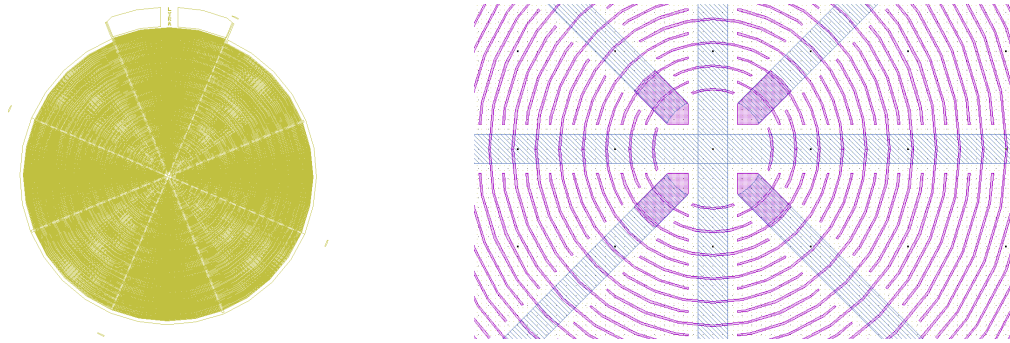


Figure III.24: Zoom sur la troisième série de design pour le reprocessing de MSM diamant : dessin circulaire (avec des espacements de 5, 8 et 10 μm . Le diamètre du composant est de $\varnothing=4.3\text{mm}$ ou 4.8mm sur 5mm.

D'autres masques ont été conçus avec des variantes en fonction de l'état de surface et de l'homogénéité du matériau à processor (cf. Figure III.25 a-b-c).

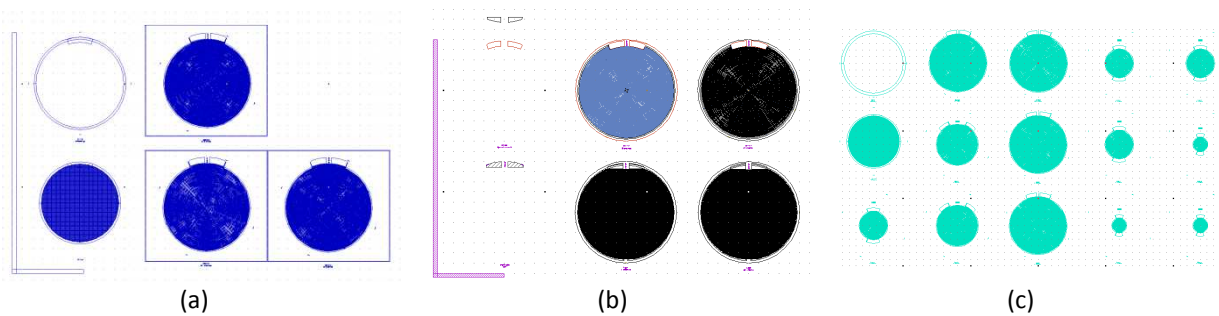


Figure III.25: Récapitulatif de 3 dessins de masques pour la réalisation de MSM (rectiligne et circulaire) (a, b) et λPIN diamant (a), et MSM circulaire sur AlN et BN ($\varnothing=\text{de } 1 \text{ à } 4.8\text{mm}$) en fonction des matériaux à processor.

Une attention particulière a été portée sur la topologie circulaire pour réaliser les MSM (figure III.27) de manière à maximaliser la collection des porteurs photogénérés sous un champ de polarisation externe de +5V (sur diamant) parfaitement homogène sur toute la surface du matériau.

Le schéma de métallisation utilisé est composé d'un multicouche de Ti/Pt/Au (20/10/200nm). La figure III.26 présente la courbe I-V de MSM24-c lequel exhibe un courant d'obscurité de 1.1pA à 5V.

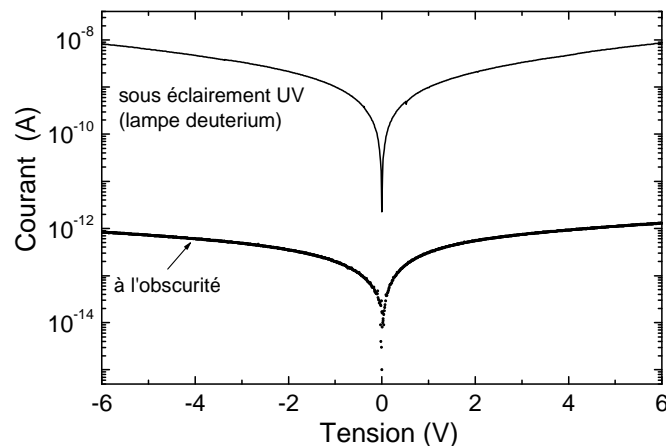


Figure III.26: Caractéristiques I-V de MSM24-c à l'obscurité et sous illumination UV ($\lambda \leq \lambda_G$).

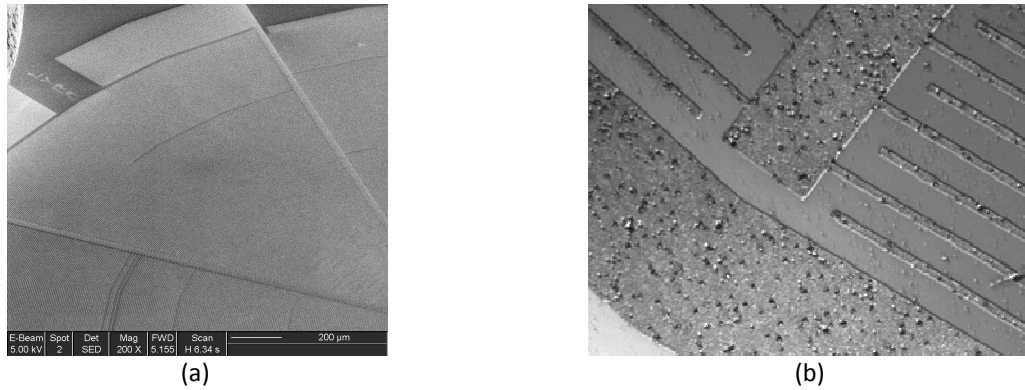


Figure III.27 : (a) exemple de photos prises au FIB d'une structure MSM sur AlN vue en perspective sur les 2 électrodes anode et cathode ; (b) sur diamant (MSM24-c).

II-2.3 Eléments des procédés technologiques sur diamant

Tenant compte de ses propriétés particulières de surface comme de volume, les traitements du diamant monocristallin nécessaires pour la mise en forme et la fabrication de composants doivent vérifier certaines conditions, généralement très différentes de celles connues pour les autres SC. Les problèmes qui se posent peuvent être classés en deux catégories, qui concernent d'une part la surface libre (dans le sens où elle est en contact avec un milieu gazeux), d'autre part les interfaces avec les métaux. Mais il est indispensable de faire la corrélation entre les deux types de propriétés dans la mesure où les métaux sont déposés sur une surface libre. De plus, concernant les métaux, il est essentiel de connaître le type de contact à réaliser. La majorité des échantillons ont diverses provenances, tous dopés au bore, mais certaines techniques de process sont sans doute transposables au diamant dopé n, en particulier ceux concernant les contacts.

La surface libre obtenue à la sortie du bâti de croissance pour les échantillons d'orientation (100) est toujours hydrogénée. Or la surface hydrogénée est conductrice, ce qui la rend impropre à la préparation ultérieure de composants où la conduction de surface doit absolument être évitée (diode Schottky, photodétecteurs MSM etc...), sans préjuger de ses aptitudes à recevoir un dépôt métallique. Or, compte tenu de sa très grande stabilité, jusqu'à 900°C sous vide, elle apparaît également comme mal appropriée pour fabriquer des contacts adhérents. Ceci est vrai à un degré encore plus élevé pour la surface oxygénée. La seule surface vraiment adéquate pour former des contacts adhérents avec un budget thermique minimal est la surface nue reconstruite (2×1), car non seulement il n'y a pas d'atome étranger mais de plus sa densité d'état n'est pas nulle au niveau de Fermi, ce qui favorise la formation de liaisons métal-carbone, prélude à la formation d'un carbure. En conséquence, la seule surface à utiliser préalablement à un dépôt métallique est la surface nue.

Pour obtenir la désorption de l'hydrogène, on peut recuire sous très bon vide, à au moins 900°C et si possible plus. Mais ces températures sont difficilement atteintes et de plus, on court le risque de faire aussi exo-diffuser l'hydrogène de volume, qui était susceptible de passiver des défauts étendus.

On préférera donc d'abord transformer la surface hydrogénée en surface oxygénée par un plasma d'oxygène ou par un traitement chimique (on peut vérifier la diminution très nette de la conductivité et son insensibilité à la pression de gaz). Ensuite, les espèces volatiles CO ou CO₂ sont plus facilement désorbées par recuit sous vide vers 750°C. A noter par contre que l'observation MEB est facilitée par la bonne évacuation des charges sur la surface hydrogénée ou sur la surface nue, alors qu'elle est difficile voire impossible sur la surface oxygénée qui est une excellente surface finale pour les composants, car électriquement très bien passivée au contraire des 2 autres, tout au moins dans le cas du diamant dopé bore.

L'adhérence des métaux qui ne forment pas de carbure (métaux nobles et quelques autres) ou qui, comme l'aluminium, forment des carbures dans des conditions très particulières, est très mauvaise et ils ne doivent donc pas être déposés directement sur le diamant. Il s'agit ensuite de savoir quel rôle doit jouer le métal d'interface. S'il s'agit d'un masque de gravure sacrificiel, devant être enlevé par la suite, le nickel est très bien adapté car à la fois il adhère bien sans recuit (à condition d'être déposé dans des conditions de haut vide, soit une pression résiduelle dans le bâti de dépôt au plus de quelques 10⁻⁸ mbar), il résiste très bien à l'oxydation et à la gravure par plasma d'oxygène et il est très facilement gravé par FeCl₃ sans laisser de traces. Les métaux trop légers (comme Al) ou trop mous (comme Au) ou trop réactifs avec l'oxygène (comme Al) supportent beaucoup moins bien le plasma oxygène et le risque de pulvérisation est important.

S'il s'agit de contact ohmique, le métal d'interface doit former un carbure assez épais afin de consommer le carbone du diamant sur plusieurs centaines de nm, ce qui a aussi pour effet d'induire un grande quantité de défauts à cause de la migration de carbone et de la désadaptation des paramètres de maille du diamant comparée à celle des carbures, qui sont toujours polycristallins. Le titane est le plus populaire car c'est un métal qui forme un carbure dès 400°C (TiC_x). Le molybdène a été également couramment utilisé dans le passé avec succès mais il nécessite des températures de recuit nettement plus élevées, de l'ordre de 700°C pendant au moins 2h. S'il y a une couche de protection ou destinée au micro-soudage à déposer par dessus, l'or se justifie mais le recuit de carburation doit avoir été fait au préalable, sinon, en l'absence d'une barrière de diffusion, l'interdiffusion des métaux empêche la formation du carbure lequel engendre un contact non-ohmique. La solution utilisée maintenant consiste à empiler Ti/Pt/Au de telle sorte que la couche intermédiaire de platine joue le rôle de barrière de diffusion avec recuit de l'ensemble à 750°C sous vide.

Dans le cas d'un contact Schottky, il est fondamental de préserver la qualité cristalline de l'interface, contrairement au cas du contact ohmique. Ceci nécessite de former le carbure sur quelques monocouches atomiques seulement. Deux stratégies sont alors possibles :

- Soit un dépôt de titane (1nm s'il n'y a pas de résine ou 3nm s'il y a des résidus de résine) surmonté par une couche plus épaisse de métal non réactif comme Ag ou Au ou Pt, comme couche de protection et de soudure, néanmoins donnant une épaisseur totale qui ne dépasse pas un tiers de celle de la résine dans le cas d'une lithographie de type lift-off.

-Soit une couche plus épaisse d'un métal comme Er (20nm) qui ne réagit que très difficilement avec le diamant et ne forme que quelques monocouches de carbure à 700°C. L'avantage de l'Erbium est qu'il procure une hauteur de barrière de 2eV sur le type p à cause de son faible travail de sortie (3eV environ) alors que les autres métaux donnent plutôt 1.4-1.7 eV. Il faut également une couche de protection sur l'Erbium qui, sinon, s'oxyde facilement (Ni par exemple). Une autre stratégie que nous n'avons pas encore expérimentée consiste à faire un dépôt par pulvérisation cathodique d'un carbure, WC par exemple, suivi d'un recuit.

Chaque échantillon est analysé par sa rugosité en surface et par son dopage résiduel (couleur). Les échantillons sont de forme cylindrique de 5mm de diamètre ce qui impose quelques précautions pour opérer les étapes de lithographie optique ou électronique.

II-2.3.1 Traitements de surface

Pour une bonne adhérence des résines sur l'échantillon, la solution adoptée consiste à un traitement aux acides préliminaire afin de passiver la surface du diamant avec un carbure oxydé en surface. Pour cela, nous avons mis au point une procédure pour le nettoyage de la surface (désoxydation HCl) et de son oxydation à partir d'une chimie oxydée (Piranha - mélange H_2O_2/H_2SO_4) activée thermique sur plaque chauffante à 250°C sous l'action d'une pincée du catalyseur KNO_3 (poudre). Le détail du process est donné ci-dessous.

- Désoxydation HCl : H_2O (1 :1) pendant 5mn
- Séchage N_2 (3mn)
- $H_2SO_4+H_2O_2$ (2 :1) bouillant à 250°C et une grosse pincée de KNO_3 (pendant 1h)
- H_2SO_4 pur et chaud à 200°C pendant 1h
- H_2O DI chaud dans 3 bains différents pendant 10mn à chaque fois puis rincé abondamment à H_2O DI froide.

Une autre solution consiste à un mélange de $HClO_4/H_2SO_4/HNO_3$ (1:3:4 à 100°C pendant 30mn) suivi de $HF:HNO_3$ (1:1 à 100°C pendant 1h), puis rinçage à l'eau désionisée en fontaine débordante entre deux attaques acides et à la fin, séchage à l'azote. L'échantillon est ensuite soumis à un plasma O_2 (2,3mTorr, 1000W, 10mn) puis recuit sous UHV à 750°C ou 900°C (30mn ou recuit flash 25s sous N_2).

N.B.: La pression résiduelle dans le four est typiquement dans la gamme de qqs. 10^{-10} à 10^{-9} Torr avant recuit. La pression monte couramment à 2.10^{-7} Torr dans la chambre du four en cours de recuit à cause du dégazage des espèces en volume de l'échantillon.

II-2.3.2 Contacts ohmiques

Le procédé technologique à employer pour réaliser un contact ohmique est fonction du dopage du semiconducteur.

- Contacts Si/Al/Si sur diamant type p : épaisseurs de métaux typiques 40/3/40nm, suivi d'un recuit sous UHV à 750°C pendant 30mn. Ensuite, dépôt d'une couche de protection Au 200nm.

- Sur les substrats nid (MSM), nous disposons de diamant à dopage résiduel azote, donc type P. Dans ce cas, nous pouvons opter pour le bicouche Ti/Au : épaisseurs typiques des métaux 150/300nm (200nm d'or suffisent cependant en surface), avec recuit intermédiaire dans le bâti d'évaporation à 450°C pendant 15 à 20mn entre le dépôt de Ti et de Au. Aussi, nous avons ajouté une couche barrière en Pt entre le métal de Ti et le plot d'épaissement Au.

Un second choix nous est offert avec le recuit flash à plus haute température sur la métallisation standard Ti/Pt/Au (20/10/100nm) laquelle a été comparée à un recuit à 550°C pendant 45mn. Les caractéristiques montrent être ohmiques mais ce dernier exhibe moins de courant que le recuit flash à 900°C. Aussi, les métallisations IDTs montrent quelques fois après recuit flash être très contraintes au point de se décoller de la surface du matériau (cf. figure III.13).

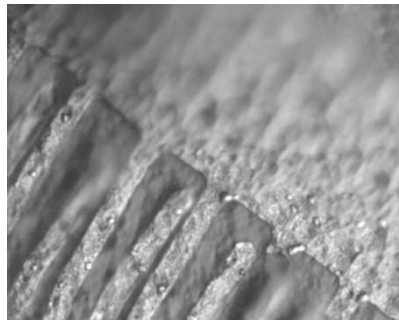


Figure III.28 : Exemple de photographie de IDTs décollés (MSM19-c) suite au recuit flash (RTA) du contact ohmique.

Pour toutes ces raisons, nous avons plutôt opté pour un recuit longue durée. La barrière de diffusion en Pt peut également être remplacée par un métal plus réfractaire comme Mo tout comme pour les SC III-N à LBI.

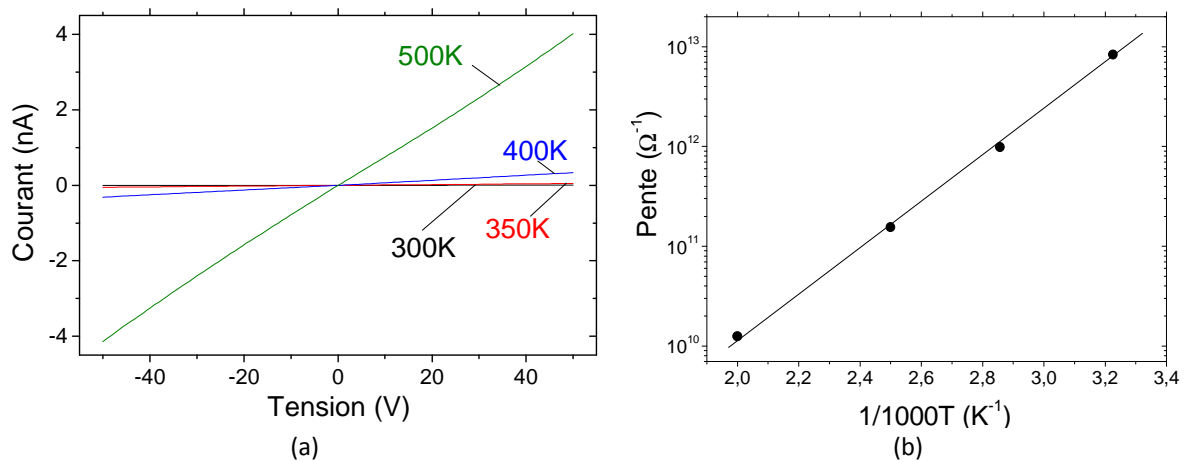


Figure III.29 : Caractéristiques I-V entre 2 contacts ohmiques distants de 70 μ m réalisées à 4 températures différentes.

La figure III.29a montre la caractéristiques I(V,T) entre 2 contacts ohmiques distants de 70 μ m. Cette étude permet de remonter à l'énergie d'activation de l'impureté résiduelle en traçant la courbe d'Arrhenius (Fig. III.29b), soit approximativement 1,75eV laquelle pourrait correspondre à l'azote (à 1,7eV). Il va de soit que l'obtention d'un contact ohmique ou Schottky sur un SC intrinsèque n'a pas véritablement de sens physique. Cependant, le but de cette étude est de faciliter la collecte des porteurs photogénérés lorsque le composant est sous irradiation. Un exemple de photodétecteurs diamant dans leur logement en alumine est présenté figure III.30 a et b. L'anode et la cathode sont liées à des broches en or permettant une polarisation par la face arrière.

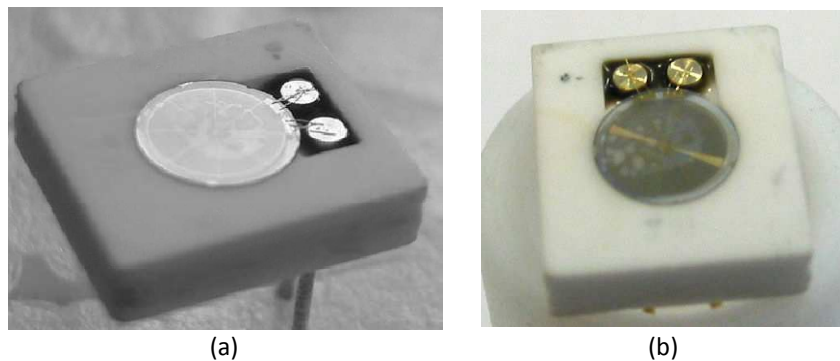


Figure III.30 : photographie du photodétecteur à base de diamant msm24-r circulaire dans son logement en alumine (les échantillons sont collés avec de la résine spéciale UV haute température en face arrière).

II-2.3.3 Contacts Schottky sur SC dopé P

Le contact est Ti/Ag/(Cr)/Ni : épaisseurs de métaux 3/20/(30)/50nm. Recuit 400°C 15min sous UHV après lift-off de la résine. Mais il est aussi possible d'utiliser d'autres métaux plus réfractaires comme Mo ou Pt. Néanmoins, ce contact n'a pas été réalisé pour les photodétecteurs MSM ou PiN.

II-2.3.4 Techniques de gravure

La gravure du diamant est réalisée à partir d'un plasma d'oxygène pur (pression 2,3mTorr, 1000W), polarisation continue RF du porte-substrat à -30V dans un bâti ECR ou ICP. La vitesse de gravure est typiquement dans ces conditions de 1,8 μ m/h. Le fond de gravure obtenu est lisse et la gravure anisotrope (pas de sous-gravure). Le masque sacrificiel utilisé est le Nickel (épaisseur 200nm) ou autres métaux à faible pouvoir oxydant.

II-2.3.5 Effets de bords

Etant donné la taille des échantillons diamant (<5mm), il a fallu élaborer un moule qui vient épouser la forme de l'échantillon de manière à obtenir un même niveau entre la surface du diamant et celle de la résine. En effet, la dépression provoquée lors du *spin-coating* entre le centre de l'échantillon et sa périphérie, forme un bourrelet de résine à la périphérie lequel ne permet pas de plaquer le masque optique à la surface de l'échantillon lors de l'insolation optique sous UV (cf. figure III.31). Ce moule peut être remplacé par une résine de type FOX, téflon, PDMS... quant au moule métallique, il a très vite été abandonné suite aux problèmes de reproductibilité.

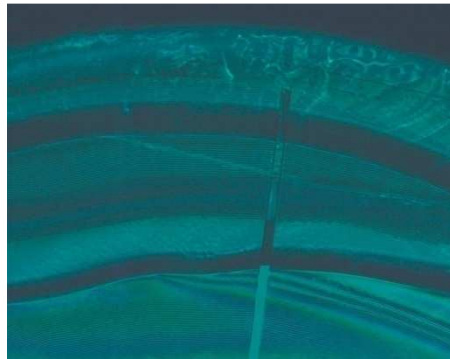


Figure III.31 : Résine optique AZ1512/diamant après recuit, puis insolation et révélation. Aucun motif de doigts n'est perceptible à cause de la formation du bourrelet.

Précisons que cette étape est cruciale puisqu'elle impose la zone active disponible pour réaliser le capteur UV.

II-2.3.6 Procédé de lithographie optique utilisé

La surface du diamant est naturellement hydrogénée après process matériau est hydrophobe au solvant constituant la résine d'où la très mauvaise tenue de celle-ci après *spin-coating*.

Une fois l'échantillon prêt à être processé, nous réalisons l'étape de lithographie optique à partir du procédé Novolak avec la résine AZ1505 (ou de la série AZ1500) comme suit :

- Nettoyage rapide (10mn) sous acétone + bain ultrasons (à 35kHz tiède).
- Rinçage à l'alcool et séchage sous N₂.

- Pose de l'échantillon sur son support métallique, son logement de résine UV ou son moule en PDMS.
- Déshydratation de l'échantillon (10-15mn) sur plaque chauffante à 200°C ou dans un four à 250°C.
- Dépôt du solvant (anisole) de la résine AZ1505 pour améliorer son adhérence sur le matériau.
- Dépôt de la résine AZ1505 en laissant tourner doucement l'échantillon sur la tournette puis au bout de 20s, mettre les paramètres pour l'épaisseur désirée (en gros minimum 500nm).
- Recuit de la résine sur plaque à 110°C.
- Durcissement dans le développeur MIF326 (afin d'obtenir un profil casquette).
- insolation à l'aligneur optique à l'aide des bords de masque du motif à écrire.
- Développement dans une solution AZ400 diluée (1:3) puis arrêter la réaction sous H₂O DI et sécher à N₂.

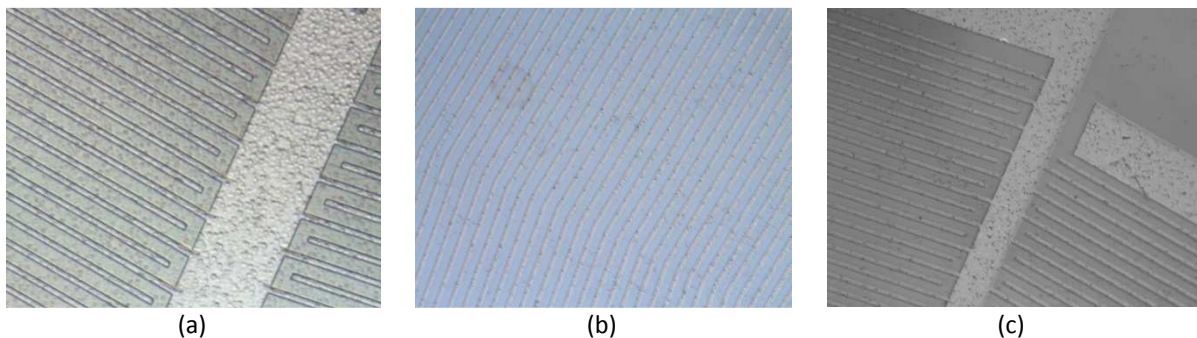


Figure III.32: Lithographie optique avec doigt de 2 μ m espacés de 5 μ m (a) sur diamant monocristallin MSM-c et même échantillon avec métallisation, lift-off et recuit (b et c).

Une fois les motifs obtenus (figure III.32a) avec un profil casquette, on réalise l'étape de métallisation ainsi :

- Métallisation avec le contact Ti/Pt/Au (20/10/100nm).
- Réalisation de l'étape de lift-off sous acétone pendant quelques minutes sous agitation (surtout éviter les ultrasons).
- Recuit à 550°C pendant 45mn sous N₂ ou sous vide.



Figure III.33 : Lithographie optique et métallisation sur MSM diamant autoporté de test (260 μ m d'épaisseur).

Les figures III.32 (b et c) et III.33 représentent une vue des motifs IDTs des échantillons diamant monocristallin et autoporté respectivement, une fois métallisés et recuits.

II-2.4 Stabilité électrique

Dans certains cas, et surtout après une utilisation régulière à l'atmosphère ambiante, le photodétecteur MSM présente un courant de fuite non négligeable après plusieurs mois d'utilisation. Ce dernier exhibe alors un courant de fuite à l'obscurité, après avoir été mis à l'air pendant quelques minutes. La figure III.34 montre que la constante de temps de charge des états de surface est de l'ordre de 10mn.

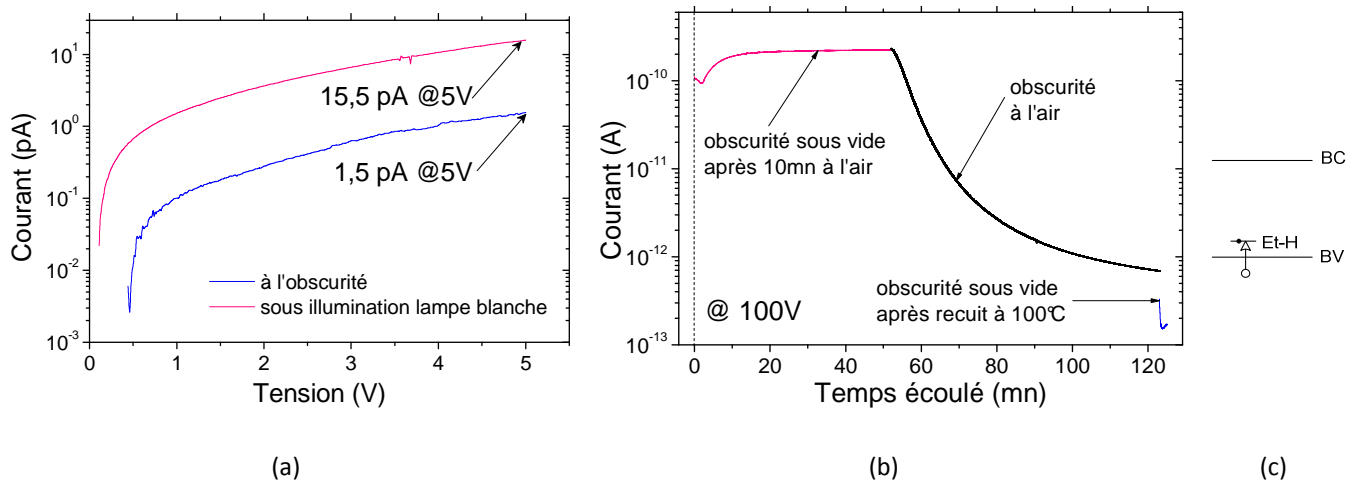


Figure III.34 : Mesure après 3h à 100°C (a), MSM29-c - distance inter-électrode=2µm, électrodes de 2µm.

Une fois remis à l'air (toujours à l'obscurité), le courant de fuite montre une diminution de plus de 2 ordres de grandeur avec une constante de temps d'une trentaine de minutes. Cette fuite de courant peut être attribuée à un mécanisme en surface avec la saturation des liaisons pendantes lors de la mise à l'air, laquelle expliquerait la réduction du courant. Le complexe hydrogéné en surface capturerait les électrons une fois l'échantillon à l'air (jusqu'à saturation des liaisons pendantes) et les émettrait sous vide. Cet effet est encore plus prononcé lorsque l'échantillon est soumis à un échelon d'humidité relative élevé. Dans ce cas, le courant de fuite augmente jusqu'à plusieurs nA. Ce qui prouverait que l'humidité ambiante a pour effet de créer un courant surfacique. Notons aussi que dans ces conditions, ce phénomène est parfaitement reproductible dans le temps.

Afin de pallier à ce courant de fuite et stabiliser la caractéristique électrique du MSM, une solution consiste à nettoyer l'échantillon dans un bain d'acétone sous ultrasons (4h) de manière à casser les liaisons électrostatiques des impuretés en surface du composant et entre les IDTs, suivi d'un recuit sous N_2 à plus de 100°C pendant 1h (figure III.34b et c). L'humidité en surface est évaporée et l'on se retrouve dans la configuration d'un MSM isolé en surface par son oxyde (après process). Ainsi, il n'a pas été constaté d'évolution des caractéristiques au cours des mesures suivantes (suite à de multiples balayages entre -100 et +100V). Le courant à l'obscurité est stable autour de 152fA à $\pm 5V$

avec une constante de temps de moins de 12s. La tension de polarisation est fixée à 5V laquelle correspond à un impératif technique puisque ces composants sont destinés à être monté sur le satellite PROBA2 et que les sources d'alimentation sont fixées à +5V maximum.

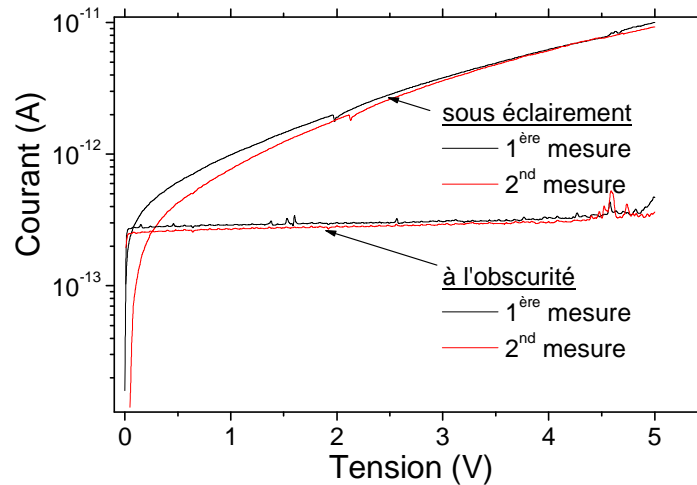


Figure III.35 : Caractéristiques I-V du photodétecteur MSM24-c à l'obscurité et sous éclairage, après nettoyage de ce dernier.

La figure III.35 montre les caractéristiques I-V à l'obscurité et sous illumination (lampe blanche) de l'échantillon MSM24r et pour deux mesures successives. A +5V, le courant de dégrade de 370fA à moins de 10pA. Aussi, pour éviter toutes fluctuations entre les mesures, les échantillons sont conservés dans l'acétone.

III-Caractérisation matériaux

L'objectif de cette partie est de donner une description des caractéristiques des matériaux utilisés pour réaliser les photodétecteurs. Pour cela, nous avons utilisé les techniques suivantes : XRD, spectroscopie des lignes noires, μ RM et IR. Il n'est présenté dans cette étude que les résultats obtenus si toutes les conditions étaient réunies pour se faire.

III-1 Diamant

Les substrats de diamant utilisés pour cette étude sont de "qualité électronique". Le substrat synthétique naturel (HPHT - 15GPa/3000K) fait 500 μ m d'épaisseur et provient de deux fournisseurs : *Element Six*TM (E6TM, Ascot - de *DeBeers* - Angleterre) ou Sumitomo (Japon). Ce dernier est assuré ne contenir pas plus de 5ppB (partie par billion) de bore ou d'azote atomique en site substitutionnel en fonction du dopage résiduel. La couche superficielle varie de 800nm à 3 μ m d'épaisseur et est élaboré par dépôt chimique en phase vapeur microondes assisté par plasma H₂/CH₄ (500:25sccm) à 2.45GHz (750W, 130Torr, 810°C). La surface est polie avec un procédé mécano-chimique léger dans la direction (100) du cristal. L'ensemble de ces opérations est réalisé à IMOMECH (Hasselt, Belgique). La

rugosité est estimée par AFM à moins de 1nm sur $2\mu\text{m}^2$ de surface. La forme des échantillons est circulaire et mesure 5mm de diamètre.

III-1.1 Spectroscopie Raman

La spectroscopie μRM est la technique d'analyse la plus employée pour caractériser les couches de diamant. Cette préférence est due à l'extrême sensibilité de cette technique aux phases graphitiques par rapport à la phase carbone cubique (diamant). En effet, la section efficace du graphite est estimée être environ 50 à 75 fois plus importante que celle du diamant et cette grande sensibilité permet la détection du carbone graphite même si sa concentration dans le film est très faible. Les spectres Raman sont constitués par un ensemble de raies caractéristiques de différents modes vibrationnels des composés chimiques présents dans le substrat. Il est possible d'identifier le dépôt diamant par son empreinte vibrationnelle. Le spectre typique d'un film de diamant CVD est représenté sur la figure ci-dessous dans la gamme $500\text{-}2500\text{ cm}^{-1}$.

- Celui à 1332cm^{-1} est attribué au diamant.
- La bande D centré autour de 1350cm^{-1} correspond à la présence de liaisons carbone-carbone dans les orbitales hybrides sp^2 , caractéristique du graphite désordonné.
- La bande G centré autour de 1520cm^{-1} est attribuée à la présence d'un mélange de phases amorphes du carbone hybridé sp^2 et sp^3 .
- La pente de fluorescence présentée par le trait vert discret, correspond à la désexcitation des niveaux électroniques des défauts ou impuretés irradiés par le faisceau laser. On trouve aussi dans la littérature une autre explication, celle d'un fond de photoluminescence ayant la forme d'une courbe gaussienne centré à 2900cm^{-1} (soit 2,05eV). L'origine de cette bande de fluorescence reste donc encore incertaine est l'on suggère aujourd'hui qu'elle est due aux transitions optiques d'une distribution continue des gaps introduites par la phase sp^2 que présente inévitablement une structure diamant désordonnée.

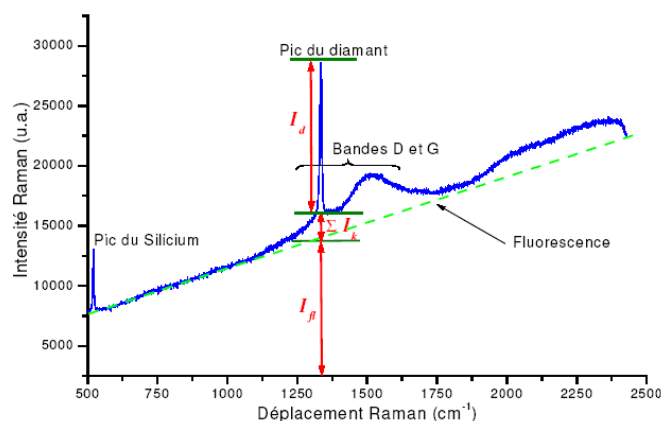


Figure III.36 : Explication du traitement de l'information sur un spectre μ Raman d'une couche de diamant.

R est le facteur de mérite ou de pureté (fp) qui donne une idée de la qualité globale d'une couche. Pour la calculer, on peut utiliser la relation qui tient compte (fp) des sections efficaces de diffusion du graphite et du diamant ou qui n'en tient pas compte (R) :

$$R = \frac{I_d}{I_d + \sum I_k} \text{ ou } fp = 100 \frac{75 I_{\text{diamant}}}{75 I_{\text{diamant}} + I_{\text{graphite}}}$$

Cependant, elle ne tient pas compte de la fluorescence I_{fl} . Pourtant cette pente est très sensible aux défauts structuraux dans la couche, à l'épaisseur (volume de matière diffusé), à la taille des cristallites et aussi aux conditions de mesure. (Informations relatives à l'intensité rétrodiffusée : En effet, l'intensité de la réponse Raman provenant des phases non diamant varie avec l'énergie du laser. Pour une excitation dans le rouge, le signal est exalté en raison de phénomène de prérésonance. Inversement, pour une excitation dans le bleu, le signal des phases amorphes diminue pour devenir indétectable dans l'UV).

Dans notre cas (figure III.37b), nous observons aucune fluorescence ou bandes graphitiques en dehors du mode (T_{2g}) correspondant au diamant monocristallin à 1331.13cm^{-1} associé à une largeur à mi-hauteur de 3.4cm^{-1} .

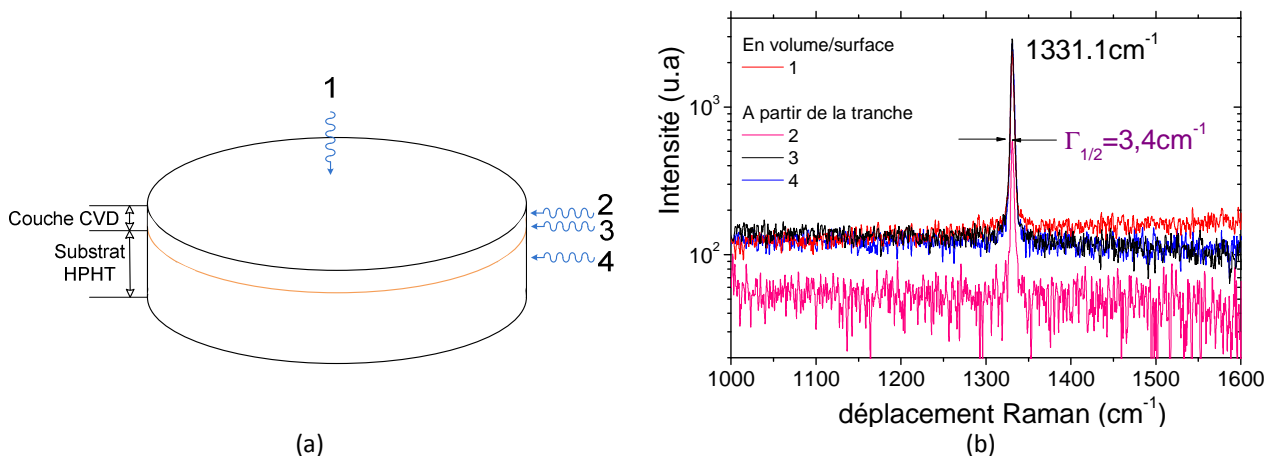


Figure III.37 : (a) Représentation schématique d'un échantillon de diamant avec le substrat HPHT et la couche de diamant CVD déposée en surface. Les notations de 1 à 4 indiquent les zones mesurées en μ RM; (b) Spectre μ RM de l'échantillon diamant synthétique MSM7 (IIa) sur la tranche et en volume mesuré sous une excitation de 488nm et pour une puissance de 10mW. 1 correspond à la surface de l'échantillon (zone centrale), 2,3 et 4 correspondent à la tranche. 3 est fixé à l'interface entre les 2 matériaux diamant.

Ce résultat confirme que les substrats utilisés sont bien monocristallin de qualité électronique.

III-2 Nitrure d'Aluminium

Le matériau AlN utilisé provient soit de laboratoires, soit de l'industrie. Dans le premier cas les épitaxies proviennent du CHREA (FR) (AlN/Silicium), de GTA (EU) (AlN/ Al_2O_3) et JAP (CEA) (AlN/ Al_2O_3). Nous avons aussi eu l'occasion de travailler sur du nitrure d'aluminium élaboré par pulvérisation

(IMOMEC-B, IMN-FR). Ces derniers matériaux n'ont pas satisfait aux conditions nécessaires pour réaliser des photodétecteurs MSM et notamment au niveau de leur caractéristique électrique (résistivité). Par conséquent, seuls les matériaux de GTA (nommé GTA) et du CEA (nommé JAP) ont été utilisés pour réaliser des photodiodes.

Dans les deux cas, la couche AlN est fabriquée par OMVPE à 1100°C sous une pression de 100Torr sur un substrat saphir [1].

III-2.1 Spectroscopie Raman

Le spectre μ RM de l'échantillon GTA est montré figure III.38 sous trois sources d'excitation (266nm, 514nm et 785nm). Les modes $E_1(\text{TO})$ et $A_1(\text{LO})$ du nitrure d'aluminium wurtzite sont particulièrement exaltés sous excitation UV, lesquels prouvent la qualité du matériau analysé. Ceci nous donne une projection du comportement du matériau une fois soumis à une excitation UV (capteur UV).

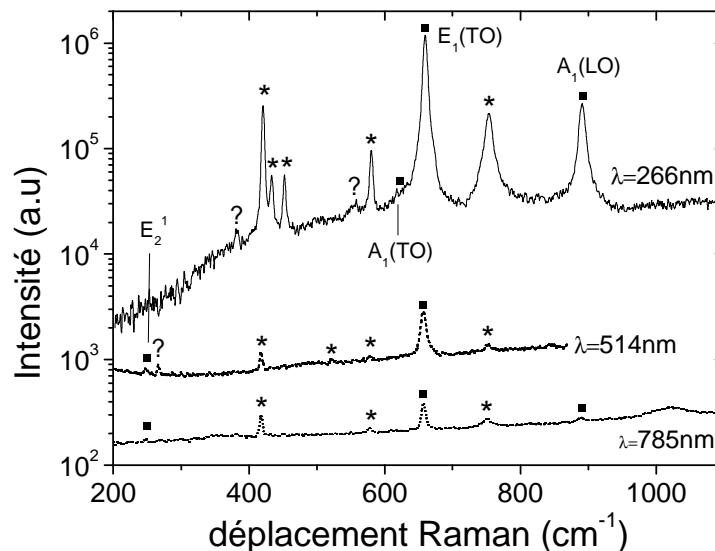


Figure III.38: Spectre microRaman en surface de la couche GTA. Les carrés représentent les modes wAlN et les étoiles (*) représentent les modes du substrat saphir. Le symbole (?) correspond aux pics non attribués.

L'ensemble des modes TO et LO de AlN wurtzite et du substrat Al_2O_3 utiles à notre étude, sont représentés tableau III.3.

Assignation des modes optique (en cm^{-1})	wAlN monocristal [26]	wAlN couche mince[27]	AlN GTA	Al_2O_3	Al_2O_3 GTA
$E_2(\text{low})$ ou E_2^1	252	248	247	419	420
$A_1(\text{TO})$	614	610	621	431	435
$E_1(\text{TO})$	660	670	-	445	452
$E_2(\text{high})$ ou E_2^2	893	657	660	492	-
$A_1(\text{LO})$	673	890	891	600	580
$E_1(\text{LO})$	916	912	-	748	752

Tableau III.3: Positions des pics des structures w AlN et Al_2O_3 [26-27]

III-2.2 Spectroscopie des lignes noires (m-lines)

Nous avons utilisé la technique des lignes noires pour déterminer les pertes de propagation optique (du bleu au PIR) et estimer avec une bonne précision l'indice optique du matériau utilisé.

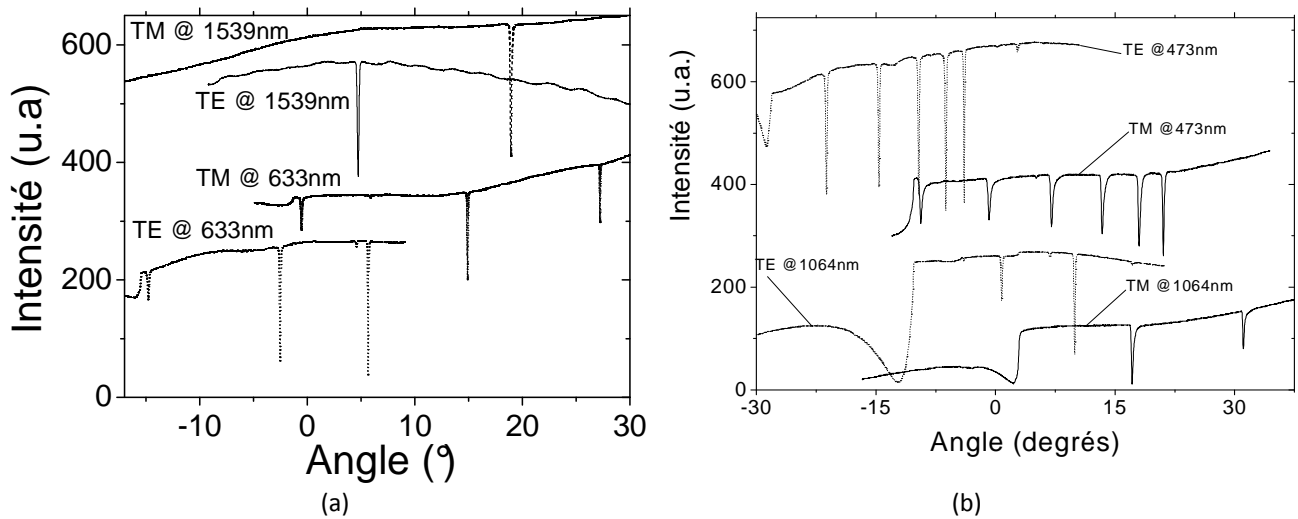


Figure III.39 : (a) Spectres *m*-lines en modes TE et TM de la couche GTA aux longueurs d'ondes de 632.8nm (Rouge) et 1539nm (PIR), (b) idem pour la couche JAP à 473nm et 1064nm.

La figure III.39 représente le spectre des lignes noires en modes TE et TM des couches GTA et JAP. A partir des positions angulaires de ces modes guidés, on détermine les indices effectifs qui permettent de calculer les indices et l'épaisseur de la couche (cf. chapitre 2). L'analyse de ces résultats est présentée dans le tableau III.4.

Echantillon 1 : JAP

λ (nm)	Pertes (dB/cm)	Indice TM (n_e)	Ep. Opt TM	Indice TE (n_o)	Ep. Opt TE	$\Delta n = n_e - n_o$
473		2.1543	1.0991	2.1011	1.0902	0,0532
633	14.73	2.1197	1.1017	2.0707	1.0987	0,049
824		2.1013	1.1222	2.0529	1.0932	0,0484
832	5.82					
1064		2.0914	1.1183	2.0454	1.1133	0,046
1302	1.89					
1539		2.0822	1.094	2.0334	1.1206	-
1553	0.7					

Echantillon 2 : GTA

λ (nm)	Pertes (dB/m)	Indice TM (n_e)	Epaisseur Opt	Indice TE (n_o)	Ep. Opt TE	$\Delta n = n_e - n_o$
473	Ech. trop petit	2.1553	0.6861	2.1032	0.6867	0,0521
633		2.1204	0.6902	2.0726	0.6908	0,0478
824		2.1023	0.6818	2.0554	0.6868	0,0469
1064		2.0910	0.6847	2.0467	0.6847	0,0443
1539		2.0845	-	2.0346	-	-

Tableau III.4 : Tableau récapitulatif des indices optiques obtenus aux différentes longueurs d'ondes du bleu au PIR. L'épaisseur optique au mode considéré (TE ou TM) est également mentionnée.

La variation d'indice Δn diminue avec la longueur d'onde. Ce paramètre n'est pas défini au PIR car à ces longueurs d'ondes le nombre de modes qui se propagent diminue fortement et dégrade la

précision sur l'indice optique. Dans notre cas, les ondes dont la longueur d'onde augmente, pénètrent davantage dans le matériau et sondent soit une qualité matériau moindre, soit un matériau désorienté. Ceci explique pourquoi la variation d'indice Δn diminue.

La figure III.40 représente l'évolution des indices ordinaire et extraordinaire obtenus sur les couches GTA et JAP de 473nm à 1539nm en comparaison avec d'autres données à l'état de l'art [28-30].

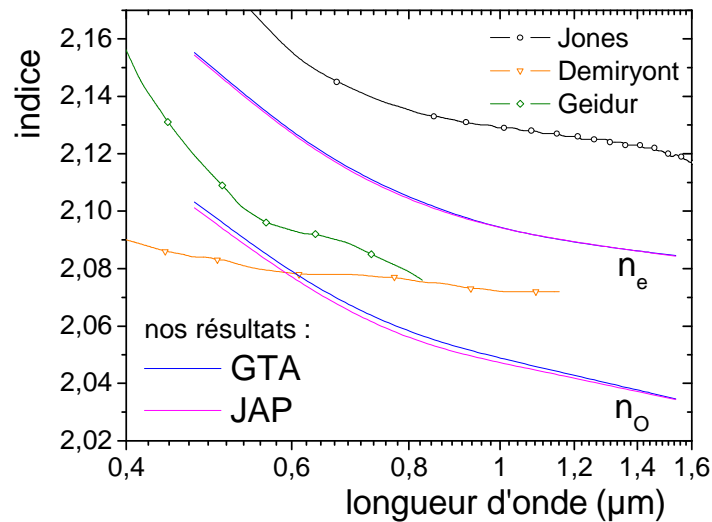


Figure III.40: Evolution des indices optiques ordinaire et extraordinaire des échantillons GTA et JAP en fonction de la longueur d'onde de l'onde guidée. Les données de Jones, Demiryont et Geidur constituent des éléments de comparaison en tant qu'état de l'art connu actuellement.

L'indice optique du nitrure d'aluminium wurtzite évolue en fonction de la longueur d'onde de 473 à 1539nm, suivant la loi :

$$n_i = \alpha \exp(-\lambda/\beta) + \gamma$$

Le tableau suivant donne les paramètres de fit obtenus sur les échantillons JAP et GTA :

Echantillon	indice	α	β	γ
JAP	n_e	0.471	0.25	2.084
	n_o	0.355	0.281	2.0345
GTA	n_e	0.47847	0.24585	2.084
	n_o	0.3282	0.301	2.0343

La technique *m-lines* permet aussi d'en déduire le profil d'indice en profondeur de la couche au moyen de la méthode WKB à condition que le nombre de modes guidés soit supérieur à 3 ce qui est le cas pour les radiations bleu et rouge. La figure III.41 relate l'évolution de ces profils d'indices à ces deux longueurs d'ondes et pour les 2 échantillons GTA et JAP.

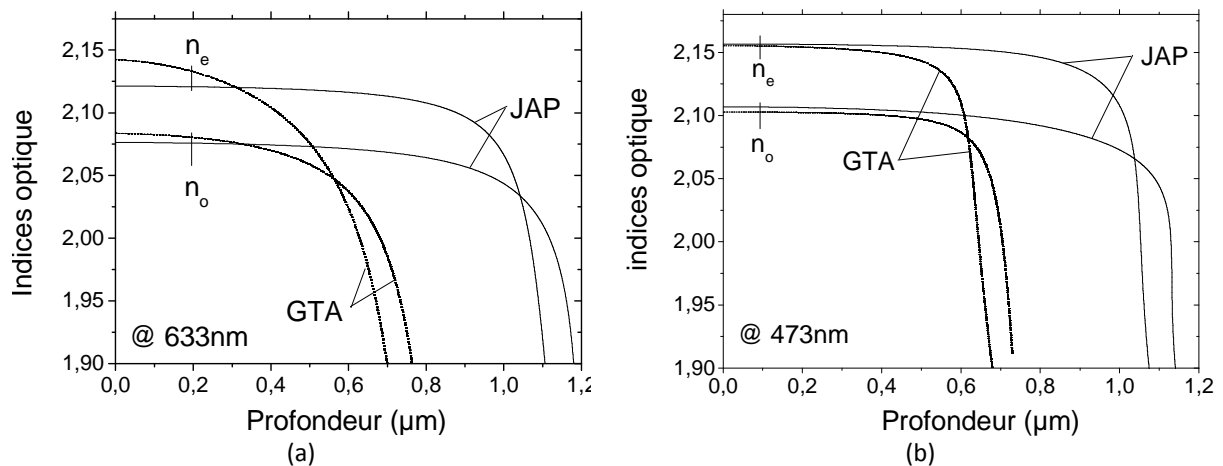


Figure III.41 : Evolution du profil d'indice des échantillons JAP et GTA à la longueur d'onde de 633nm et 473nm.

La figure III.41 permet de donner quelques conclusions intéressantes. L'échantillon GTA présente des indices optiques plus élevés en surface de la couche AlN que ceux de JAP. Cependant, cette dernière montre peu d'évolution de ses indices optiques en volume en comparaison avec l'échantillon GTA, ce qui prouve que la couche est plus homogène en volume. C'est pourquoi, l'échantillon JAP est privilégié dans le domaine UV-Visible pour son utilisation en tant que capteur UV. Quant à l'échantillon GTA, il serait plus propice de l'utiliser dans la gamme EUV-DUV. Aussi, il existe une position en profondeur de la couche AlN où les indices ordinaire et extraordinaire sont égaux, laquelle pourrait être corrélée à une orientation de l'axe optique à 45° , ce qui sous-tendrait à une rotation de l'axe optique pendant la croissance.

La figure III.42a montre l'intensité relative de l'onde guidée et transmise en dehors de la couche AlN (JAP) en fonction de sa position dans le guide à différentes longueurs d'onde (du rouge au PIR). Il est alors possible de déterminer l'évolution des pertes optiques en fonction de la longueur d'onde de l'onde guidée (figure III.42b). Cette étude n'est possible que si la longueur de l'échantillon est de plus de 2cm, c'est pourquoi seul l'échantillon JAP a été mesuré (les autres échantillons étant trop petits). L'objectif de cette étude est d'estimer quantitativement les pertes optiques dans la gamme des longueurs d'onde la plus proche des UV et de disposer ainsi qu'un outil comparatif de la qualité matériau d'un échantillon vis-à-vis d'un autre.

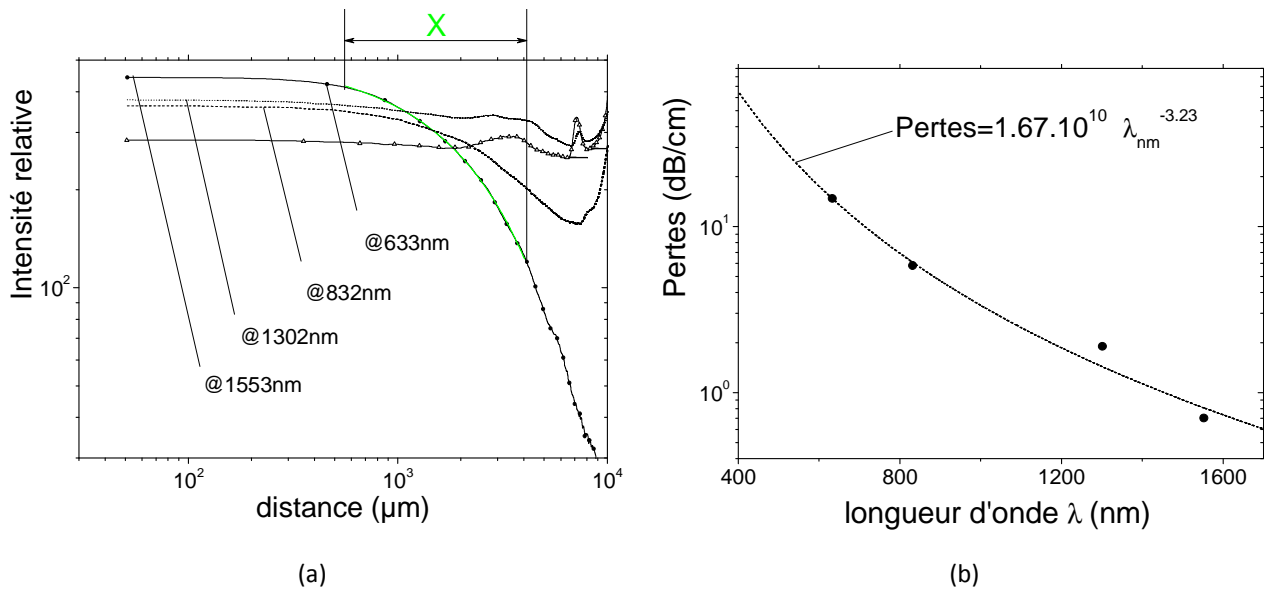


Figure III.42 : (a) Evolution de l'intensité relative de l'onde guidée en fonction de la distance parcourue par l'onde dans la couche AlN pour différentes longueurs d'ondes ; (b) Evolution des pertes dans la couche aux différentes longueurs d'ondes utilisées.

Les pertes optiques L (Loss) dans la direction perpendiculaire à l'axe optique peuvent donc être définies dans la plage [633-1553nm] (établies dans la gamme X (cf. figure III.41)) suivant la loi :

$$L = ax^{b\theta} \text{ avec } a = 1.67 \times 10^{10} \text{ et } b = -3.23.$$

Notons que le domaine de validité de cette équation est fixé aux radiations [473-1553nm].

III-2.3 Diffraction aux Rayons X

La technique de DRX est couramment utilisée pour déterminer la qualité cristallographique d'un matériau. Les figures III.43a et III.43b montrent les courbes de DRX en mode θ - 2θ et en mode *rocking-curve* des deux échantillons GTA et JAP. Ceci permet d'en déduire l'évolution des largeurs à mi-hauteur (FWHM) des pics AlN (111). Dans les deux cas, nous avons atténué l'intensité de la réponse par un filtre en Cu.

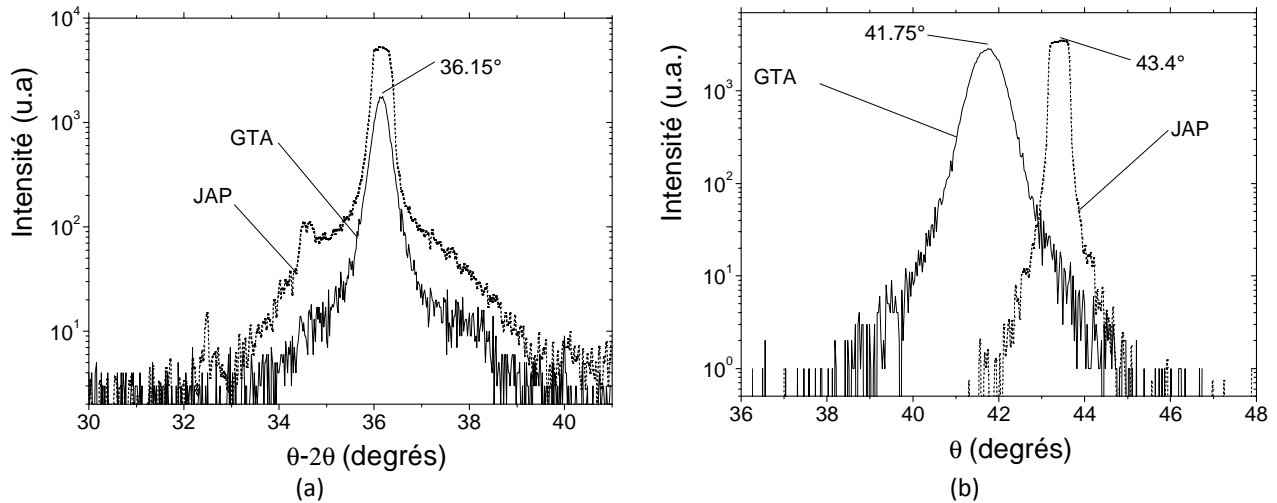


Figure III.43: (a) Courbe de DRX des couches AlN/Al₂O₃ en mode $\theta-2\theta$ et (b) en mode *rocking-curve* (avec filtre en Cu).

Le tableau ci-dessous donne un récapitulatif des valeurs de largeurs à mi-hauteur obtenues sur les 2 échantillons GTA et JAP.

FWHM	Rocking curve (degrés)	$\theta-2\theta$ (degrés)
GTA	0.77	0.3
JAP	0.49	0.41

Ces valeurs obtenues confirment parfaitement les conclusions données par le profil d'indice.

III-3 Nitrure de Bore

Le nitrure de bore cubique est un SC très prometteur tout comme l'est le diamant mais sa synthèse est très difficile surtout lorsque la couche à déposer doit être épaisse. Il présente d'excellentes propriétés en termes de dureté, de conductivité thermique. Il est inerte chimiquement et transparent aux radiations visibles. Il est stable à l'oxydation, même à des températures très élevées et peut être dopé n ou p. C'est donc un SC de choix pour des applications en optoélectronique. En effet, sa LBI fait de ce matériau le SC idéal pour le développement de détecteurs dans le domaine des UV profonds (Deep Ultraviolet < 300nm), VUV (Vacuum Ultraviolet) et EUV (Extreme UltraViolet). De plus, il filtre intrinsèquement les radiations du visible et de l'infrarouge. Ceci constitue donc un gain sur l'intensité du signal à détecter à moindre coût (ne nécessite pas de filtre supplémentaire).

La couche de cBN est déposée sur des paillettes de diamant polycristallines (à orientation aléatoire) par dépôt chimique en phase vapeur sous l'action d'un jet moléculaire en régime continu (DC) à base de fluorine. Ces mêmes paillettes sont disséminées sur un substrat de Si(100) lequel subit un traitement de surface au préalable. Cette technique permet au BN d'être accordé au paramètre de maille du diamant et facilite l'obtention d'une couche épaisse.

La couche tampon est composée de poly-diamant et de Nano-Diamant (ND) varie de 1 à 3 μm . Un exemple de l'état de surface obtenu est montré figure III.44a où les grains de diamant

monocristallins sont perceptibles. Cette couche est ensuite traitée en surface pour faciliter l'épithaxie du nitrure de bore cubique. La chimie utilisée pour fabriquer ces films de cBN est un mélange de $H_2:BF_3:N_2:Ar:He$ [(2 à 4.5):1:50:10:140sccm]. Pour toutes les couches disponibles, seul le taux d'hydrogène est modifié dans la phase gazeuse. La température de dépôt varie de 800 à 950°C. La durée de dépôt varie de 4h à 8.5h selon l'épaisseur du film désirée.

Toutes ces étapes de dépôt sont réalisées au *Center of Super-Diamond and Advanced Films (COSDAF)* à Hong-Kong (*Department of Physics and Materials Science, City University of Hong Kong, Hong Kong SAR, China*). Notons que ce procédé de fabrication du cBN existait déjà [31], l'innovation a consisté à ajouter cette couche tampon en diamant.

La figure III.44b représente une photo SEM-FIB d'une photodiode cBN. La structure est composée d'un film de cBN de 1 μm d'épaisseur déposé sur une couche de poly-diamant de 4 μm sur substrat Silicium (100). La photo au dessus de la figure III.44b montre les IDTs du MSM en surface de la couche. Malgré tous les traitements de surface réalisés, la rugosité de cette dernière reste importante.

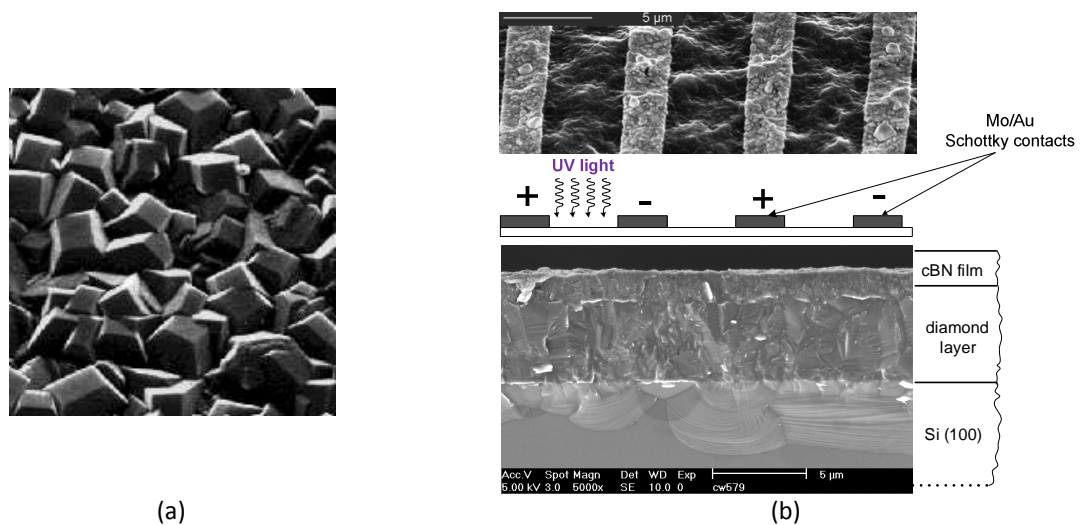


Figure III.44 : (a) photo MEB de la surface du poly-diamant sur Si(100) ; (b) Photo SEM-FIB d'une section de la couche CW579 cBN/poly-diamant/Si(100) et des IDTs de la photodiode Mo/Au.

III-3.1 Spectroscopie Raman

Le spectre μRM (figure III.45) montre, outre le signal caractéristique du diamant (TO) sp^3 à $1333cm^{-1}$, deux autres modes situés à $1057cm^{-1}$ et $1312cm^{-1}$ lesquels sont assignés aux modes optiques transversaux (TO) et longitudinaux (LO) du cBN. L'observation de pics relativement étroits et intenses montre la qualité du film de cBN déposé [32].

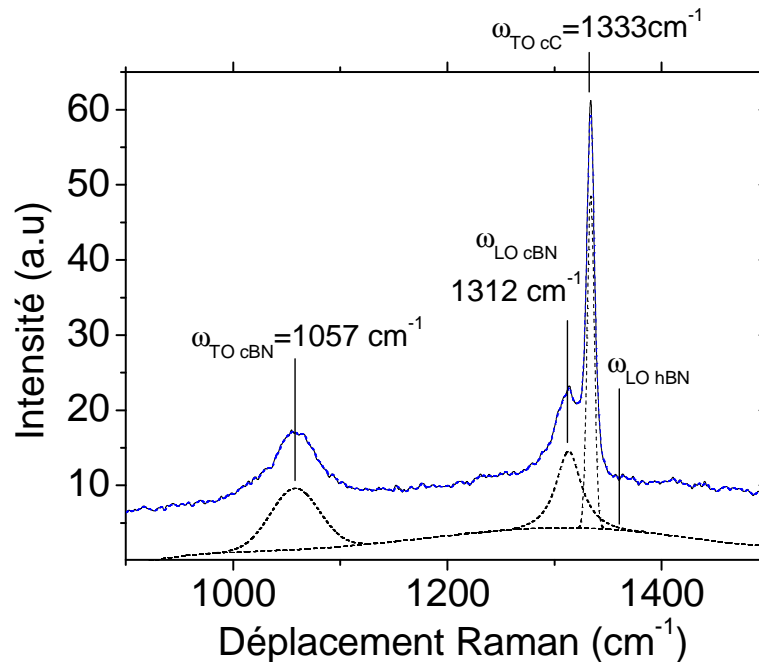
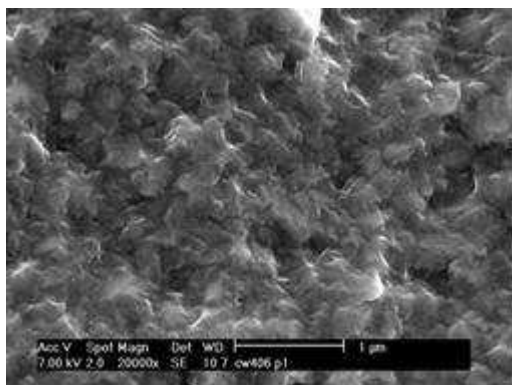


Figure III.45 : Spectre μ RM réalisé sous excitation à 488nm d'un film de cBN (CW579) déposé sur substrat Si (100).

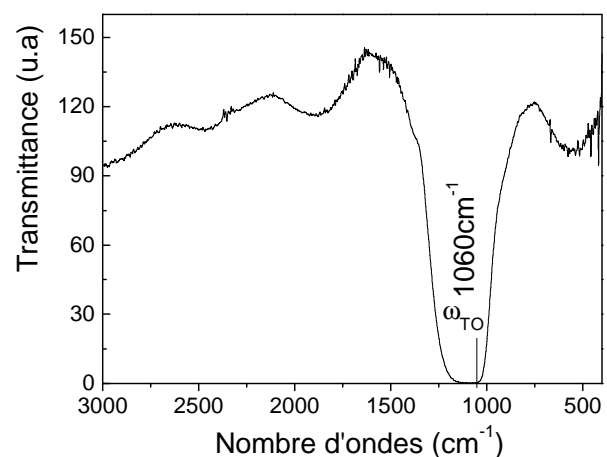
La taille des grains, estimée par différentes techniques [33-34], varie de quelques dizaines à quelques centaines de nm.

III-3.2 Spectroscopie Infrarouge

La figure III.46a montre une photo SEM de la surface du cBN (film CW420). Dans ce cas, la taille des grains a été assumée être de quelques centaines de nm. La figure III.46b montre le spectre infrarouge du film de cBN associé. Les interférences sont dues à l'épaisseur du film. Pas d'autres modes actifs en IR sont visibles en dehors du mode F_2 (TO) autour de 1050-1065 cm^{-1} .



(a)



(b)

Figure III.46: (a) image SEM de la topographie de la surface de l'échantillon CW420/W537 et (b) son spectre FTIR associé.

III-3.3 Diffraction aux Rayons X

La figure III.47 montre le spectre de DRX pour l'échantillon CW579. Seul le pic du cBN orienté (111) est clairement observable. La valeur de FWHM en mode θ - 2θ donne $0,27^\circ$. Le pic cBN orienté (111) est localisé à $44,06^\circ$ et correspond à un paramètre de maille $d(111)$ de $2,054\text{\AA}$. En comparaison, le matériau cBN non-contraint correspond à $d_0=2,0872\text{\AA}$. La contrainte montre donc être en tension [33]. Aussi, une estimation de la contrainte peut être obtenue à partir de la distorsion du réseau $(d_0-d)/d_0$.

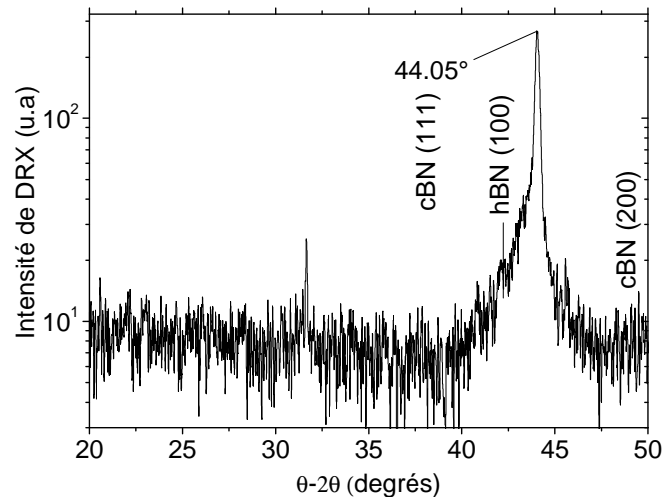


Figure III.47 : Exemple de spectre DRX sur les couches cBN/ND/Si(100). L'échantillon utilisé est CW579.

Cette contrainte peut être déterminée à partir de la loi de Hooke :

$$\sigma = \varepsilon_{\psi} E / (1 - \gamma) \text{ avec } E = 833 \text{ GPa et } \gamma = 0.112$$

Le pic le plus intense (111) est utilisé pour calculer la taille des cristallites et le second pic à (200) est utilisé pour calculer la contrainte [33]. Cependant, le pic de cBN orienté (200) n'est pas toujours visible. La contrainte est variable en fonction de l'échantillon et évolue de quelques GPa à quelques dizaines de GPa alors que la taille des cristallites de cBN varie d'une dizaine de nanomètres à quelques centaines de nanomètres.

IV-Conclusion

Ce chapitre est décomposé en deux parties. La première partie décrit les procédés technologiques mis au point afin d'élaborer les capteurs UV (Photoconducteurs, photodétecteurs Schottky et photodiode). Cependant, les technologies employées étant foncièrement différentes entre les matériaux SC III-N à LBI et le diamant, elles sont décrites indépendamment l'une de l'autre. Les principales étapes technologiques optimisées sont le design des masques optiques, les contacts électriques (ohmique, Schottky et plots d'épaissement), les gravures sèche et humique et l'isolation par implantation. Chaque technique a été décrite par rapport au matériau à traiter.

La seconde partie concerne la caractérisation des matériaux SC utilisés dans ce travail. Différents outils de caractérisations sont utilisés comme les spectroscopies des lignes noires, FTIR ou Raman et la diffraction de rayons X. Les matériaux analysés sont les nitrures binaires et ternaires à LBI (Al,Ga,B)N, puis dans un deuxième temps le diamant.

Références

- [1] H. J. Kim, S. Choi, D. Yoo, J.-H. Ryou, R. D. Dupuis, R. F. Dalmau, P. Lu and Z. Sitar, "Modulated precursor flow epitaxial growth of AlN layers on native AlN substrates by metal-organic chemical vapor deposition," *Applied Physics Letters*, vol. 93, pp. 022103-3, 2008.
- [2] J. C. Gerbedoen, "Conception et réalisation technologique de transistors HEMT de la filière AlGaIn/GaN sur substrat silicium pour des applications de puissance hyperfréquence" Thèse de Doctorat, USTL, 2009.
- [3] M. Mattalah, "Analyse de défauts en surfaces et interfaces de SC III-N à large bande interdite appliqués à la micro et l'optoélectronique," thèse de doctorat, Djillali Liabès, 2008.
- [4] K. Wang, R. X. Wang, S. Fung, C. D. Beling, X. D. Chen, Y. Huang, S. Li, S. J. Xu and M. Gong, *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 117, p. 21, 2005.
- [5] J. D. Guo, F. M. Pan, M. S. Feng, R. J. Guo, P. F. Chou and C. Y. Chang, " " *J. Appl. Phys.*, vol. 80, 1996.
- [6] N. Miura, T. Nanjo, M. Suita, T. Oishi, Y. Abe, T. Ozeki, H. Ishikawa, T. Egawa and T. Jimbo, *Solid- State Electron.*, vol. 48, p. 689, 2004.
- [7] R. Mehandru, S. Kang, S. Kim, F. Ren, I. Kravchenko, W. Lewis and S. J. Pearton, *Mater. Sci. Semicond. Proc.*, vol. 7, p. 95, 2004.
- [8] F. D. Auret, S. A. Goodman, G. Myburg, F. K. Koschnick, J. M. Spaeth, B. Beaumont and P. Gibart, *Physica B*, vol. 84-87, p. 273, 1999.
- [9] C. K. Ramesh, V. R. reddy and C.-J. Choi, " " *Mater. Sci. Eng. B*, vol. 112, 2004.
- [10] J. P. Ao, D. Kikuta, N. Kubota, Y. Naoi and Y. Ohno, *IEEE Electron Device Letters*, vol. 24, 2003.
- [11] S. Ruvimov, Z. Liliental-Weber, J. Washburn, K. J. Duxstad, E. E. Haller, Z.-F. Fan, S. N. Mohammad, W. Kim, A. E. Botchkarev and H. Morkoc, "Microstructure of Ti/Al and Ti/Al/Ni/Au Ohmic contacts for n-GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, pp. 1556-1558, 1996.
- [12] D. A. Stocker, E. F. Schubert and J. M. Redwing, "Crystallographic wet chemical etching of GaN," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 73, pp. 2654-2656, 1998.
- [13] C. B. Vartuli, S. J. Pearton, J. W. Lee, C. R. Abernathy, J. D. MacKenzie, J. C. Zolper, R. J. Shul and F. Ren, "Wet chemical etching of AlN and InAlN in KOH solutions," *J. Electrochem. Soc.*, vol. 143, p. 3681, 1996.
- [14] I. Adesida, A. Mahajan, E. Andideh, M. A. Khan, D. T. Olsen and J. N. Kuznia, "Reactive ion etching of gallium nitride in silicon tetrachloride plasmas," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 63, p. , 2003.
- [15] M. E. Lin, Z. F. Fan, Z. Ma, L. H. Allen and H. Morkoc, " "Reactive ion etching of GaN using BCl₃" " *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, pp. 887-888, 1994.
- [16] A. T. Ping, I. Adesida, M. A. Khan and J. N. Kuznia, *Electron. Lett.*, vol. 30, 1994.
- [17] H. Lee, D. B. Oberman and J. S. Harris, " "Reactive ion etching of GaN using CHF₃/Ar and C₂ClF₅/Ar plasmas" " *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67, pp. 1754-1756, 1995.
- [18] K. V. Vassilevski, M. G. Rastegaeva, A. I. Babanin, I. P. Nikitina and V.A. Dmitriev, "Fabrication of GaN mesa structures," *MRS, Internet Journal of Nitride Semiconductor Research*, vol. 1, 1996.
- [19] S. J. Pearton, C. R. Abernathy and F. Ren, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 64, p. 2294, 1994.
- [20] S. J. Pearton, C. R. Abernathy, F. Ren, J. R. Lothian, P. W. Wisk, A. Katz and C. Constantine, *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 8, p. 310, 1993.
- [21] R. J. Shul, G.B. McClellan, S. A. Casalnuovo, D. J. Rieger, S. J. Pearton, C. Constantine, C. Baratt, R. F. Karlicek, C. Tran and M. Schurman, *Appl. Phys. Lett.*, vol. 69, 1996.
- [22] R. J. Shul, G. B. McClellan, S. J. Pearton, C. R. Abernathy, C. Constantine and C. Baratt, *Electron. Lett.*, vol. 32, p. 1408, 1996.
- [23] S. C. Binari, H. B. Dietrich, G. Kelner, L. B. Rowland, K. Doverspike and D. K. Wickenden, " "H, He and N implant isolation of n-type GaN" " *J. Appl. Phys.*, vol. 78, pp. 3008-3011, 1995.
- [24] S. J. Pearton, C. B. Vertuli, J. C. Zolper, C. Yuan and R. A. Stall, " "Ion implantation doping and isolation of GaN" " *Appl. Phys. Lett.*, vol. 67 pp. 1435-1437, 1995.

-
- [25] Y. Guhel, "Réalisation de transistors à effet de champ à base de GaN pour l'amplification de puissance en gamme d'ondes millimétriques et à haute température," thèse de doctorat, USTL, 2002.
- [26] L. E. McNeil, M. Grimsditch and R. H. French, *J. Am. Ceram. Soc.*, vol. 76, p. 1132, 1993.
- [27] V. Y. Danidov, " " *Phys. Rev. B*, vol. 58, pp. 12899-12907, 1998.
- [28] P. Jones and A. H. Lettington, " "Electronic Band Structure of Wide Band-Gap Semiconductors GaN and AlN,"" *Solid State Commun.*, vol. 11, 1972.
- [29] Demiryont H, Thompson L.R. and G. J. Collins, *J. Appl. Optics*, vol. 25, pp. 1311-1318, 1986.
- [30] S. A. Geidur and Y. A.D, *Opt. Spectrosc*, vol. 48, pp. 618-622, 1980.
- [31] S. Matsumoto and W. J. Zhang, "Synthesis of Boron Nitride Films by Microwave Plasma Chemical Vapor Deposition in Fluorine-Containing Gases," *Jpn. J. Appl. Phys*, vol. 40, 2001.
- [32] W. J. Zhang and S. Matsumoto, *Phys. Rev. B*, vol. 63, p. 73201, 2001.
- [33] W.J. Zhang and S. Matsumoto, "The effects of dc bias voltage on the crystal size and crystal quality cBN films," *Appl. Phys. A*, vol. 71, pp. 469-472, 2000.
- [34] A. Soltani, Thèse de doctorat, ,Universite de Metz, 2001.

Chapitre 4
Simulation
des photodétecteurs GaN et AlN
et performances
des capteurs UV élaborés

I- Introduction

La première partie de cette étude est de quantifier le probable impact des effets thermiques sur les photoconducteurs GaN et AlN puis d'extrapoler aux photodiodes AlN. Les simulations développées sont utilisées afin d'aider à l'optimisation du design des photodétecteurs et particulièrement l'asymétrie des IDTs et l'impact des dimensions des contacts électriques ainsi que la distance inter-électrodes (micrométrique et submicronique) sur la photoréponse du capteur optique.

La seconde partie traite des résultats expérimentaux obtenus sur les photorésistances (diamant) et photodiodes (III-N à LBI) réalisés au cours de cette thèse. L'étude est portée pour chaque matériau à LBI de manière à corrélérer les résultats en fonction de la technologie employée et des phénomènes physiques responsables des réponses obtenus.

II- Simulations sur GaN et AlN

II-1 Photoconducteurs

II-1.1 Impact de l'auto-échauffement

II-1.1.1 Cas du GaN faiblement dopé

Les matériaux SC III-N à LBI présentent des densités de dopage résiduelles relativement importantes en fonction du procédé de croissance entre autres. Ce dopage non intentionnel a des effets qui peuvent être néfastes au bon fonctionnement des capteurs UV. De plus, les propriétés du matériau de transport se dégradent très rapidement avec la température. Certains auteurs [1] expliquent la saturation du courant entre deux contacts ohmiques d'une structure HEMT sur GaN par la présence de pièges en surface du SC mais il a aussi été démontré que la polarisation électrique entre deux contacts ohmiques engendre un auto-échauffement du composant [2]. Etant donné que nous disposons d'un matériau qui présente des densités de dopage résiduel type N qui puissent accentuer ce phénomène, il nous a semblé utile d'étudier dans un premier temps l'impact du dopage sur la saturation du courant dans un photoconducteur MSM GaN à l'obscurité.

Nous choisissons pour cela des contacts ohmiques distants de $2\mu\text{m}$ et $5\mu\text{m}$. L'épaisseur de la couche active est de 300nm et présente un dopage résiduel N_d de 10^{17}cm^{-3} . Celle-ci est épitaxiée sur du GaN intrinsèque. Quelques exemples de grandeurs physiques comme le champ électrique, le potentiel appliqué et la température de réseau sont analysés sous forme de graphiques 2D (figure IV.1).

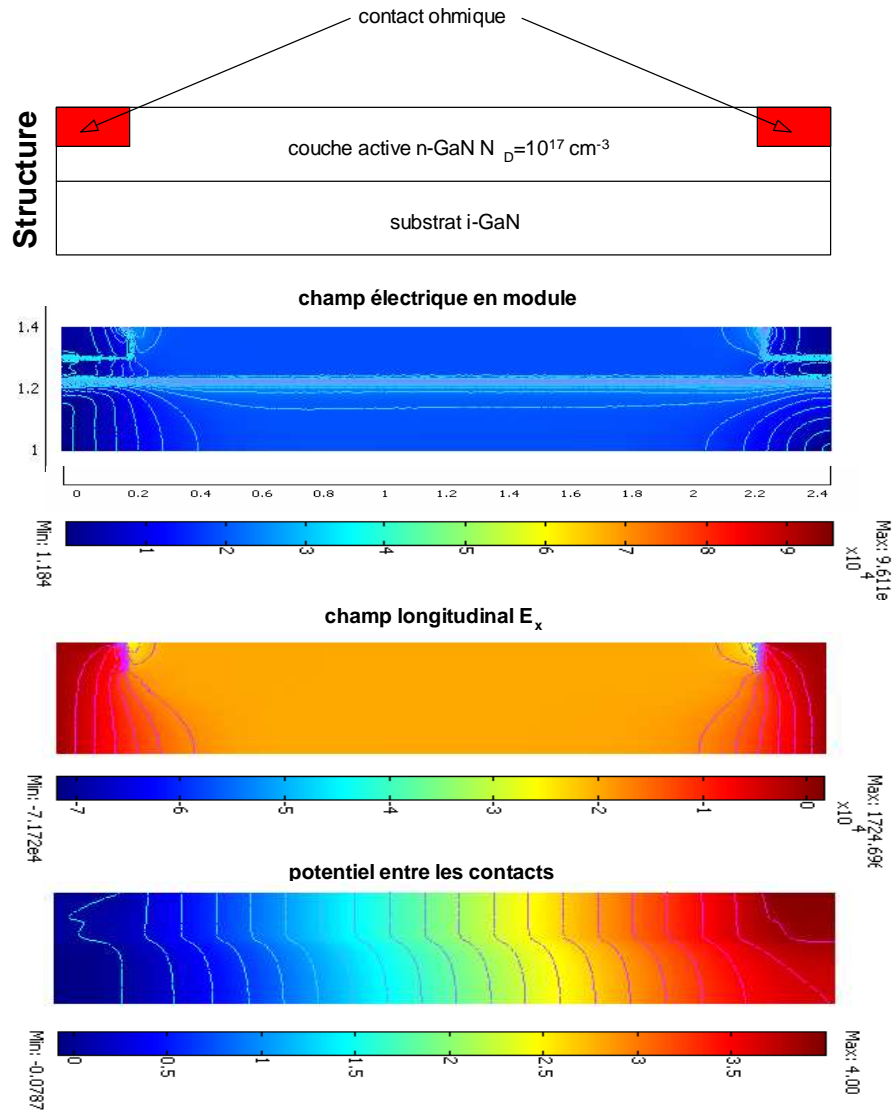


Figure IV.1 : Représentation de l'évolution des champs et du potentiel entre 2 contacts ohmiques distantes de $2\mu\text{m}$ pour une polarisation électrique appliquée de 4V.

L'ensemble de ces grandeurs physiques permet de remonter à l'évolution du courant électrique et de la température de réseau en fonction de la tension appliquée en tout point du composant (cf. chapitre 2). La figure IV.2 montre les évolutions de ces grandeurs pour 2 contacts ohmiques distants de 2 et $5\mu\text{m}$ si l'on tient compte ou non de l'auto-échauffement.

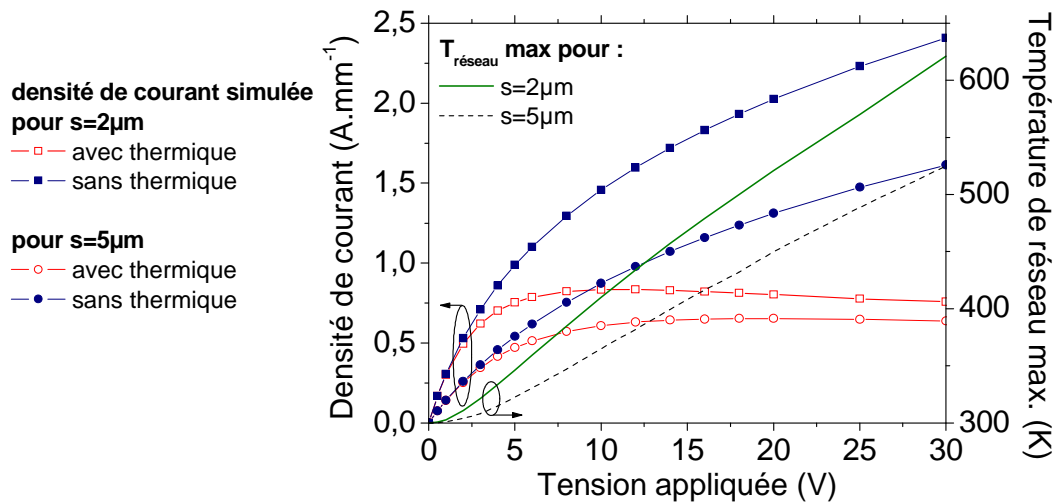


Figure IV.2 : Caractéristique I-V entre deux contacts ohmiques sur n-GaN en tenant compte ou non de l'effet thermique et l'évolution de la température de réseau pour 2 distances inter-électrodes en fonction de la tension appliquée.

Ce résultat met clairement en évidence l'impact de la thermique sous polarisation électrique laquelle conditionne la saturation du courant à bas champ. Ces effets thermiques modifient grandement la densité d'électrons et la température de réseau même en régime de faible injection. En effet, pour une tension appliquée de +5V, l'effet thermique engendre une diminution de la densité de courant respectivement de 23,6% et de 13% pour une distance inter-contacts respectivement de 2µm et 5µm; alors que la température de réseau augmente de 46°C pour 2µm et de 12°C pour 5µm. Cette étude a aussi été réalisée pour des distances inter-électrodes de 10µm, laquelle permet de conclure qu'à une polarisation électrique de +5V, l'impact de la thermique peut-être considéré comme négligeable. Cependant, ces effets thermiques ont un impact de plus en plus important d'autant que la distance inter-électrodes est faible. Par conséquent, la réalisation de photoconducteurs GaN à l'échelle submicronique semble être à proscrire. Cependant, qu'advient-il de ces effets thermiques si le dopage est moindre ?

II-1.1.2 Cas du GaN à moindre dopage (N⁻ ou nid type N)

L'étude suivante a consisté à estimer l'impact du dopage résiduel lorsque celui-ci est soit faible ($N_D=10^{16}\text{cm}^{-3}$), soit non intentionnellement dopé ($N_D=10^{15}\text{cm}^{-3}$) ainsi que l'influence de l'épaisseur de la zone active sur l'auto-échauffement d'un composant sur substrat saphir. La figure IV.3a montre l'évolution de la température de réseau en fonction de la polarisation électrique appliquée entre 2 contacts ohmiques de 200nm de large (w) distants de s soit 200nm ou 500nm, pour une épaisseur de zone active variant de 200nm à 600nm. Deux observations majeures peuvent être faites: plus l'épaisseur de la zone active est petite, plus l'augmentation de la température de réseau est moindre avec la tension appliquée due à un courant inter-électrodes plus faible. De plus, plus l'espacement entre les contacts est faible, plus l'auto-échauffement est élevé. Par conséquent, pour obtenir un

auto-échauffement minimum, nous nous plaçons dans la configuration de deux contacts ohmiques distants de 0.2 et 0.5 μm avec une épaisseur de GaN de 200nm et présentant un dopage nid soumis ou non à une illumination d'énergie supérieure à la Largeur de la BI du GaN.

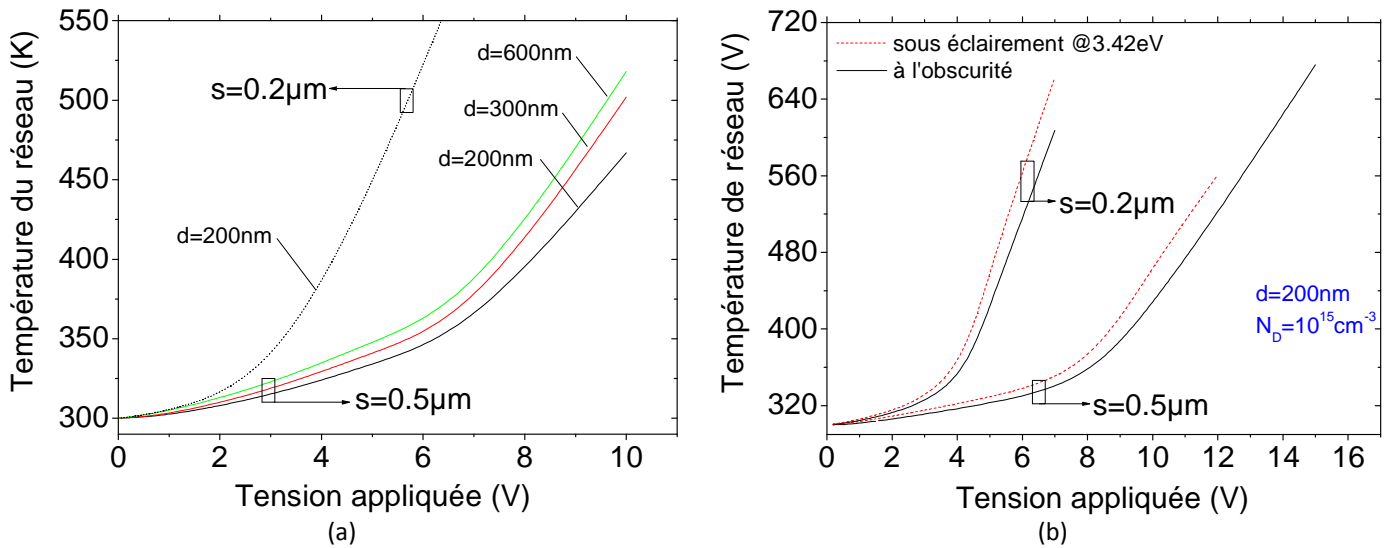


Figure IV.3 : (a) Evolution de la température de réseau en fonction de la tension appliquée entre deux contacts ohmiques sur GaN ayant un dopage N_D de 10^{16}cm^{-3} et (b) mêmes caractéristiques que (a) sur GaN dopé à 10^{15}cm^{-3} sous illumination et à l'obscurité.

La figure IV.3b montre que même pour une configuration permettant de minimiser l'impact de l'auto-échauffement, ce dernier reste néanmoins non-négligeable d'autant plus que l'espacement entre les contacts ohmiques est submicronique. La formation de paires électrons-trous supplémentaires sous illumination contribue aussi à l'auto-échauffement.

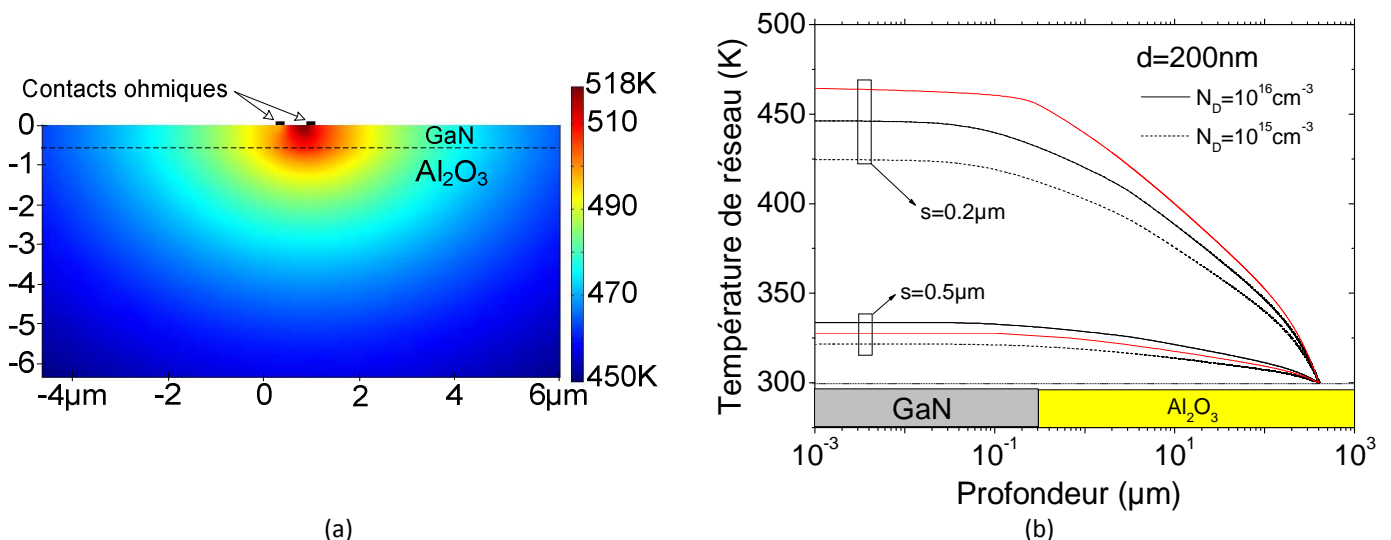


Figure IV.4 : (a) Topographie de la température sur une section d'un photoconducteur GaN dopé à 10^{16}cm^{-3} sur substrat saphir ($d_{\text{GaN}}=600\text{nm}$, $s=0.5\mu\text{m}$) sous une polarisation électrique de 10V et à l'obscurité; (b) Profil de la température de réseau de la zone chaude en surface du composant (entre les électrodes) pour une couche active $d_{\text{GaN}}=200\text{nm}$ sous éclairement (@3.42eV) ou à l'obscurité.

La figure IV.4a montre un exemple de la topographie en température sur une section d'un photoconducteur GaN où il est possible d'observer la zone chaude entre les deux contacts ohmiques

et la dissipation thermique dans le composant. La figure IV.4b montre l'évolution du profil de la température de réseau entre deux contacts ohmiques submicroniques de la zone la plus chaude à la face arrière du substrat située à $400\mu\text{m}$ sous la surface. Ce résultat permet de conclure que l'impact de l'auto-échauffement reste très important pour les structures submicroniques même non-dopées. Aussi, le choix du saphir est conditionné par le moindre coût des épitaxies et la bonne qualité matériau obtenue sur ce substrat aussi bien pour GaN que AlN, mais il constitue le cas le plus dégradant pour les effets thermiques.

L'ensemble de ces simulations ont été réalisées pour des températures de réseau inférieure à 700K qui est la limite du modèle électro-thermique car les données sont obtenus à partir des simulations MC établies jusqu'à cette valeur de la température. Les paramètres utilisés pour cette étude sont décrits chapitre 2. Notons qu'en pratique la température maximum ne doit pas dépasser 500K pour des raisons de fiabilité. Une tension de 10-15V constitue le meilleur compromis.

II-1.1.3 Courant d'obscurité pour GaN

Les performances d'un capteur optique sont conditionnées pas la valeur du courant d'obscurité (cf. chapitre 1). Ce dernier est calculé (équation I.7- chapitre 1) pour un dopage résiduel de $5 \times 10^{15} \text{cm}^{-3}$ et pour des contacts distants (s) de 200nm à $5\mu\text{m}$. Dans le modèle, on tient compte de W qui correspond à l'épaisseur de la ZCE sous la surface de la couche active qui est définie en fonction des états de surface et est estimée inférieure à 2nm [3]. Le courant d'obscurité I_0 obtenu est montré figure IV.5.

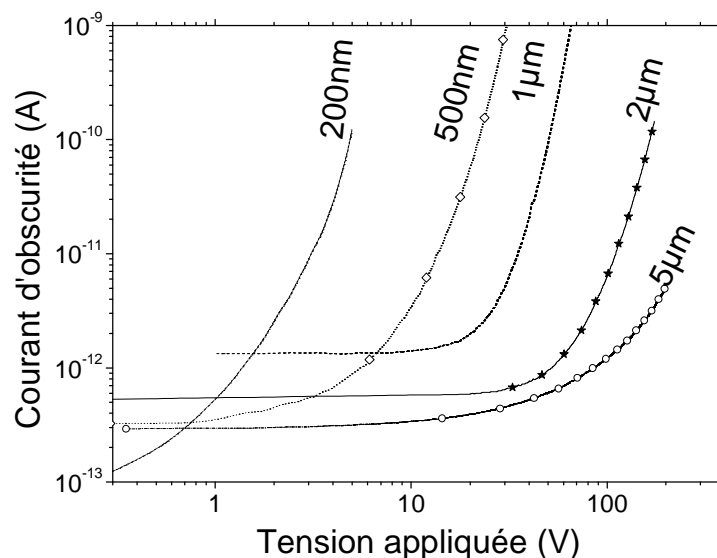


Figure IV.5 : Evolution du courant d'obscurité I_0 en fonction de la tension appliquée pour différentes distances inter-électrodes de 200nm à $5\mu\text{m}$.

On peut constater que le courant d'obscurité se dégrade de plusieurs ordres de grandeurs d'autant plus que la distance inter-électrodes est submicronique. Une étude plus détaillée [3] montre que

l'emballement du courant est dû aux porteurs minoritaires (à l'occurrence dans notre cas, des trous). L'évolution de ce courant est fonction principalement de la hauteur de barrière des métaux utilisés, du matériau sur lequel ces derniers sont déposés et de l'espacement entre les électrodes.

II-1.1.4 Cas de AlN nid

Etant donné l'impact des effets thermiques sur GaN, il est également intéressant d'étudier cet effet sur le matériau SC AlN. Ce dernier présente une caractéristiques $v(E)$ qui apporte une mobilité plus petite que GaN alors que sa conductivité thermique γ est bien plus élevée. L'ensemble de ces comportements permet de réduire l'impact des effets thermiques sur le composant. Prenons le cas d'un barreau AlN non dopé (c'est-à-dire à dopage résiduel type N à 10^{15} cm^{-3}) sur substrat Silicium (111) hautement résistif ($20 \text{ k}\Omega \text{ cm}$). Nous avons considéré le cas limite avec une technologie submicronique, c'est-à-dire une distance inter-électrodes de $1 \mu\text{m}$. La couche active AlN et le substrat Si (HR) ont une épaisseur respective de 300 nm et $400 \mu\text{m}$.

Les figures IV.6, IV.7 et IV.8 représentent l'évolution de la densité électronique, de la température électronique et de la température de réseau en 2D en prenant en considération les effets thermique pour une polarisation électrique de $+20 \text{ V}$.

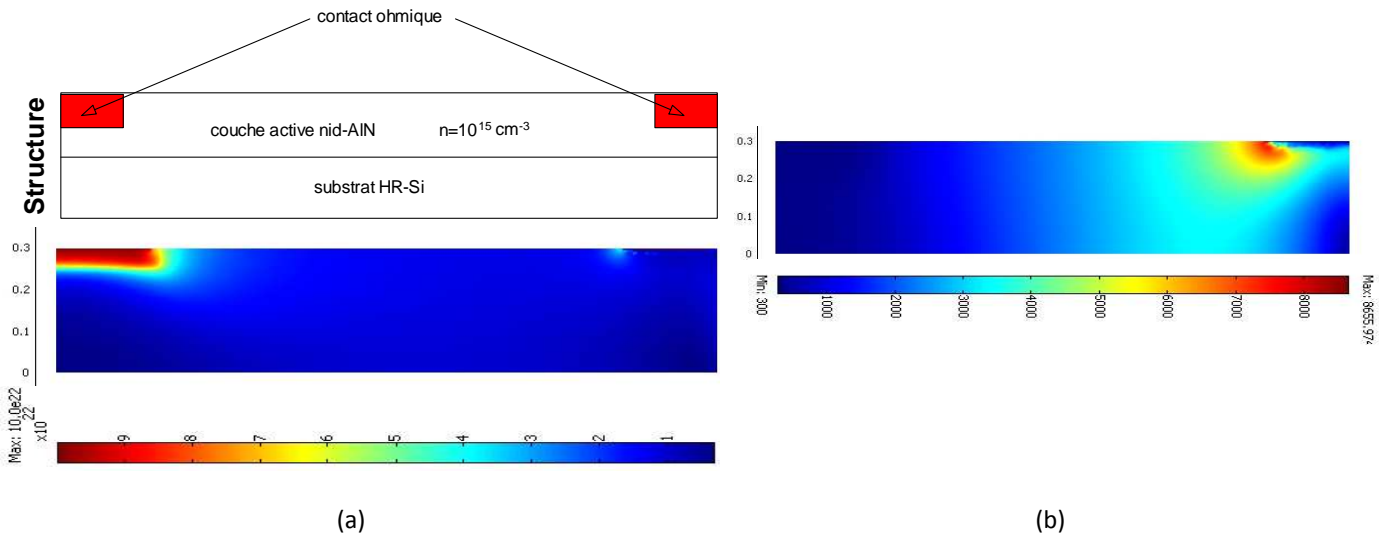


Figure IV.6 : (a) Schéma de la structure et cartographie 2D de la densité électronique à l'obscurité ; (b) Cartographie 2D de la température électronique dans le composant.

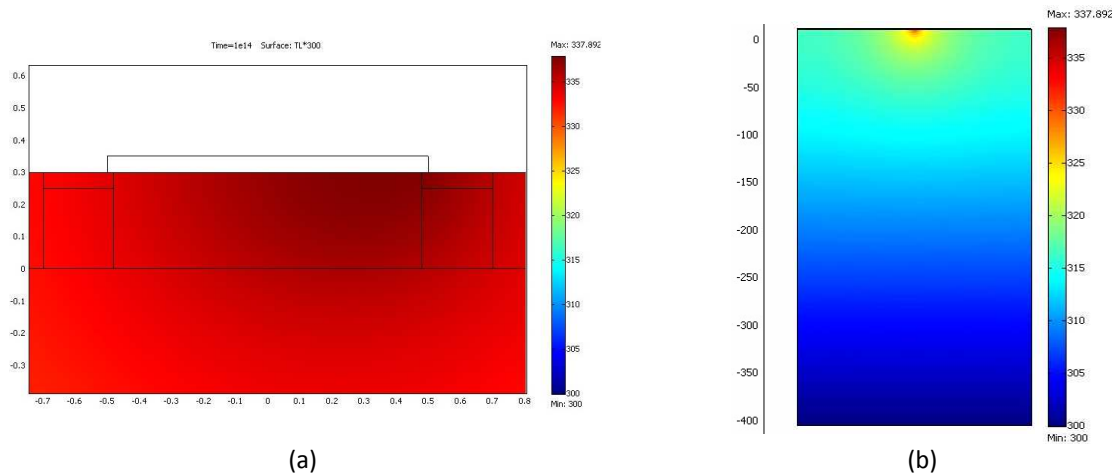


Figure IV.7 : (a) Cartographie 2D de la température de réseau dans la zone active et (b) sur tout le composant.

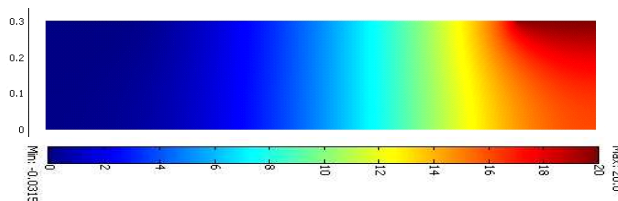


Figure IV.8 : Evolution de la tension électrique entre les contacts ohmiques dans la zone active pour une polarisation de 20V.

Ces résultats permettent d'en déduire que l'effet thermique n'a que peu d'incidence sur la densité d'électrons dans le réseau pour une tension appliquée de +20V entre 2 contacts ohmiques distants de 1 μ m. Dans ce cas précis, l'augmentation de la température de réseau n'excède pas 38K par rapport à la température ambiante. Cependant, n'oublions pas que le substrat utilisé est le Silicium et que pour un substrat saphir, l'effet thermique serait plus important.

En conclusion, l'ensemble de cette étude montre qu'il y a un réel intérêt à quantifier l'impact de l'auto-échauffement des photoconducteurs en fonctionnement sous polarisation électrique. Cet effet dégradant pour les propriétés de transport est surtout important lorsque les dimensions de la technologie employée est submicronique. Aussi et étant donné les faibles valeurs de dopage utilisées, il serait judicieux d'étudier l'impact de l'effet thermique même pour les photodiodes AlN lesquelles ont un réel intérêt pour les applications envisagées. Un travail ultérieur est prévu à cet effet. Cependant, l'ensemble des simulations présentées dans la suite de ce manuscrit ne tiendront plus compte des effets thermiques dans le composant.

II-1.2 Optimisation de la structure photoconductrice

Afin d'optimiser les performances des photoconducteurs, nous nous sommes penché sur la meilleure topologie technologique à réaliser pour faciliter la collecte des porteurs de charges sous polarisation électrique. Aussi, pour mieux appréhender le champ vu par les porteurs de charges photo-crées dans

l'extrême UV et dans la région des UV peu profonds, nous avons étudié l'évolution du champ électrique en surface (5nm sous la surface) et en volume (c'est-à-dire à 100nm sous la surface). Les distances entre les contacts ohmiques sont 1, 4 et 8 μm .

La figure IV.9a montre un exemple d'évolution du potentiel pour différentes polarisations appliquées entre 2 contacts distants de 1 μm . La figure IV.9b montre l'évolution du potentiel en volume du matériau entre deux contacts ohmiques distants de 1, 4 et 8 μm . Les lignes en pointillées permettent d'estimer la valeur du potentiel au milieu des électrodes considérées.

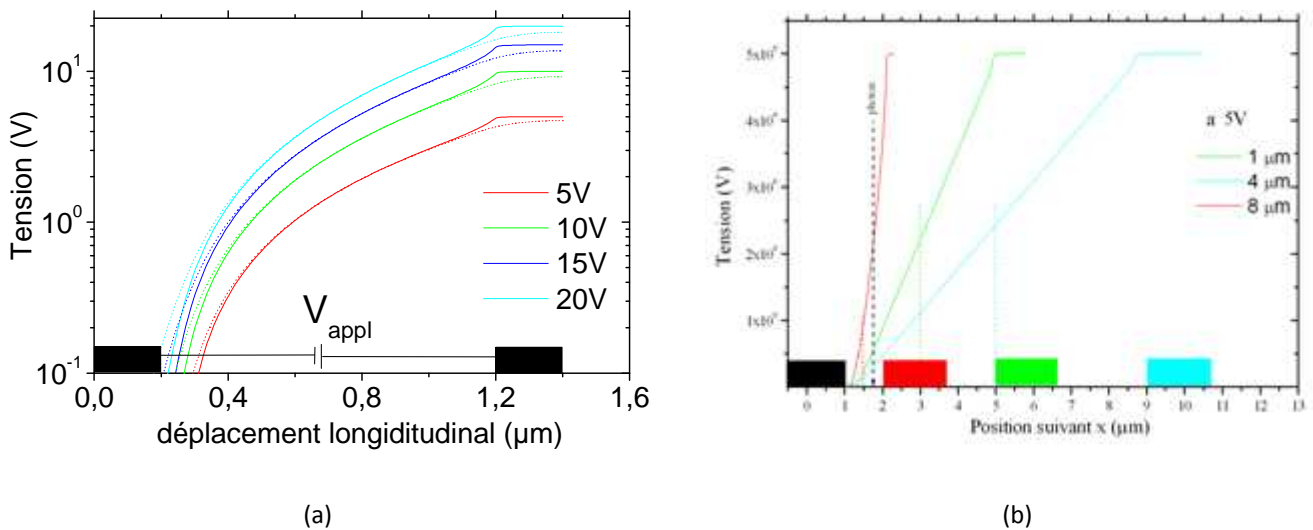


Figure IV.9 : (a) Evolution de la tension dans la structure pour différentes tensions appliquées entre 2 contacts ohmiques distants de 1 μm (—) en surface et (----) en volume ; (b) Même évolution en échelle linéaire pour des électrodes espacées de 1, 4 et 8 μm (valeurs prises en volume entre les contacts).

Un récapitulatif de ces résultats est disponible figure IV.10a avec l'évolution de la tension au milieu des 2 contacts ohmiques en surface et en volume pour les 3 distances inter-électrodes étudiées. Cette étude montre que l'évolution du potentiel entre les deux contacts ohmiques n'est pas linéaire et que le potentiel vu par les porteurs photocréés au milieu des électrodes est d'autant plus élevé que la distance inter-électrodes est grande. Cependant, ce résultat est trompeur. La figure IV.10b montre que sous une polarisation électrique de 20V, le module du champ électrique suivant x (E_x) en surface est d'autant plus élevé que la distance inter-électrodes est petite (Ce comportement reste identique pour le champ moyen).

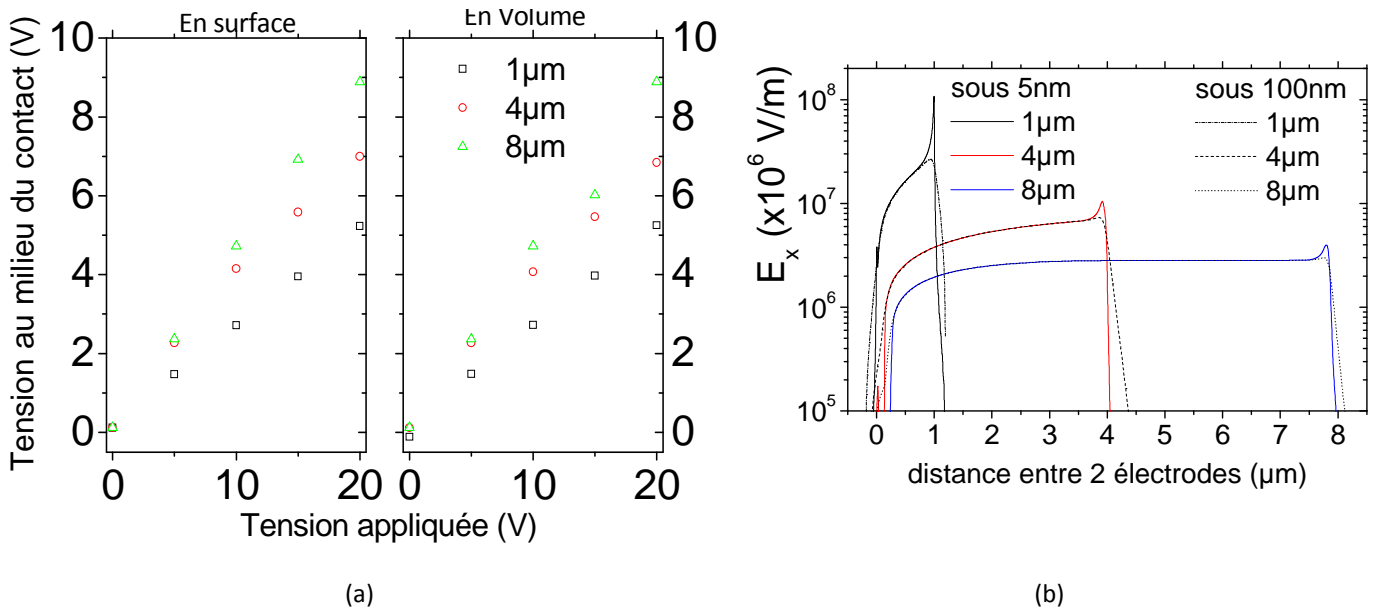


Figure IV.10 : (a) Evolution de la tension au milieu des 2 contacts ohmiques en fonction de la tension appliquée. Grandeur établie au niveau de la surface et en volume (b) : Evolution du champ électrique E_x (en surface) sous une tension appliqué de 20V pour différents distances inter-électrode 1, 4 et 8 μm.

II-1.2.1 Contacts ohmiques enterrés

Afin d'étudier l'effet bénéfique d'enterrer ou non les électrodes de contacts ohmiques, des structures avec des contacts planaires et des contacts enterrés (sous 80nm) ont été simulées. La figure IV.11 montre l'évolution du potentiel dans la zone active pour ces 2 cas de configuration quand une tension de +20V est appliquée. La figure IV.12 montre l'évolution longitudinale du champ électrique en fonction de la tension appliquée. Pour le même espacement inter-doigts, on remarque que le champ électrique entre deux électrodes est plus élevé avec les électrodes enterrées qu'avec la conception planaire conventionnelle d'électrode sauf pour les faibles tensions. Pour une tension appliquée de +20V, le champ électrique longitudinal en surface est de 20MV/m pour l'électrode enterrée et 17.4MV/m pour la structure planaire. En volume (à -100nm de la surface), ces valeurs sont 5.4MV/m pour l'électrode enterrée et 4.5MV/m pour la structure planaire.

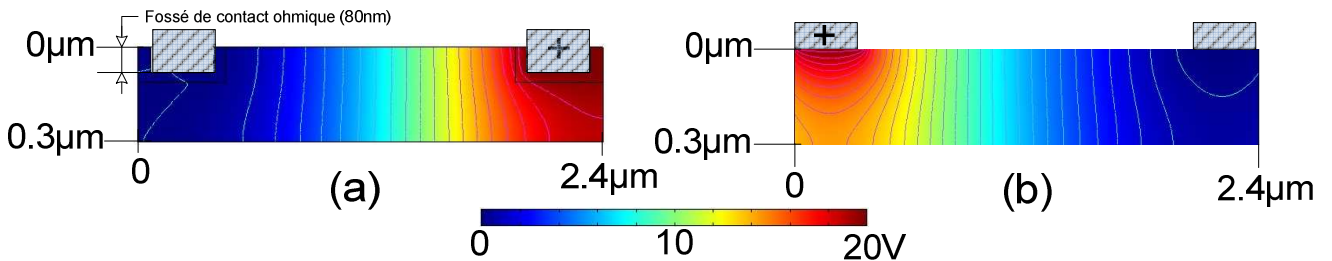


Figure IV.11 : Représentation schématique de la structure avec contacts ohmiques enterrés (a) et planaires (b) lorsqu'une tension de +20V est appliquée. Le code des couleurs indiquent l'évolution du potentiel dans la zone active.

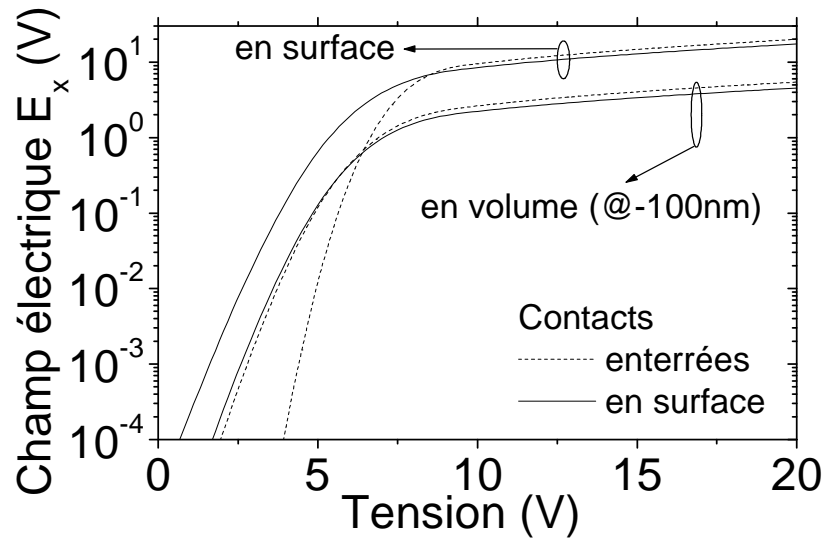


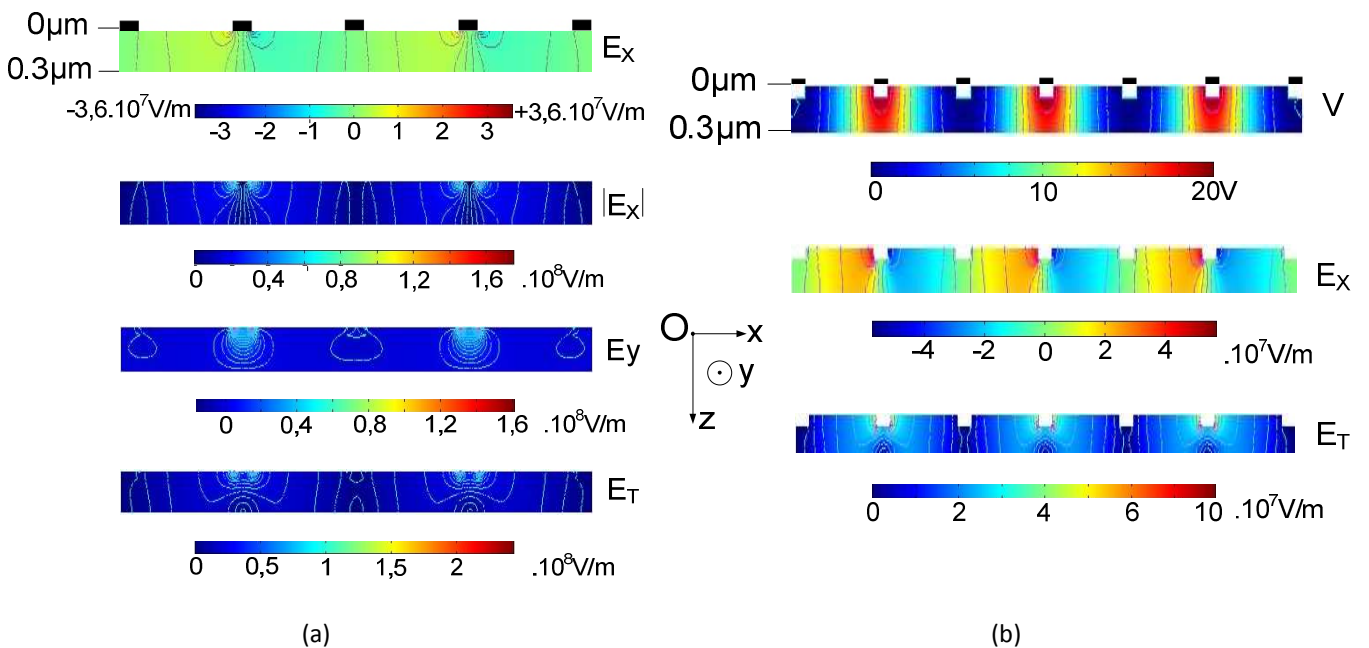
Figure IV.12: Evolution du champ électrique dans le plan longitudinal de la zone active, en surface (à -5nm) et en volume (à -100nm) en fonction de la tension appliquée.

La figure IV.12 permet de conclure que pour des tensions appliquées supérieures à 8V, il est plus favorable d’enterrer les contacts ohmiques car le champ électrique en surface comme en volume est plus élevé en plus d’être plus homogène dans la zone active (figure IV.11a).

II-1.2.2 Impact du couplage inter-électrodes

L’objectif de cette simulation est d’estimer le couplage des grandeurs électriques (au bord et sous les contacts électriques) dans la zone active en prenant en considération une structure à multi-doigts. Pour cela, nous modélisons 7 électrodes espacées de 1 à 8µm dans les 2 configurations possibles (contacts enterrés et en surface).

La figure IV.13a montre la cartographie de la distribution du champ longitudinal E_x , du module de ce dernier, du champ dans la direction (Oy) et du module du champ électrique E_T .



(a)

(b)

Figure IV.13 : (a) Cartographie du champ électrique d'une structure à 7 IDTs (seul 5 électrodes sont visualisables) espacés de $1\mu\text{m}$ et soumis à une polarisation de $+20\text{V}$; (b) même grandeurs que (a) avec une structure à IDTs enterrés.

La figure IV.13b montre la cartographie de la distribution du potentiel, du champ longitudinal E_x et le champ électrique moyen E_T dans le cas d'une structure à 7 électrodes enterrées. L'analyse montre que E_T est approximativement identique à E_x (E_y négligeable).

La figure IV.14 montre le profil longitudinal du champ électrique E_T en surface et en volume (à -100nm). Les pics de champ sont parfaitement visibles en surface à proximité de l'électrode polarisée. Ces derniers correspondent à un problème numérique. En effet, le changement des conditions aux limites appliquées à ces zones particulières engendrent un point singulier lequel se manifeste par ces pics de champ. Le couplage se réalise essentiellement en profondeur de la structure et particulièrement sous les contacts (sur l'électrode polarisée V^+).

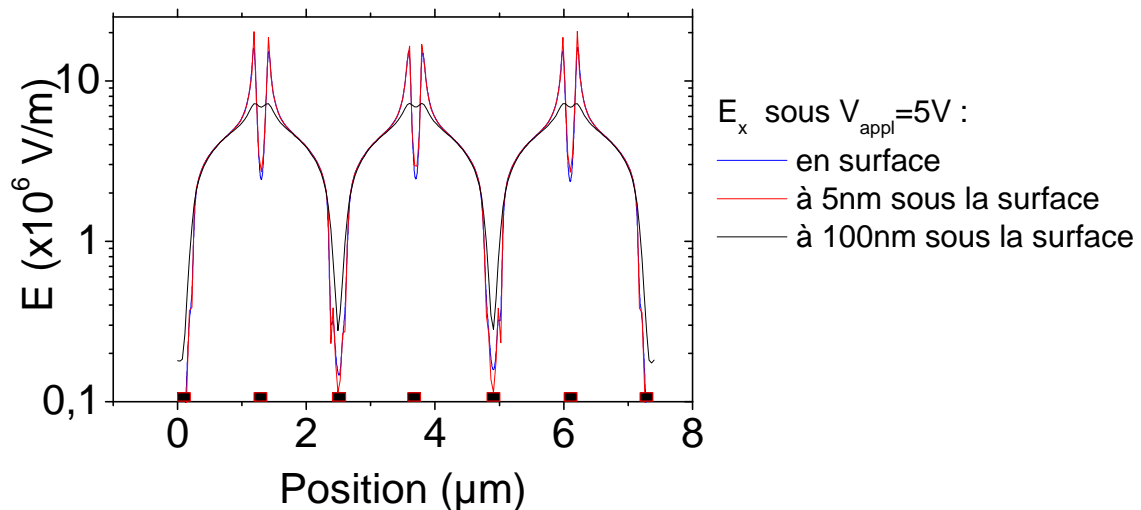


Figure IV.14 : Evolution du potentiel électrique longitudinal E_x en surface et en volume dans la zone active dans le cas d'une structure à contacts planaires.

L'évolution du module du champ électrique suivant la direction (Ox) dans le cas d'une structure à 7 électrodes ($w=200\text{nm}$, $s=1\mu\text{m}$) enterrées et polarisées à $+5\text{V}$ et $+20\text{V}$, est montrée figure IV.15. Le champ électrique est parfaitement homogène sur une épaisseur de plusieurs dizaines de nanomètres.

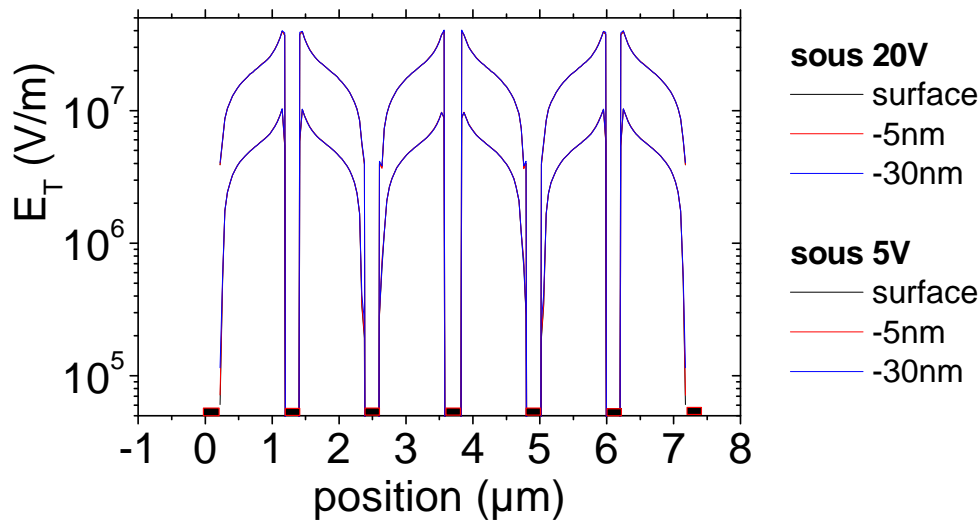


Figure IV.15 : Evolution du champ électrique E_T en surface et en volume (à -5nm et -30nm) dans la zone active dans le cas d'une structure à contacts enterrés.

Ce type de simulation a aussi été réalisé sur des structures à multi-doigts enterrés espacés de 4 et de 8 μm . La figure IV.16 montre l'évolution du module du champ électrique E_T sur une structure espacée de 4 μm (avec 7 électrodes, $w=0.2\mu\text{m}$). Les électrodes sont polarisées à +5V et à +20V.

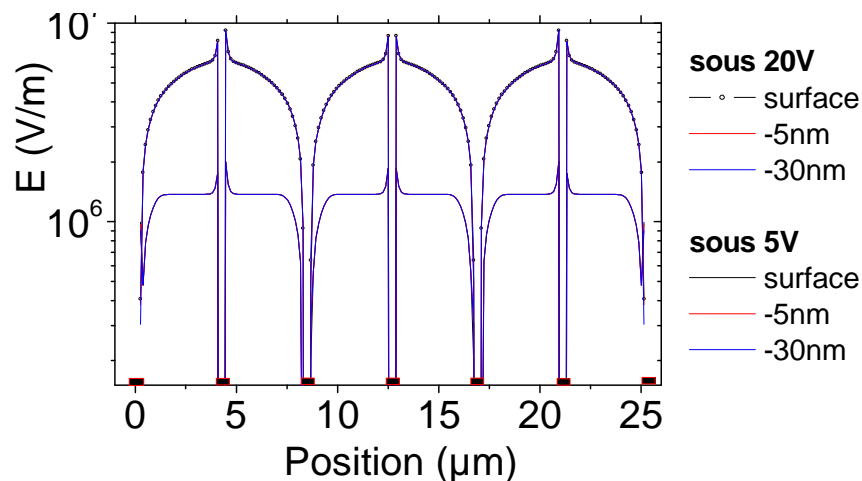


Figure IV.16 : Exemple d'évolution du champ électrique E_T en surface et en volume (à -5nm et -30nm) dans la zone active dans le cas d'une structure à contacts enterrés espacée de 4 μm .

Suite à ces simulations, quelques conclusions peuvent être faites. Le champ électrique est homogène en surface quel que soit la structure et l'espacement micrométriques entre les doigts. Le champ électrique diminue au fur et à mesure que l'on s'enfonce en volume dans la couche active et que ce dernier s'étale davantage en profondeur que longitudinalement. Le couplage du champ électrique inter-électrodes s'opère davantage en volume et notamment sous les contacts électriques. L'effet de la présence d'un fossé de contact ohmique (électrodes enterrées) permet d'homogénéiser la distribution du champ électrique de la surface en volume jusqu'à plusieurs dizaines de nanomètres.

Cependant, soulignons le fait pratique qu'une technologie planaire présente l'avantage d'être plus simple et plus rapide à réaliser et qu'un fossé de contact ohmique peut engendrer une dégradation de l'état de la surface. Dans nos simulations, les états de surface ne sont pas pris en compte.

II-1.3 Comparaison des structures MSM, Schottky et Photoconducteur

Le but de cette étude est de comparer la distribution du champ électrique dans le cas d'une structure à photodiodes MSM, Schottky et photoconducteur à l'aide de la simulation. Les deux premiers composants présentent l'avantage d'une bonne linéarité, d'un faible courant d'obscurité (donc un bas niveau de bruit) mais l'inconvénient d'un manque de gain photoconducteur (comme observé pour les photoconducteurs). Nous allons donc concevoir une structure avec un ou deux contacts Schottky ayant une hauteur de barrière de 1eV sur une zone active AlN de 300nm sur substrat Si(111) HR avec des électrodes distantes de $1\mu\text{m}$ sous faible champ électrique appliqué ($V_{\text{app}}=3\text{V}$).

La figure IV.17 (a et b) montre l'évolution du potentiel, de la densité électronique et la figure IV.18 celle du champ électrique moyen dans la zone active du matériau entre les contacts électriques pour les 3 configurations possibles (Ohmique-Ohmique, Ohmique-Schottky et Schottky-Schottky) lorsque le composant est soumis à une polarisation électrique de -3V.

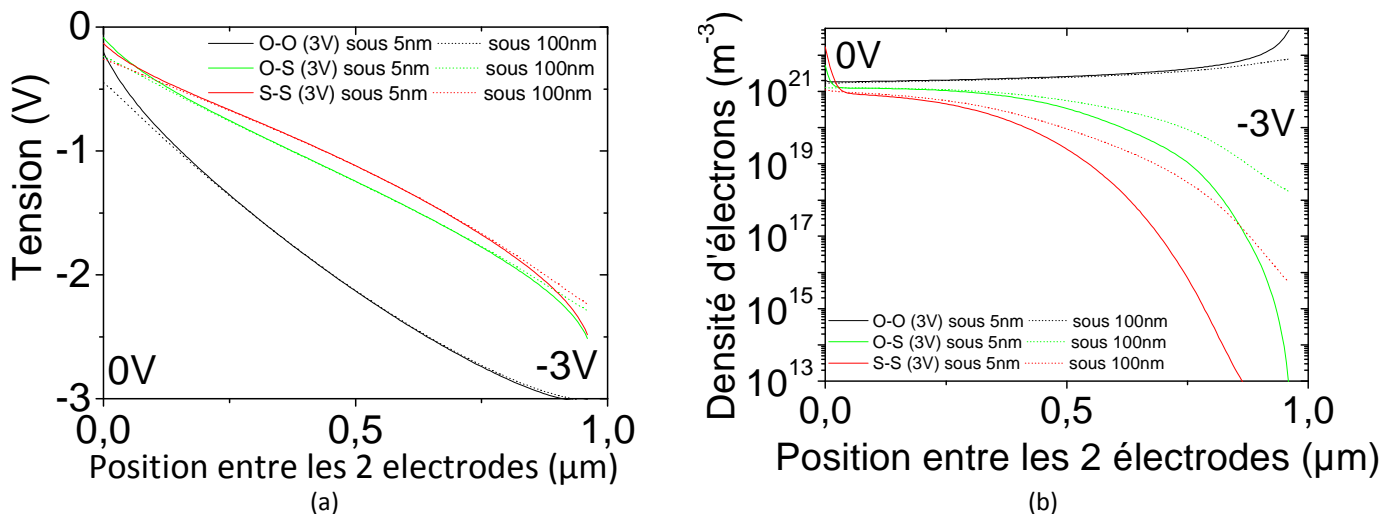


Figure IV.17 : (a) Comparaison du potentiel dans la structure en surface et en volume, entre les 2 contacts espacés de $1\mu\text{m}$, pour les 3 configurations : Photoconducteur, Photodiode Schottky et Photodiode MSM; (b) idem pour la densité d'électrons.

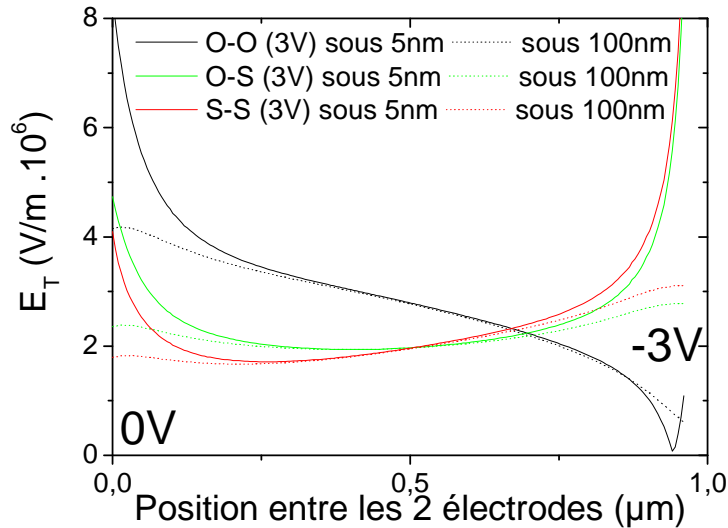


Figure IV.18 : Comparaison du champ électrique E_T dans la structure en surface et en volume, entre les 2 contacts espacés de $1 \mu m$ et polarisés à $-3V$, pour les 3 configurations : Photoconducteur, Photodiode Schottky et Photodiode MSM.

Au regard de ces résultats, le comportement électrique entre la photodiode MSM et Schottky reste relativement semblable (à $-3V$). Cependant, la zone de déplétion est plus étendue dans le cas de la photodiode MSM. Pour le photoconducteur le champ est pratiquement constant entre les 2 contacts. Notons aussi que le procédé technologique pour réaliser une photodiode Schottky est plus complexe que celui de la photodiode MSM et nécessite un matériau relativement dopé. Par conséquent, ce type de composant n'a pas été réalisé.

II-2 Photodiode AlN

Afin d'optimiser les structures à photodiodes sur AlN, nous avons opté pour 2 approches. La première de type analytique et relativement simpliste permet de comprendre l'impact de l'épaisseur de la zone active, du facteur d'ombrage, de l'épaisseur de la couche morte sur la photoréponse du matériau. La deuxième approche est de type numérique sous COMSOL® et est traité pour quantifier l'impact de la largeur des électrodes (micrométrique et/ou submicronique), de l'asymétrie des contacts électriques ainsi que celui d'enterrer ou non ces électrodes. Ce modèle est de type dérive-diffusion et ne tient pas compte des effets thermiques.

II-2.1 Approche analytique

En plus de la simulation 2D, il est possible de concevoir un modèle analytique simple qui peut expliquer le rôle de chaque paramètre sur la photoréponse dans le domaine EUV et par conséquent nous aider à optimiser les structures plus rapidement.

Réponse spectrale

La partie 1.5 du chapitre 1 traite de la réponse spectrale que l'on peut traiter en première hypothèse en absence de gain photoconducteur. Pour cela, nous utilisons les équations 1.15 à 1.18 et les données matériaux (coefficient d'absorption et de réflexion) pour le SC AlN ($\rightarrow \lambda_c \sim 65,78\text{nm}$).

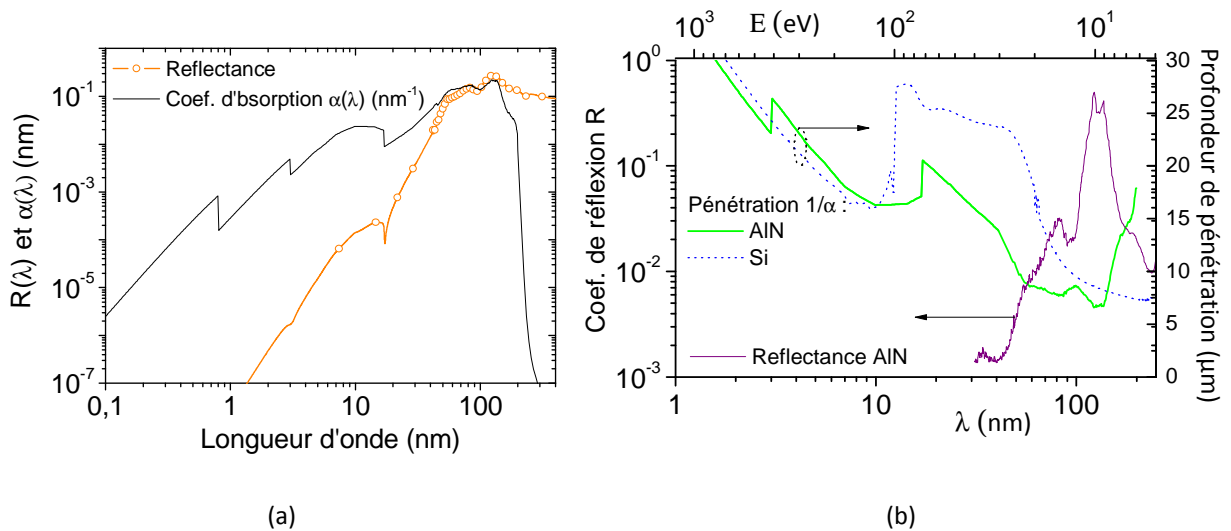


Figure IV.19: Données matérielles pour AlN nécessaires à la simulation : (a) Coefficient d'absorption et de réflexion en incidence normale en fonction de la longueur d'onde ; (b) zoom sur la réflectance et sur la profondeur de pénétration dans AlN. Les données sur Si sont mentionnées à titre comparatif.

Ce modèle très simpliste (décrit chapitre 1) n'inclue pas les phénomènes de dérive-diffusion, les mécanismes de recombinaisons et les effets thermiques. Il permet cependant de déterminer l'efficacité quantique externe et la réponse spectrale dans la gamme X-EUV-DUV-PUV.

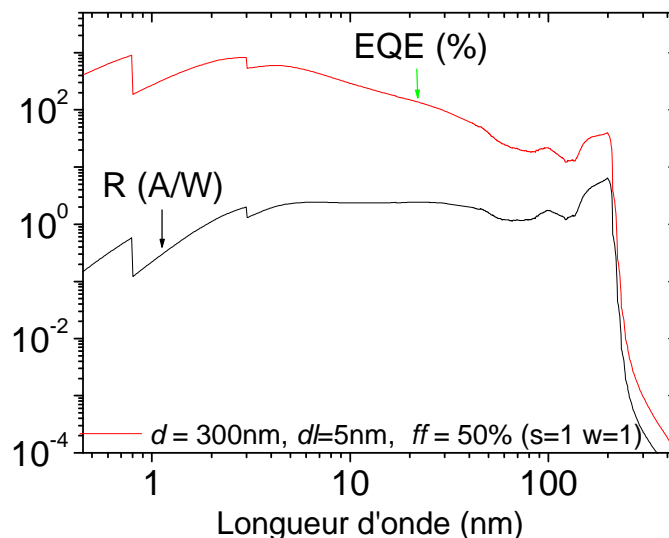


Figure IV.20 : EQE et photoréponse calculés pour AlN et obtenus à partir du modèle analytique.

Il est possible alors d'observer (figure IV.20) que le bord d'absorption de AlN est autour de 210nm (λ_c). La photoréponse est maximale au niveau du gap et diminue d'un facteur 5 à la longueur d'onde de 120nm. Ce comportement peut être corrélé aux états de surface lesquels sont pris en compte

dans le modèle. A partir de 30nm, la photoréponse se stabilise et à haute énergie (dans les X), la diminution de la photoréponse peut être attribuée à l'absorption au bord de la bande K de AlN. Il est alors possible d'optimiser la sensibilité du détecteur dans la gamme d'énergie désirée pour les applications spatiales en modulant l'épaisseur de la zone active (d), celle de la couche morte (d_i) ainsi que le facteur d'ombrage (fill factor K).

a) 1^{er} cas : $d_i=1\text{nm}$ et $K=100\%$ - l'épaisseur de la couche active (d) est la variable.

L'analyse de la figure IV.21a montre que si l'épaisseur de la zone active diminue, la sensibilité aux hautes énergies peut être largement réduite alors que le taux de réjection UV-Visible augmente. Dans ce cas, le coefficient d'absorption devient plus petit que l'augmentation de la profondeur de pénétration, c'est pourquoi la photoréponse devient très sensible à l'épaisseur de la zone active aux longueurs d'ondes inférieures à 10nm.

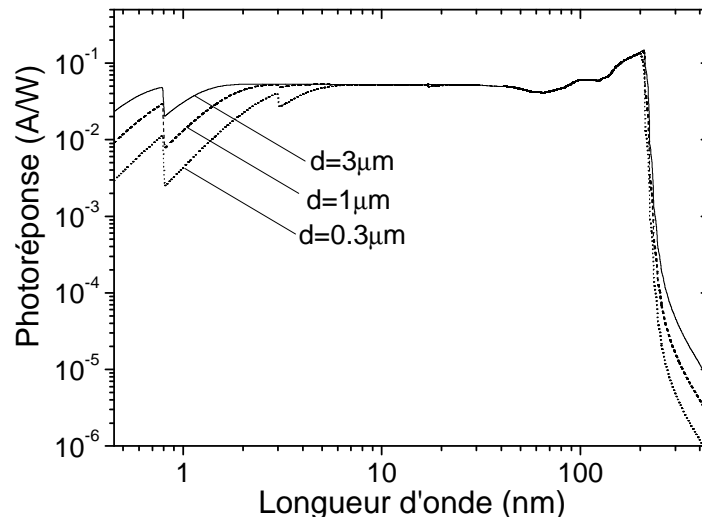


Figure IV.21a : $d_i=1\text{nm}$ et $K=100\%$ - l'épaisseur de la couche active (d) est la variable.

b) 2^{ième} cas : $d=0.3\mu\text{m}$ et $K=100\%$ - l'épaisseur de la couche morte (d_i) est la variable.

Quand l'épaisseur de la couche morte augmente, la photoréponse diminue où le coefficient d'absorption est élevée (entre 4-200nm) c'est à-dire là où la profondeur de pénétration est très faible. C'est pourquoi la photoréponse devient très sensible à l'épaisseur de la couche morte aux longueurs d'ondes variant de 30 à 170nm.

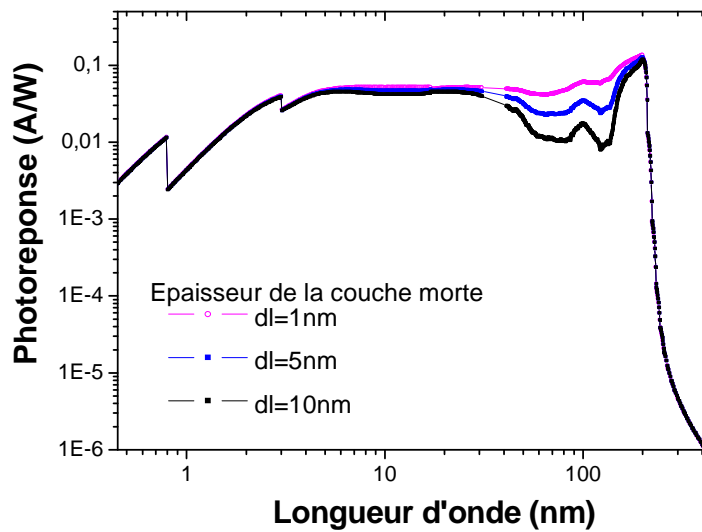


Figure IV.21b : $d=0.3 \mu\text{m}$ et $K=100\%$ - l'épaisseur de la couche morte (d_l) est la variable.

c) 3^{ème} cas : $d=0.3 \mu\text{m}$ et $d_l=5\text{nm}$ - Le facteur d'ombrage est la variable.

Pour la même couche active ($0.3\mu\text{m}$) et pour une épaisseur de la couche morte de 5nm, la photoréponse évolue avec la surface de collecte des photons, c'est-à-dire le facteur d'ombrage K . Par conséquent, plus les IDTs sont petits, plus le rendement quantique externe est meilleur.

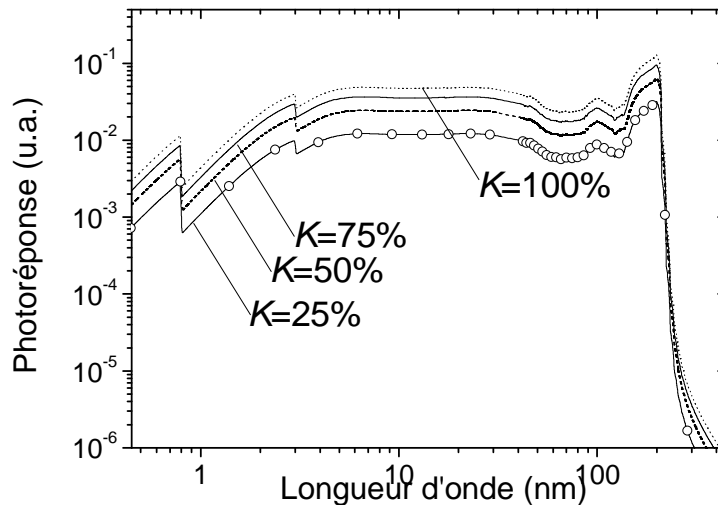


Figure IV.21c: $d=0.3 \mu\text{m}$ et $d_l=5\text{nm}$ - Le facteur d'ombrage $K=100\%$ (illumination par la face arrière), $K=75\%$ ($s=3, w=1$); $K=50\%$ ($s=1, w=1$); $K=25\%$ ($s=1, w=3$).

Notons que pour une illumination face arrière ($K=100\%$), la photoréponse semble optimale. Cependant, cela nécessite un substrat transparent dans la gamme de longueur d'onde désirée (ou une fine membrane en diamant par exemple). La quantité de porteurs diminuant en exponentiel avec la profondeur, la collection de ces derniers via les électrodes peut être facilité par l'application d'un champ électrique élevé.

Aussi, la présence de pièges et notamment en surface influe fortement sur la réponse spectrale. L'ensemble de cette étude ne peut donc être que qualitative.

II-2.2 Approche par la simulation sous COMSOL®

Le deuxième paramètre du design à optimiser est la largeur et la symétrie des électrodes. L'objectif de ce travail est de définir la topologie optimale d'un capteur ayant des pixels de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. Chaque pixel étant connecté à une électrode constituant un point d'un écran. Les contacts métalliques sont des contacts Schottky caractérisés par une hauteur de barrière de 1eV.

Afin d'optimiser la photoréponse du dispositif, différentes structures symétriques et asymétriques avec différentes largeurs d'électrodes ont été implantées dans notre modèle. Dans cette étude, l'espacement inter-électrodes est fixé soit à $1 \mu\text{m}$, soit à 500nm . Le schéma et le tableau récapitulatif des différentes topologies sont inséré dans la figure IV.22a. Cette même simulation est disponible en échelle logarithmique figure IV.22b. Cette dernière montre l'évolution de la photoréponse en fonction de l'énergie des photons incidents (ou de la longueur d'onde) pour les différentes topologies simulées. La photoréponse augmente quand la largeur des électrodes diminue et est meilleure pour un dispositif symétrique. Le taux de réjection UV-Visible ne change quasiment pas.

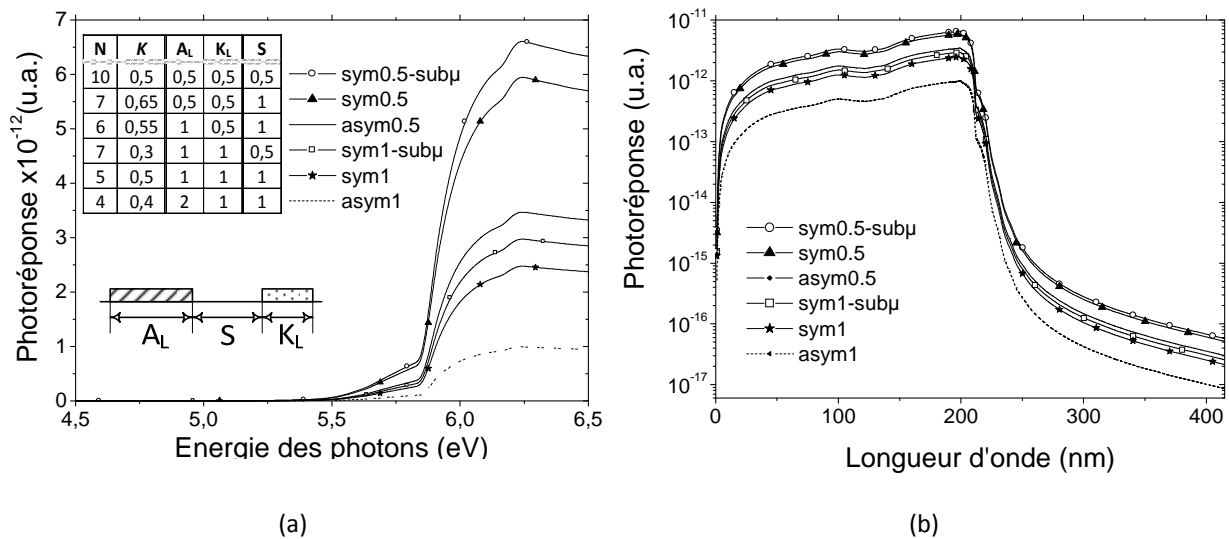


Figure IV.22: Photoréponse simulée en fonction de l'énergie (a) ou de la longueur d'onde (b) pour différents topologies sur un pixel de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$. A_L correspond à la largeur de l'anode, K_L à la largeur de la cathode et N au nombre d'électrodes.

Le facteur d'ombrage K est donné pour chaque cas de la figure IV.22 dans le tableau ci-dessous :

Topologie	1	2	3	4	5	6
Nbr de IDTs	10	7	6	7	5	4
structure	symétrique	asymétrique	symétrique	symétrique	asymétrique	asymétrique
K	0.5	0.65	0.55	0.3	0.5	0.4

Remarquons que les structures asymétriques sont pénalisées avec un pixel de petite dimension.

La figure IV.23 montre l'évolution du photocourant obtenue pour respectivement une radiation dont l'énergie est égale à la largeur BI de AlN (à 6.1eV) et la seconde est sélectionnée sous le gap, soit à 3.6eV. Cette étude est réalisée pour une photodiode dont les électrodes sont enterrées ou en surface du matériau. On remarque que, contrairement au photoconducteur, le fait d'enterrer ou pas le contact ne change quasiment pas la valeur du photocourant. De plus, le taux de réjection ne semble pas changer pour des électrodes espacées de 0.5 μm à 8 μm .

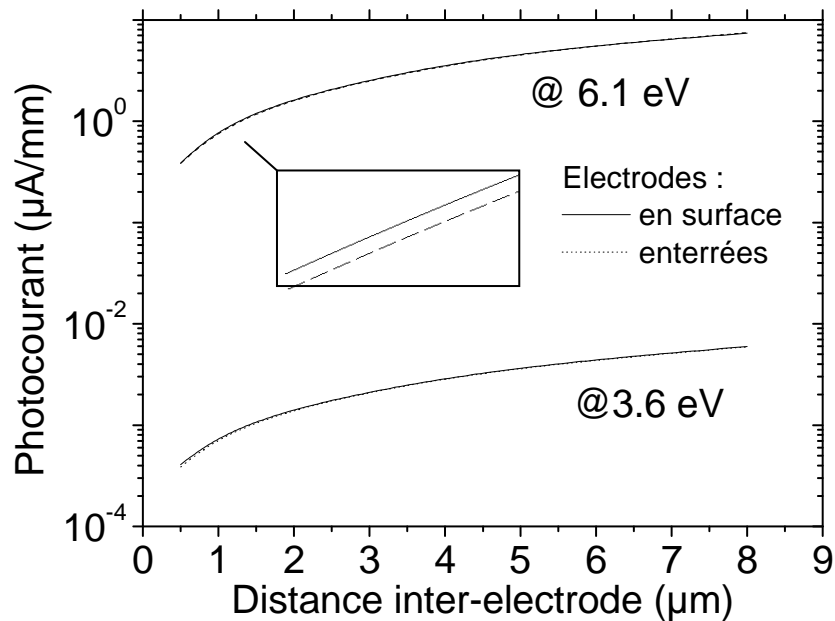


Figure IV.23: Simulation du photocourant pour une photodiode MSM AlN en fonction de la distance inter-électrodes, dans le cas de contacts planaires ou enterrés.

Dans le cas d'une photodiode à structure planaire, la simulation de la photoréponse montre que la photoréponse est largement améliorée lorsque l'espacement inter-électrodes est submicronique (figure IV.24) quelque soit la tension appliquée.

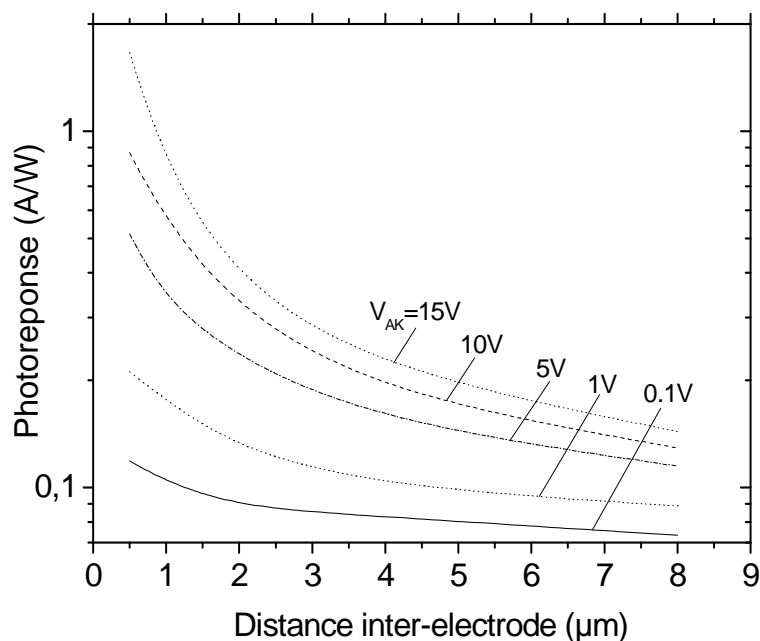
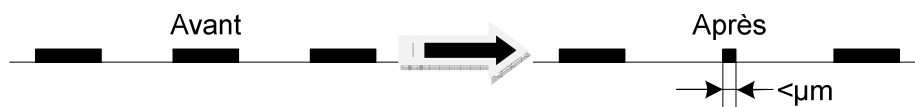


Figure IV.24: Simulation de la photoréponse pour une photodiode MSM AIN en fonction de la distance inter-électrodes dans le cas de contacts planaires.

II-2.3 Bilan du cahier des charges déduit des études analytique et de la simulation

Rappelons que les paramètres majeurs pour l'optimisation des détecteurs photoélectriques sont : un courant d'obscurité extrêmement faible, un rendement quantique externe élevé et un temps de commutation le plus petit possible. Pour y parvenir, il est nécessaire de :

- réduire les dimensions des IDTs et l'espacement inter-électrodes (s et w) (lithographie électronique pour le design submicronique).
- disposer dans la gamme EUV d'électrodes semi-transparentes pour réduire l'effet d'ombrage provoqué par les surfaces métalliques (électrodes Au avec une épaisseur de 10nm). L'illumination face arrière peut être une solution si elle est technologiquement possible (membrane est le cas le plus adéquat).
- définir un design asymétrique (largeur des IDTs variable en fonction de la nature de la polarisation >0 ou <0) de manière à augmenter la zone de charge d'espace sous un type d'électrode et la surface active. La figure ci-dessous donne un exemple de structure asymétrique optimisée.



II-3 Conclusion sur les simulations

Un modèle énergie-balance 2D a été développé afin de tenir compte des phénomènes de transport électrique couplés à la thermique. Il a été appliqué de manière à quantifier l'impact de l'auto-échauffement du matériau sous polarisation électrique sous illumination et pour une structure micro et nanométrique (espacement inter-électrodes, tension appliquée) dans le cas le plus critique c'est-à-dire celui du photoconducteur. La simulation a été également appliquée à des structures à design micrométrique composées de photoconducteurs à multi-doigts et de photodiodes AIN (dans le cadre d'un pixel de $10 \times 10 \mu\text{m}^2$) à partir d'un modèle dérive-diffusion en utilisant le logiciel COMSOL®.

Les résultats de la simulation électro-thermique sur AIN montrent que la température de réseau reste négligeable pour des structures à design micrométriques et pour des dopages résiduels inférieurs à 10^{17}cm^{-3} . L'effet d'ombrage par les électrodes reste le principal facteur pénalisant la détectivité du capteur.

Les caractéristiques électriques et optiques pour des capteurs à multi-doigts sous illumination et avec électrodes enterrées ont également été simulées (en dérive-diffusion) afin de définir l'homogénéité du champ électrique dans la structure et d'étudier l'impact du couplage électrique inter-IDTs (effets de bord).

Le matériau SC et sa qualité conditionnent les performances optiques du capteur dans la gamme EUV qui sont fortement influencées par les caractéristiques de surface (génération de paires électrons-trous à proximité de la surface, de la couche morte - de l'oxyde surfacique). Une couche active de haute qualité est nécessaire et son épaisseur doit être optimisée de manière à minimiser la présence de défauts structuraux (entre autres) et la rugosité en surface. La couche doit également présenter une qualité matériau homogène sur une grande surface (gros photodétecteurs). Le dopage résiduel de la couche active est également un paramètre critique, lequel doit être le plus faible possible de manière à dépléter la couche à bas champ et minimiser le courant d'obscurité. Toutes ces solutions permettent en plus d'améliorer le contraste UV/Visible, la linéarité des capteurs optiques tout en augmentant leurs photoréponses.

III- Performances des photodétecteurs élaborés

L'ensemble de cette partie traite des performances électriques obtenues sur les photodétecteurs élaborés au cours de cette thèse sur différents matériaux SC. La première partie traite des résultats obtenus sur les photorésistances sur diamant intrinsèque puis des photodiodes sur Al(Ga-B)N. Notons que le diamant et AlN sont les deux matériaux les plus étudiés car les plus prometteurs pour des applications spatiales.

III-1 Photorésistance sur diamant intrinsèque

Quelques photorésistances MSM-r (du projet LYRA, r désigne les IDTs rectilignes) ont été conçus sur diamant intrinsèque tel que décrit chapitre 3. Dans ce qui suit, les échantillons MSM11-r et MSM15-r sont élaborés avec un design rectiligne et symétrique ayant un espacement de $15\mu\text{m}$ ($\varnothing=4.8\text{mm}$). MSM8-r présente le même design avec un diamètre de 4.6mm ($s=5\mu\text{m}$ et $w=2\mu\text{m}$). L'échantillon MSM24-c (c désigne les IDTs circulaires) comporte un design circulaire avec un espacement de $5\mu\text{m}$ et une largeur de doigts de $2\mu\text{m}$ ($\varnothing=4.6\text{mm}$). La figure IV.25 (a et b) montre un exemple de photoréponse obtenus sur ces composants pour une tension appliquée de +5V.

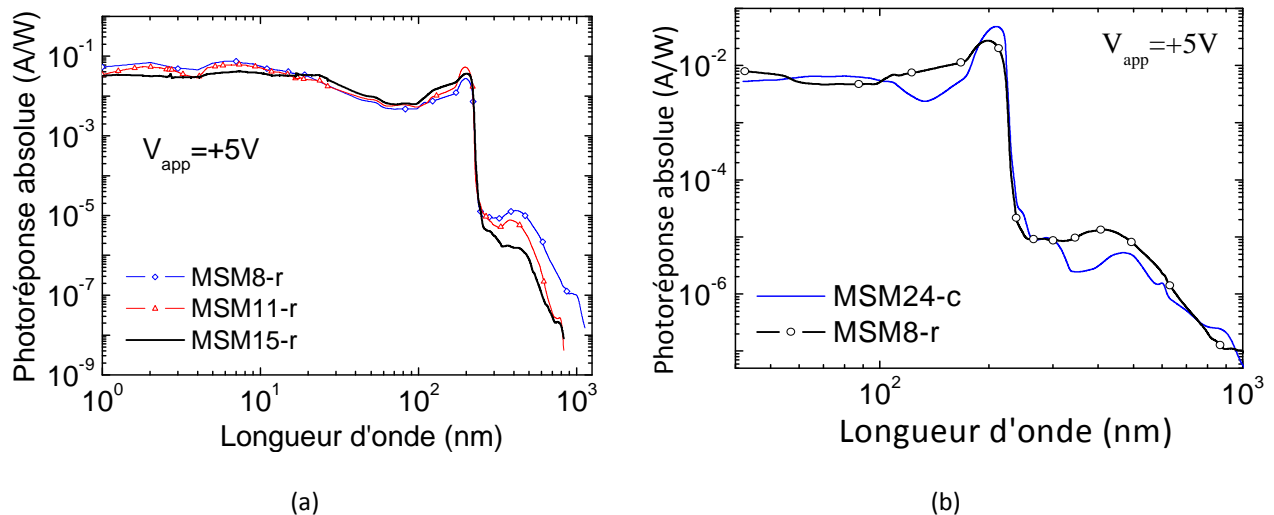


Figure IV.25 : (a) Photoréponse absolue des photorésistances MSM8-r, MSM11-r, MSM15-r polarisées à +5V entre 1 à 1000nm; (b) Comparaison des photoréponses de MSM24-c et MSM8-r polarisées à +5V.

La photoréponse du détecteur MSM24-c présente (figure IV.25) une longueur d'onde de coupure vers 225nm et un taux de rejection (200/400nm) de plus de quatre ordres de grandeur avec $1,35 \times 10^4$ comparés à 2×10^3 pour MSM8-r. Rappelons que MSM8-r est le photodétecteur qui présente la meilleure photoréponse avec la topologie des IDTs rectilignes et une topologie à IDTs comparable à MSM24-c. La réponse maximum de MSM24-c est de 48mA/W à 210nm avec un rendement quantique externe correspondant (EQE) de 28.3% (comparé à un maximum de 27mA/W et d'un EQE=17% à 198nm pour MSM8-r). Pour des longueurs d'ondes inférieures à 200nm, on peut conclure que le photocourant de MSM24-c est amélioré comparé à celui obtenu sur MSM8.

La dégradation de la photoréponse pour des photons d'énergie inférieure à la largeur de la BI peut être expliquée par la recombinaison des porteurs photocréés par des défauts étendus étant donné que les distances à parcourir sont plus élevées pour les structures à topologie rectiligne.

La photoréponse de MSM24c à environ 200nm est plus élevée que pour MSM8-r et peut être expliquée par l'optimisation de la collection de charges due à un champ électrique externe appliqué plus élevé (1V/ μ m comparé à 0.33V/ μ m pour les autres détecteurs du projet LYRA).

Néanmoins, la mesure dans le domaine DUV prouve que la sensibilité de l'échantillon MSM24-c n'est pas meilleure que les autres dispositifs de LYRA. En effet, sa photoréponse diminue rapidement vers 130nm par un facteur 20 qui est probablement dû à la recombinaison extérieure liée à la baisse brutale de la profondeur de pénétration dans le diamant (correspondant à environ 20nm à la longueur d'onde de 170nm). Ainsi, les paires e-t sont créées très près de la surface, menant à la recombinaison de porteurs à la surface et par conséquent à une baisse de la sensibilité. Cependant, comme observé sur la figure IV.25 la photoréponse augmente légèrement de 130nm à 75nm d'un facteur 3 contrairement à tous les détecteurs MSM à IDTs rectilignes pour lesquels la profondeur de pénétration est la plus petite (~5-10 nm) et la réflectivité plus élevée (pic autour de 105-110nm).

III-1.1 Stabilité des MSM

La stabilité temporelle en commutation des photorésistances a été mesurée en fonction pour chaque longueur d'onde d'intérêt comme par exemple avec le détecteur MSM11-r aux longueurs d'ondes de 1 et 15nm. La fréquence d'ouverture et de fermeture de l'obturateur est dans ce cas précis de 1mHz. Ce procédé permet de qualifier les composants les uns aux autres et notamment l'impact des pièges sur les temps de montée et de descente du détecteur.

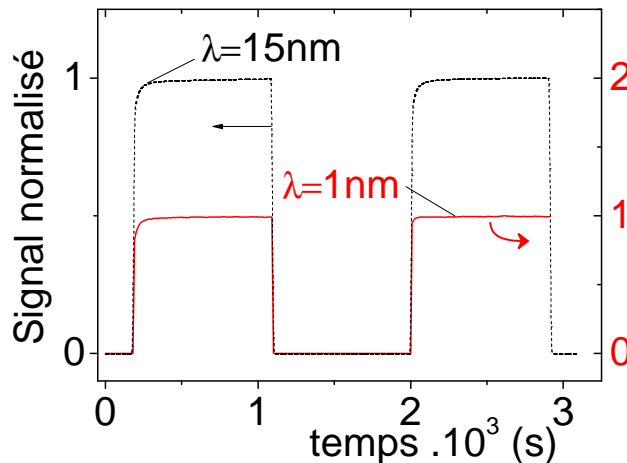


Figure IV.26 : Exemple de réponse normalisée en stabilité à la commutation de MSM11-r sous une tension appliquée de +5V et deux radiations dans les X.

La figure IV.27 montre la stabilité à la commutation du photocourant MSM24-c pour les longueurs d'ondes d'intérêt à 200nm et à 121.6nm (Lyman α) en comparaison avec d'autres détecteurs MSM à topologie rectiligne présentant une bonne stabilité.

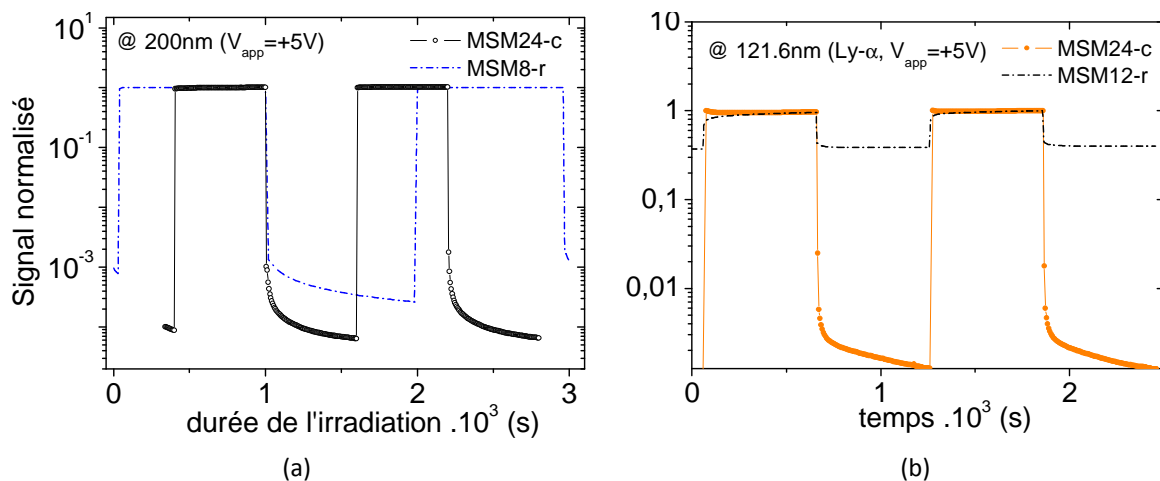


Figure IV.27: Réponse normalisée de MSM24-c (comparée à celle de MSM8-r et MSM12-r) polarisés à +5V en fonction du temps à la commutation aux longueurs d'ondes d'intérêt à 200nm et à 121.6nm.

On peut remarquer que le courant d'obscurité est plus faible pour une topologie circulaire et que les temps de montée et de descente sont plus abruptes [4].

III-1.2 Linéarité vs P_{opt}

La linéarité de la photorésistance MSM24-c a été étudiée en fonction de la puissance des radiations incidentes (cette dernière est modulée par l'ouverture plus ou moins prononcée de l'obturateur du monochromateur).

Les figure IV.28 (a et b) et IV.29 (a et b) montrent les évolutions du photocourant (et de la photoréponse) mesurées aux longueurs d'ondes d'intérêt à 200nm et 121.6nm pour MSM24-c et MSM8-r, en fonction de la source d'excitation.

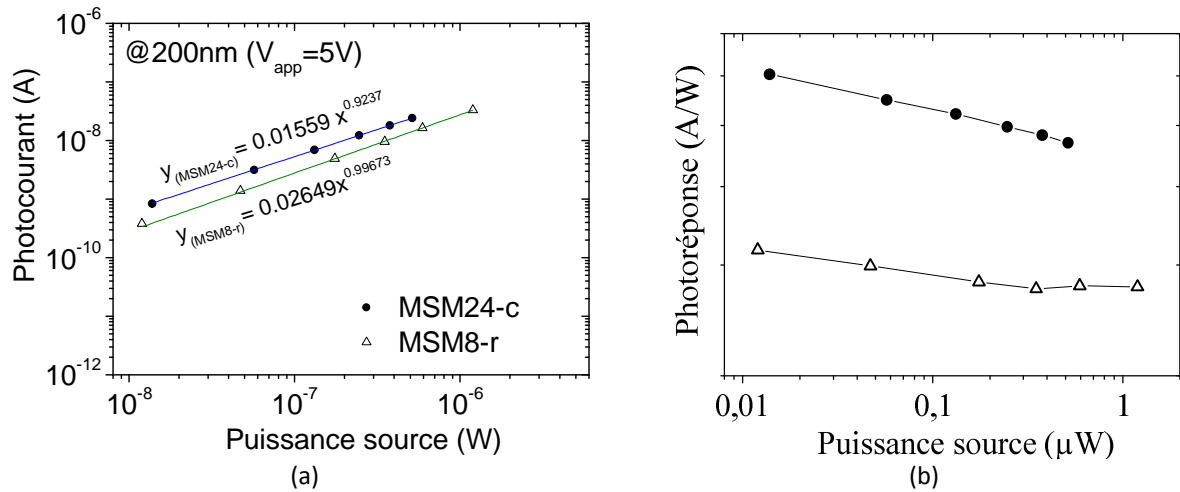


Figure IV.28: (a) Photocourant mesuré pour MSM24-c à +5V en fonction de la puissance de la source de radiation à la longueur d'onde de 200nm. Le photocourant de MSM8-r est apposé à titre comparatif; (b) Zoom sur la photoréponse de MSM24-c associée en fonction de la puissance de la même source d'excitation et à la même longueur d'onde.

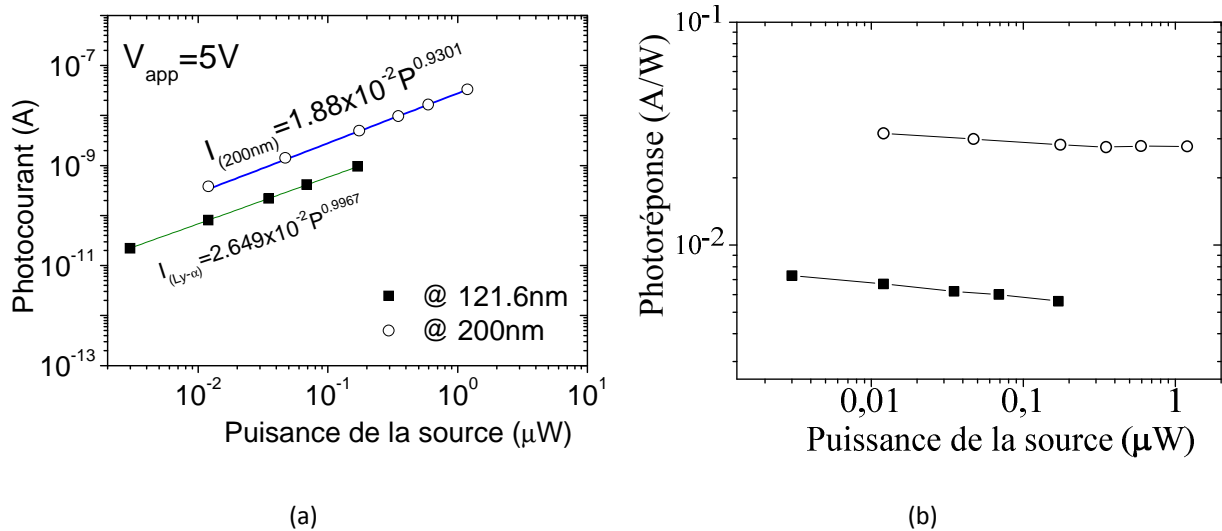


Figure IV.29: (a) Photocourant mesuré de MSM24-c à +5V en fonction de la puissance de la source de radiation à la longueur d'onde de 121.6nm et 200nm. (b) La Photoréponse de MSM24-c associée en fonction de la puissance de la même source d'excitation à la longueur d'onde de 121.6nm.

Les figures IV.28 et IV.29 montrent la linéarité de la photoréponse en fonction du flux de photons pour les photorésistances MSM24-c et MSM8-r aux longueurs d'ondes de 200nm et 121.6nm.

Une loi de puissance ($I=ap^b$) est employée pour interpoler ces mesures expérimentales. On obtient :

→ Pour MSM24-c : $a=0.0156A/W$ et $b=0.92$

Ceci implique une dépendance légèrement sub-linéaire du signal de sortie à l'égard de l'énergie incidente ($b=1$ pour une réponse linéaire).

→ Pour MSM8-r, $a=0.0265A/W$ et $b=0.996$.

Dans ce cas, on obtient une dépendance nettement plus linéaire.

La photoréponse de MSM24-c diminue continuellement indiquant une réponse sub-linéaire avec l'augmentation de la puissance de la source d'excitation ($R \propto P^{b-1}$) et peut être associée au champ électrique appliqué plus élevé ($1V/\mu m$). En effet, à fort champ, la vitesse de dérive μE se sature et la mobilité n'est plus constante. Ainsi, la photoréponse devrait augmenter sous-linéairement avec le flux de photons comme observé expérimentalement. Cette sous-linéarité associée à la présence d'une petite photoconductivité persistante (c'est-à-dire un photocourant persistant un certain temps une fois à l'obscurité) sont l'un des inconvénients majeurs des photoconducteurs.

III-1.3 Homogénéité surfacique de la photoréponse

La figure IV.30 montre un balayage surfacique 3D de la photoréponse de MSM24-c et de LYRA MSM12-r à la longueur d'onde incidente de 121.6nm (Lyman α). La puissance du faisceau a été réajustée entre chaque balayage de manière à se conformer mieux aux sensibilités du détecteur. Les cartographies relatives de la photoréponse sont construites en normalisant le courant à sa valeur maximale afin de pouvoir comparer les réponses. L'impact de la taille de faisceau, lequel est approximativement de $600 \times 600 \mu m^2$ (FWHM) est pris en considération sur le résultat final.

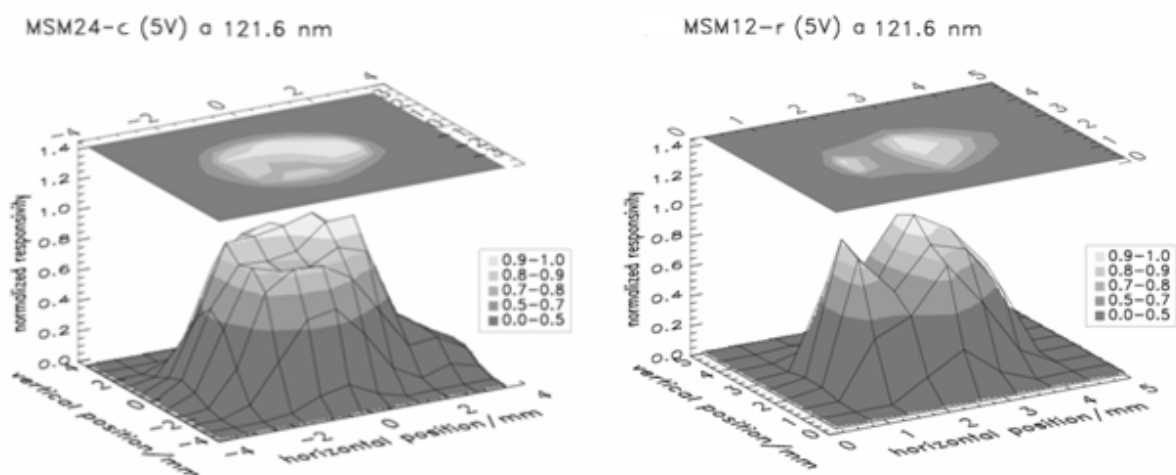


Figure IV.30: Homogénéité relative des photoréponses 3D de MSM24-c et LYRA-MSM12-r à la polarisation de +5V sous une longueur d'onde de 121.6nm. Ces mesures sont réalisées sous incidence normale.

L'homogénéité du photodétecteur MSM24-c optimisé est bien supérieure avec un écart de 15 à 20% observé au centre du détecteur. Les résultats obtenus figure IV.30 montrent que le design circulaire a bien été optimisé pour maximiser le facteur d'ombrage K et l'homogénéité du détecteur

photoélectrique de manière à éviter des zones géographiques présentant des sensibilités moindres (écart observé variant de 40 à 50%) observées dans les détecteurs MSM12-r. Ceci est particulièrement vérifié à la longueur d'onde de 121.6nm où l'absorption métallique est la plus intense.

III-1.4 Spectroscopie de photocourant sur MSM

La technique de photocourant est utilisée pour caractériser la réponse des pièges dans la structure. La figure IV.31 montre la photoréponse de deux structures MSM (MSM19-r, MSM16-r). Le spectre de MSM19-r met en évidence un niveau de piège à 2.4eV (E_{T1}). Ce niveau est comparable au niveau observé à 2.2 eV par Nesladek et *al.*[5] qui a été associé à un défaut substitutionnel d'azote. Un deuxième niveau apparaît à 3.7eV (E_{T2}). Ce niveau donneur a été détecté à 4eV dans les spectres d'absorption UV et associé à la présence d'agrégats A d'azote [6]. Les niveaux E_{T3} et E_{T4} n'ont pas pu être identifiés.

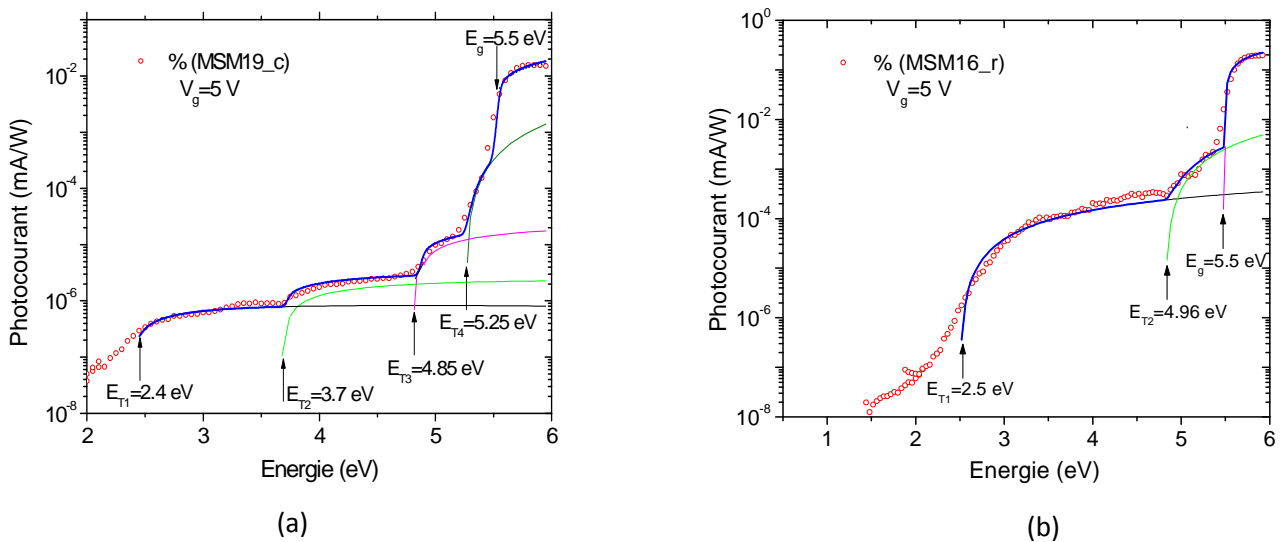


Figure IV.31 : (a) Spectre de photocourant (cercles) de MSM19-c. La courbe fittée (trait bleu) est composée de la superposition des différentes bandes d'absorption ; (b) Spectre de photocourant (cercles) du MSM16-r. La courbe extrapolée (trait bleu) est composée de la superposition des différentes bandes d'absorption.

Les transitions déterminées à partir du modèle de Inkson [7] sont regroupées dans le tableau IV.1 et sont relatifs à MSM19-r.

Section efficace de capture	E_T (eV)	P_1
$\sigma_D = P_1(h\nu - E_{T1})^{1/2}/(h\nu)$	2.4	2.55×10^{-6}
$\sigma_D = P_1(h\nu - E_{T2})^{1/2}/(h\nu)$	3.7	1.2×10^{-5}
$\sigma_D = P_1(h\nu - E_{T2})^{1/2}/(h\nu)$	4.85	1.2×10^{-4}
$\sigma_C = P_1(h\nu - E_{T2})^{3/2}/(h\nu)$	5.25	1.4×10^{-2}

Tableau IV.1: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur des photodétecteurs MSM19-r.

Le spectre de photocourant relatif à MSM16-r présente moins de niveaux de pièges (Figure IV.31b). Le niveau E_{T1} à 2.5eV est similaire au niveau E_{T1} précédent. Le niveau E_{T2} à 4.96eV n'a pas pu être identifié. Les transitions associées à MSM16-c déterminées à partir du modèle de Inkson [7] sont regroupées dans le tableau IV.2.

Section efficace de capture	E_T (eV)	P_1
$\sigma_c = P_1 (h\nu - E_{T1})^{3/2} / (h\nu)$	2.5	2.8×10^3
$\sigma_c = P_1 (h\nu - E_{T2})^3 / (h\nu)$	4.96	6.6×10^5

Tableau IV.2: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur des photodétecteurs MSM16-r.

III-2 Matériaux GaN, AlGaN

L'ensemble des photoréponses obtenues sur les matériaux SC à LBI à base de nitrures III-N sont répertoriés figure IV.32. L'ensemble de ces résultats correspond aux meilleurs résultats que nous avons pu obtenir sur des photodiodes élaborées sur des matériaux de diverses origines (PICOGIGA, CHREA, JAP et KSU).

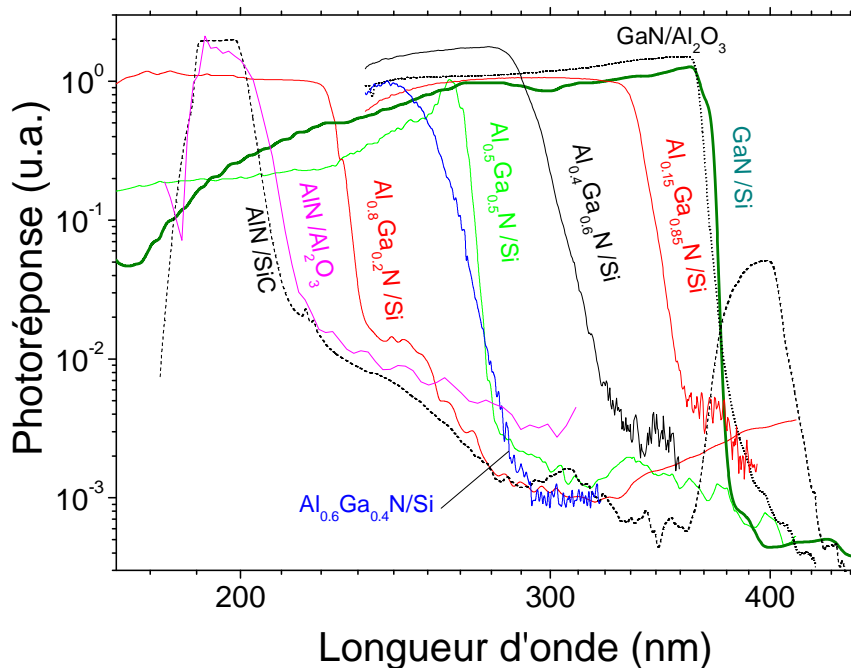


Figure IV.32 : Photoréponse des photodiodes AlGaN élaborées en fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente.

La figure IV.32 montre l'énergie d'absorption mesurée sur les photoréponses (figure IV.33) correspondant à la largeur de la BI des différents matériaux utilisés en fonction de la largeur de la BI théorique obtenu via le taux d'aluminium dans le matériau et en utilisant l'équation suivante :

$$E_{G, \text{théorique}} = 6.13m + 3.42(1-m) - m(1-m) \text{ où } m \text{ est la fraction molaire d'aluminium.}$$

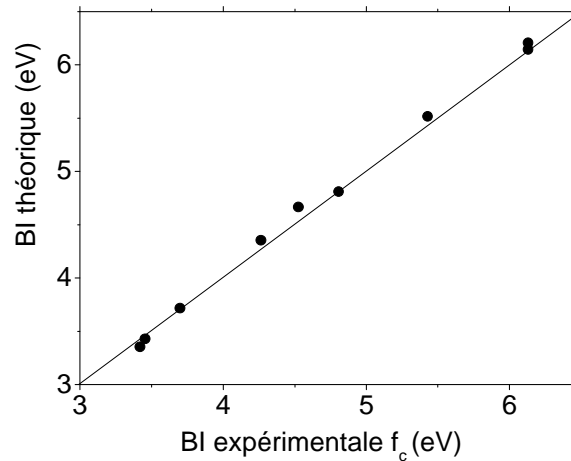


Figure IV.33: Evolution de la largeur de BI mesurée sur les photodiodes III-N à LBI en fonction de leur taux d'aluminium.

L'ensemble de cette étude permet de conclure que le taux de réjection diminue drastiquement avec l'augmentation du taux d'aluminium dans le matériau. Ce paramètre semble être maximum pour GaN mais d'autres [8] ont trouvé qu'il existe un taux d'aluminium optimum qui puisse le maximaliser. Aussi, vis-à-vis de notre cahier des charges pour les applications spatiales visées, nous nous sommes concentrés particulièrement sur AlN.

III-3 Matériau AlN

La figure IV.34 montre la photoréponse et le photocourant mesurés sur une photodiode AlN avec des IDTs circulaires de $2\mu\text{m}$ espacés de $5\mu\text{m}$ en utilisant des contacts Schottky TiN ($\varnothing=1\text{mm}$) polarisés à 100V et sous une excitation incidente dont les longueurs d'onde varient de 190 à 300nm.

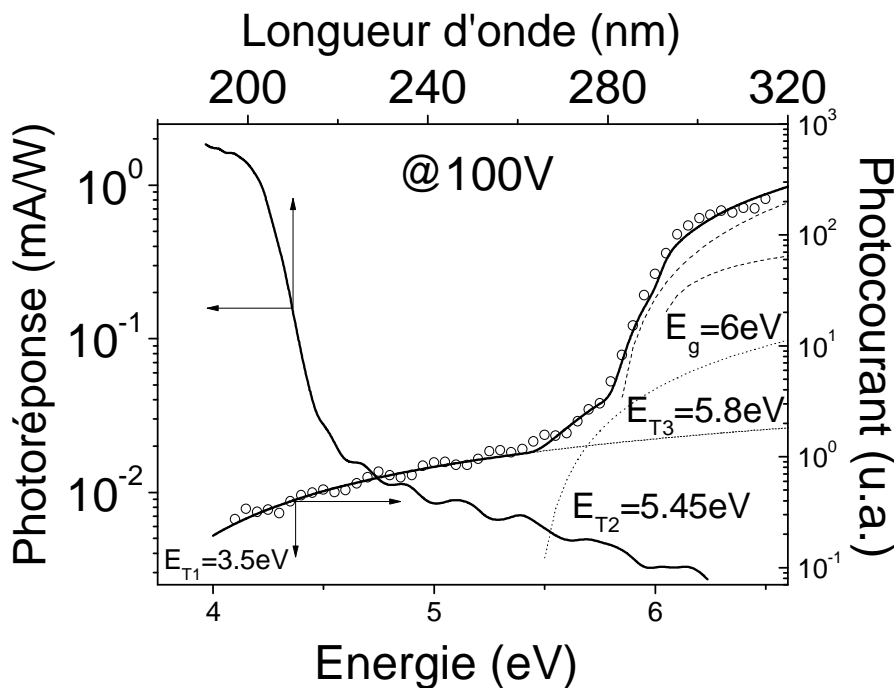


Figure IV.34 : Evolution de la photoréponse et du photocourant associés à la photodiode AlN (Schottky TiN) avec la longueur d'onde pour une polarisation de 100V

Le courant d'obscurité mesuré (cf. chapitre 3) est de 100fA à 100V ce qui prouve la qualité du matériau et la maîtrise technologique. Cette photodiode présente un pic de photoréponse de 2×10^{-3} A/W à 200nm et une longueur d'onde de coupure autour de 203nm[9]. Cette longueur d'onde de coupure est proche de celle obtenue par Dahal ,Li et al [10]. Un taux de rejection de plus deux ordres de grandeur entre 200nm et 260nm est obtenu et de trois ordres de grandeurs entre 180nm et 300nm.

L'analyse des pièges à partir du spectre de photoréponse de la photodiode est représentée sur la figure IV.34. L'absorption sous le gap est décomposée en transitions «bande à défauts ponctuels» ou transitions au bord de bande (queue d'Urbach).

- Dans le premier cas, le photocourant I_{ph} varie proportionnellement à la section de capture des pièges suivant la relation :

$$\sigma(h\nu) \equiv \Delta I_{ph} / (I_0 \cdot \phi_0 \cdot t) \quad (IV.1)$$

où $\Delta I_{ph} = I_{ph} - I_0$, le temps d'illumination est 62ms et le flux incident est $\phi_0 = P / (S \cdot E)$ avec P, la puissance du faisceau incident et E son énergie. La surface active S est donnée pour 2 photodiodes et vaut 1mm^2 ou 2.2mm^2 . Les transitions déterminées à partir des paramètres interpolés à l'aide du modèle de Inkson [7] sont regroupées dans le tableau IV.3.

Section efficace de capture	E_T (eV)	P_1	σ (2.1mm^2)	σ (1mm^2)
$\sigma_C = P_1 (h\nu - E_{T1})^{3/2} / (h\nu)$	3.5	2.2×10^{-5}	-	-
$\sigma_C = P_1 (h\nu - E_{T2})^{3/2} / (h\nu)$	5.45	6×10^{-4}	1.75×10^{-11}	1.25×10^{-11}
$\sigma_C = P_1 (h\nu - E_{T3})^{3/2} / (h\nu)$	5.8	0.018	2×10^{-11}	1.426×10^{-11}

Tableau IV.3: Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur les photodiodes AlN.

Cette analyse montre la présence de trois niveaux de pièges E_{T1} , E_{T2} et E_{T3} à 3.5, 5.45 et 5.8eV respectivement. Les niveaux E_{T2} et E_{T3} sont interdites indirectes

- Dans le second cas, le type de transition entraîne une augmentation exponentielle du bord d'absorption. Ce profil suit la loi empirique d'Urbach :

$$I_{ph}(E) = I_{ph0} \exp[(E - E_G) / E_U] \quad (IV.2)$$

ou I_{ph0} est un paramètre matériau, E_G est le gap et E_U l'énergie d'Urbach laquelle correspond à la profondeur en énergie de l'absorption exponentielle. Dans le cas particulier des matériaux SC III-N à LBI, la queue d'Urbach est principalement due à l'interaction entre les porteurs de charges et les imperfections du réseau (défauts structuraux, impuretés...). La courbe de photocourant interpolé avec l'expression de la loi d'Urbach permet d'en déduire les valeurs de E_G , I_{ph0} et E_U respectivement à 6eV, 4.45×10^{-4} and 0.13eV.

Il est alors possible de comparer ces résultats avec ceux de la simulation dérive-diffusion (sous COMSOL®). Les données utilisées pour cette étude sont tirées de la littérature et obtenues sur un

monocristal de wAlN massif [11]. Les points expérimentaux utilisés sont le coefficient de réflexion R et d'absorption α en fonction de l'énergie de l'onde incidente polarisée parallèlement et perpendiculairement à l'axe optique c (respectivement $E//c$ et $E\perp c$).

La figure IV.34 représente la photoréponse simulée à partir des constantes optiques définies précédemment dans le cas où on ne tient pas compte de l'influence de la température.

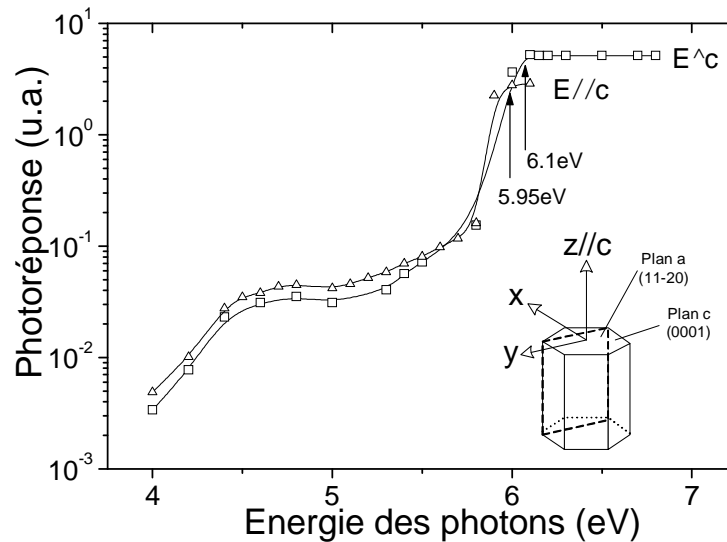


Figure IV.35: Evolution de la photoréponse simulée en fonction de l'énergie des photons incidents pour deux polarisations optiques ($E\perp c$ et $E//c$ - voir insert). La polarisation appliquée entre les 2 contacts ($s=1\mu\text{m}$, $w=0.2\mu\text{m}$) de la photodiode est de 10V. Le dopage N_D utilisé est de 10^{15}cm^{-3} .

La figure IV.35 permet de mettre en évidence la sensibilité de la photodiode suivant l'orientation cristalline ou la polarisation du faisceau incident. Dans le cas où $E//c$ correspondant au plan C isotrope (0001), la photoréponse exhibe un bord d'absorption à 6.1eV et dans le cas où $E\perp c$ correspondant au plan A anisotrope (11-20), la photoréponse exhibe un bord d'absorption approximativement à 5.95eV, soit près de 150meV de différence.

Le tableau ci-dessous résume les paramètres d'interpolation utilisés à partir de l'équation IV.2 permettant de caractériser les transitions optiques dans le matériau suivant la nature de la polarisation électrique du faisceau incident.

Paramètres d'interpolation	$E_{G,\perp}$	$E_{G,\parallel}$
E_g	6.1	5.95
α_0	5.22	2.5
E_U	0.28	0.47

En conclusion, la sensibilité de ce capteur UV à base de AlN en film mince dépend de l'anisotropie du cristal ou de la polarisation de la lumière incidente. Pour une onde non polarisée, la largeur de BI mesurée ne peut être que comprise entre 5.95eV et 6.1eV. L'échantillon GTA exhibe une valeur autour de 6eV.

III-3.1 Analyse à la commutation

La photodiode MSM AlN (KSU) utilisée présente une surface totale de 0.024mm^2 et est caractérisée sous incidence normale entre les gammes de longueurs d'ondes $[40-80]\text{nm}$ et $[115-225]\text{nm}$.

La photoémission des contacts métalliques est dominante aux longueurs d'ondes inférieures à 100nm . La figure IV.36 montre un exemple de la photoémission de Au en fonction de la longueur d'onde de l'onde incidente.

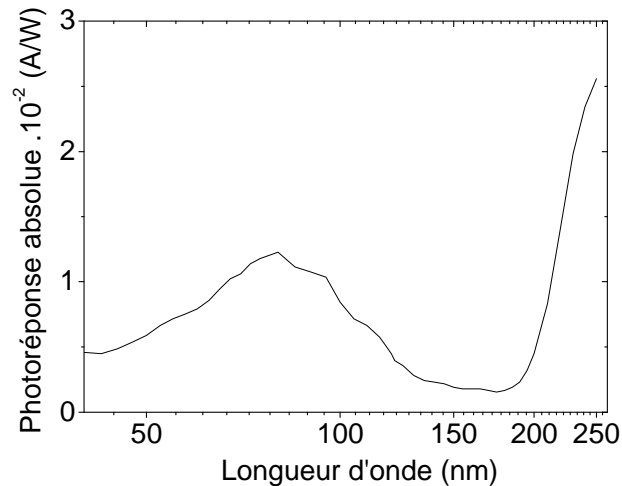


Figure IV.36 : Evolution de la photoémission de Au lorsque ce dernier est excité par une radiation incidente dans l'extrême UV et les UV profonds.

Les mesures présentées sont réalisées aux longueurs d'onde d'intérêt fixées à 70nm et à 180nm pour des tensions de polarisation $\pm 45\text{V}$ par pas de 10V . La puissance du faisceau incident est insérée dans chaque graphe.

Notons qu'il est important de pouvoir dissocier la contribution du courant de photoémission du photocourant interne. Dans ce but, toutes les mesures de courant sont répétées en modifiant la polarisation appliquée à la masse du bâti ($U > 0$ and $U < 0$).

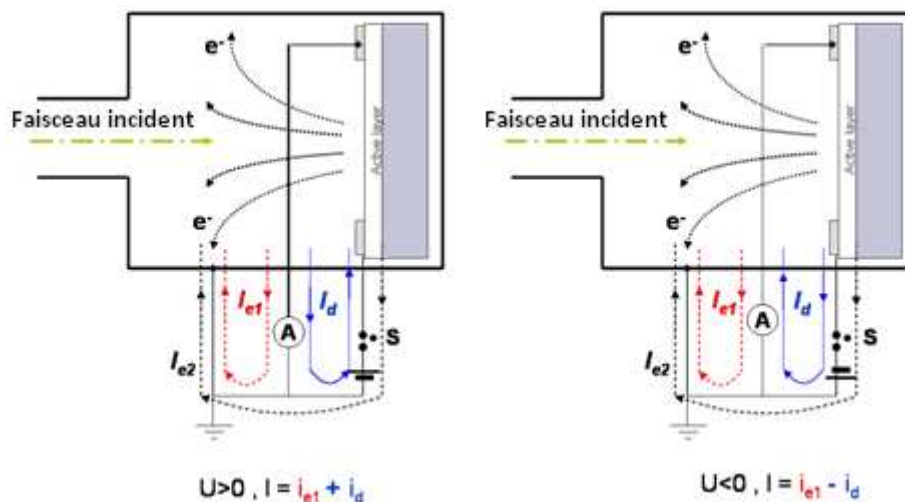


Figure IV.37: Schémas représentatifs des connexions électriques entre la photodiode MSM et le bâti utilisé à PTB ($i_{\text{diode}} = i_d$ et $i_e = i_{\text{photoémission}}$).

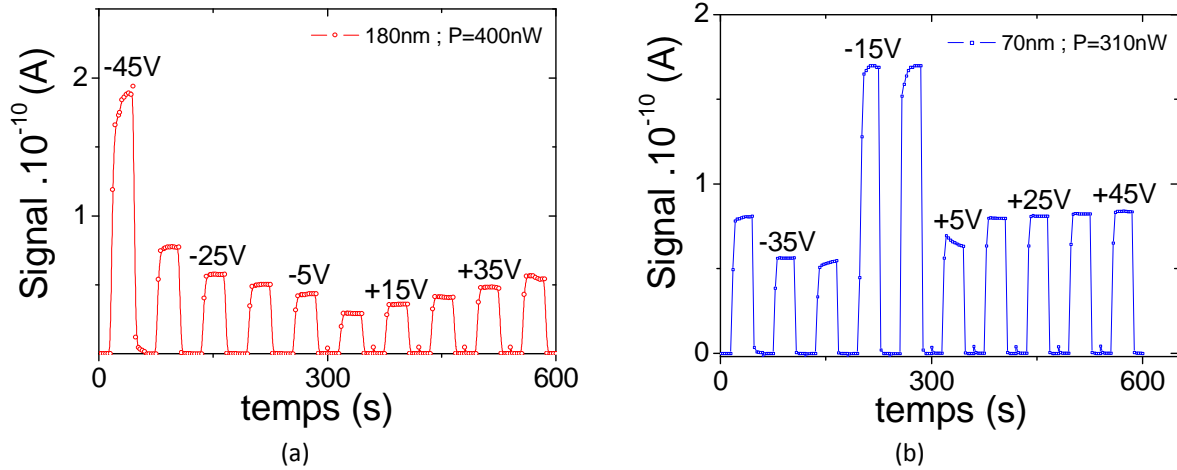


Figure IV.38 : (a) Réponse mesurée en commutation pour différentes tensions appliquées aux longueurs d'ondes de 180nm (a) et de 70nm (b) sur la photodiode KSU.

À 180nm (la figure IV.38), le rapport S/N maximum obtenu est approximativement de 165 aux polarisations électriques de -15V et de -5V. Le signal semble stable entre -25V et +25V et présente un courant d'obscurité très bas ($<0.1\text{pA}$). Cependant, il devient instable (dérive) en augmentant la polarisation au-dessus de $\pm 35\text{V}$. Notons que les résultats à 180nm comportent une contribution de la part de la photoémission laquelle reste insignifiante. A 70nm, le meilleur rapport signal sur courant d'obscurité de $\sim 2 \times 10^3$ est obtenu aux tensions appliquées de -15V et -5V. Entre +15V et +45V, ce rapport devient constant. En fait, ce comportement est lié à la photoémission (de Au mais aussi de la surface du matériau AlN et de la périphérie) laquelle est significative à 70nm.

La figure IV.39 (a et b) montre le signal obtenu pour une radiation incidente à la longueur d'onde de 70nm, qui comporte la contribution de la photoémission et du photocourant interne de la photodiode polarisée à -30V, en fonction du temps (à 300K).

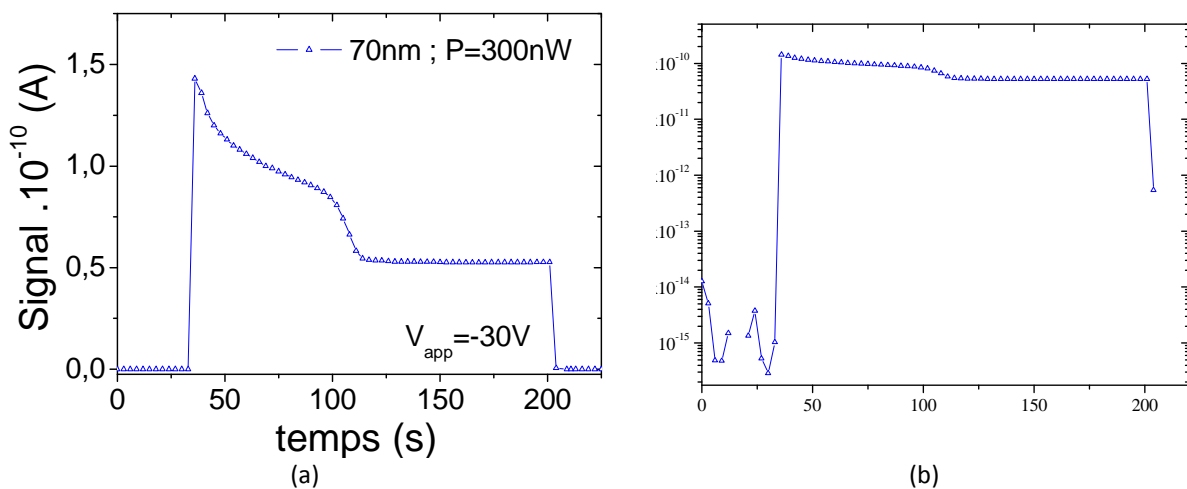


Figure IV.39 : Signal à la commutation mesuré sur la photodiode KSU polarisée à -30V sous une excitation à la longueur d'onde de 70nm (a) en échelle linéaire et (b) en échelle logarithmique.

Cette mesure de stabilité est anormale. Après environ 115s sous illumination, le signal est très stable. Cette dérive est typique de la contribution de la photoémission à la longueur d'onde de 70nm. Pour réaliser des mesures absolues, deux calibrages sont réalisés dans les gammes 42/44 et 80/82nm (en utilisant des filtres) afin d'évaluer la contribution de la photoémission à $\pm 30V$. Le signal absolu ($I_e - I_d$) est tracé figure IV.40 en plus des autres courants mesurés aux deux polarisations antagonistes. Il est alors possible de dissocier la photoémission de la contribution collectée par le circuit externe.

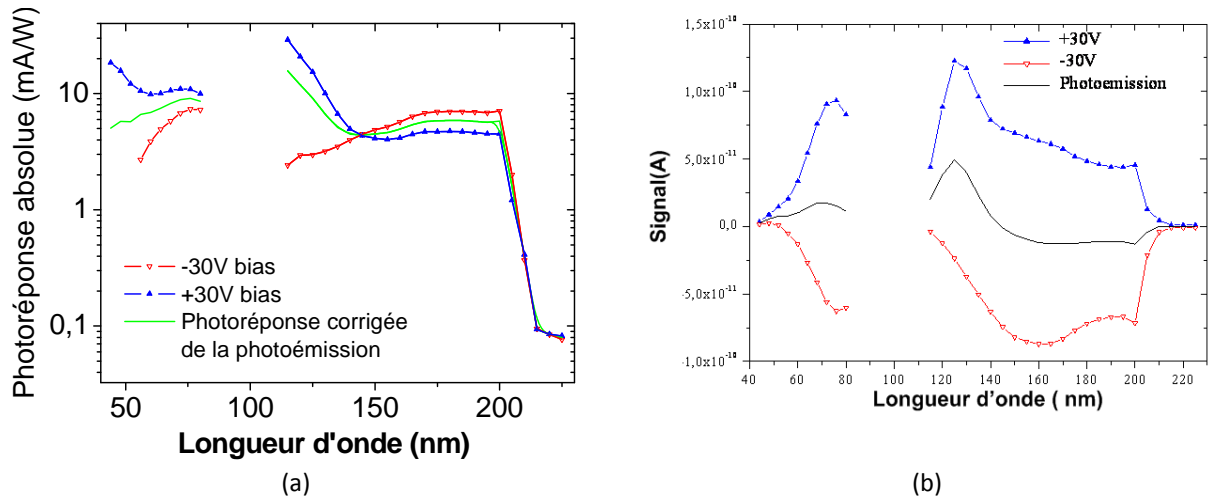


Figure IV.40 : (a) Photoréponse absolue (mA/W) de la photodiode KSU polarisée à $\pm 30V$ entre 44 et 225nm ; (b) Même signal en échelle linéaire.

La figure IV.40a permet d'affirmer après suppression de la photoémission que la photoréponse de la photodiode KSU exhibée est non seulement relativement homogène mais aussi élevée dans le domaine spectral [40-225nm] avec des valeurs comprises entre 5-10mA/W.

À -30V, la réponse spectrale semble être «négative» à de plus hautes énergies. En effet, le signal à cette tension (lequel devrait être négatif si absence de photoémission ou si $I_d > I_e$) devient positif en-dessous de 44-52nm (figure IV.40b).

Notons aussi que la photoémission devient prépondérante pour des longueurs d'ondes incidentes plus petites que 150nm et devient dominante autour de 125nm. Dans la gamme [44-80nm], la photodiode présente une photoréponse relativement symétrique laquelle prouve que la photoémission commence à devenir négligeable [12].

III-3.2 Conclusion

Le capteur photoélectrique AlN a été caractérisé dans les gammes d'intérêt pour les applications spatiales en EUV et DUV (40-80 et 115-225nm). Les résultats obtenus sont très prometteur. Le phénomène de photoémission a été mis en évidence et est prépondérant à partir de la longueur d'onde de 125nm.

III-4 Nitrure de Bore

Ce matériau constitue l'étude la plus amont de ce travail car ce matériau n'a pas la maturité des autres SC III-N à LBI ni celle du diamant monocristallin. Cependant, les dernières avancées côté matériau permettent de le qualifier pour des applications spatiales (LBI, dureté...).

La photodiode Mo/Au sur cBN/ND/Si(100) réalisée présente un courant d'obscurité très faible de 180pA/cm⁻² à -40V. Les réponses spectrales des photodétecteurs cBN mesurées pour différentes polarisations sont représentées sur la figure IV.41a dans la gamme [170-360nm]. Ces photodétecteurs exhibent un pic de photoréponse à 180nm pour une polarisation de -35V. On observe une longueur d'onde de coupure autour de 193nm (~E_g) et un taux de réjection entre 180 et 250nm de plus de cinq ordres de grandeurs[13].

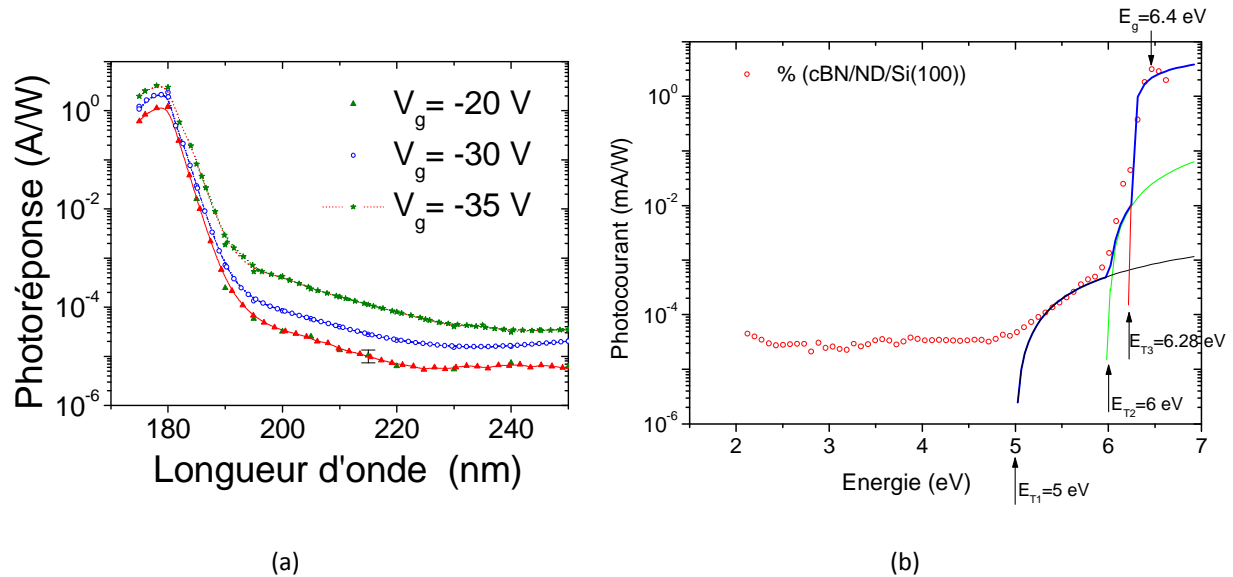


Figure IV.41: (a) Evolution du spectre de photoréponse en fonction de la longueur d'onde pour des polarisations de -20V, -30V et -35V ; (b) Spectre de photoréponse (cercles) dans le cBN. La courbe fittée (trait bleu) est composée de la superposition des trois bandes d'absorption.

L'analyse des pièges à partir du spectre de photoréponse des photodétecteurs soumis à une polarisation de -35V est représentée sur la figure IV.41b. Les transitions déterminées à partir du modèle de Inkson [7] sont regroupées dans le tableau IV.4.

Section efficace de capture	E _T (eV)	P ₁	P ₂
$\sigma_C = P_1(h\nu - E_{T1})^{3/2} / (h\nu)$	5	3 × 10 ⁻³	-
$\sigma_C = P_1(h\nu - E_{T2})^{3/2} / (h\nu)$	6	52.3	-
$\sigma_B = P_1(h\nu - E_{T3})^{1/2} / (h\nu(h\nu + E_{T3} + P_2)^2)$	6.28	1.2 × 10 ⁵	47.5

Tableau IV.4 : Récapitulatif des transitions mesurées à partir des mesures de photocourant sur des photodétecteurs cBN.

Cette analyse montre la présence de trois niveaux de pièges E_{T1}, E_{T2} et E_{T3} à 5, 6 et 6.28 eV respectivement. Le niveau E_{T2} peut-être assigné à des lacunes d'azote [14]. En effet, les principaux défauts présents dans le cBN sont des lacunes, des interstices et des atomes étrangers tels que

l'oxygène et l'argon. L'argon provient du plasma de dépôt et l'oxygène est incorporé non intentionnellement lors de la croissance [15].

Les résultats obtenus sur ce matériau montrent que le nitrure de bore cubique est un candidat de choix pour les applications envisagées. Pour confirmer les résultats obtenus dans la gamme UV-Visible, d'autres mesures dans le domaine des EUV-DUV sont prévus prochainement.

IV Conclusion

La présente étude a permis d'optimiser le design des photodétecteurs à base de matériaux à LBI (III-N et diamant) à l'aide de simulations sous COMSOL®. Il a été montré que les effets thermiques sous polarisation électrique ne peuvent pas être négligés, notamment dans le cas des photoconducteurs. Ce phénomène physique reste aussi un paramètre pénalisant pour les photodiodes lorsqu'une technologie submicronique est utilisée. Ces dernières ont permis de montrer qu'une topologie circulaire à design asymétrique et submicronique est favorable pour améliorer les performances des photodétecteurs. Aussi, il est nécessaire de porter une attention particulière aux structures submicroniques où le courant d'obscurité se dégrade rapidement sous polarisation électrique. Le facteur d'ombrage, l'épaisseur de la couche morte et de la zone active ont aussi été optimisés pour augmenter la collecte des photoporteurs et la photoréponse.

De nombreux photodétecteurs ont été réalisés à partir de tous ces matériaux et ont permis d'obtenir des résultats à l'état de l'art sur diamant, AlN et cBN. Des mesures ont été réalisées dans la gamme UV-Visible pour l'ensemble des dispositifs élaborés et dans le domaine EUV-DUV pour le diamant et AlN. Il a été montré que la photoémission est prépondérante autour de 125nm et ne peut être négligée. Dans chaque cas, les transitions aux bords de bandes et via des pièges ponctuels ont été mis en évidence, ce qui a permis de montrer la présence d'états de surface et de volume ainsi que leurs signatures.

Références

- [1] J. Kuzmik, R. Javorka, A. Alam, M. Marso, M. Heuken and P. Kordos, "Determination of channel temperature in AlGaIn/GaN HEMTs grown on sapphire and silicon substrates using DC characterization method," vol. 49, pp. 1496- 1498, 2002.
- [2] B. Benbakhti, M. Rousseau, A. Soltani and J.-C. D. Jaeger, "Analysis of thermal effect influence in gallium-nitride-based TLM structures by means of a transport-thermal modeling," *IEEE TRANSACTIONS ON ELECTRON DEVICES*, vol. 53, pp. 2237-2242, 2006.
- [3] S. M. Sze, D. J. Coleman and A. Loya, "Current Transport in Metal Semiconductor Metal Structures," *Solid-State Electron*, vol. 14 pp. 1209-1218, 1971.
- [4] A. BENMOUSSA, A. SOLTANI, K. HAENEN, U. KROTH, V. MORTET, H.A.BARKAD, D.BOLSEE, C. HERMANS, M. RICHTER, J. C. DEJAEGER and J. F. HOCHEDÉZ, "New developments on diamond photodetector for VUV solar observations," *Semicond. Sci. Technol.*, vol. 23, pp. 035026-1-7, 2008.
- [5] M. Nesladek, L. M. Stals, A. Stesmans, K. Lakoubovskij, G. J. Adriaenssens, J. Rosa and M. Vanecek, "Dominant defect levels in diamond thin films: A photocurrent and electron paramagnetic resonance study," *Appl. Phys. Lett.*, vol. 72 p. 3306, 1998.
- [6] A. M. Zaitsev, *Optical Properties of Diamond : a Data Handbook*. Berlin: Springer-Verlag, 2001.
- [7] J. C. Inkson, "Deep impurities in semiconductors. II. The optical cross section," *J. Phys. C: Solid State Phys*, vol. 14, pp. 1093-1101, 1981.
- [8] E. MONROY, "Discussion ".
- [9] H.-A. Barkad, A. Soltani, M. Mattalah, J.-C. Gerbedoen, J.-C. DeJaeger, V. Mortet, A. BenMoussa, M. Moreau, R. Dupuis and A. Ougazzaden, "Modelling, fabrication and measurement of AlN based photodiodes " *Journal of Physics D*, vol. Submitted.
- [10] J. Li, Z. Y. Fan, R. Dahal, M. L. Nakarmi, J. Y. Lin and H. X. Jiang, "200 nm deep ultraviolet photodetectors based on AlN," *Applied Physics Letters*, vol. 89, pp. 213510-3, 2006.
- [11] S. Adachi, *Optical Constants of Crystalline and Amorphous Semiconductors: Numerical Data and Graphical Information*. Boston: Kluwer Academic, 1999.
- [12] A. BenMoussa, J. F. Hochedez, R. Dahal, J. Li, J. Y. Lin, H. X. Jiang, A. Soltani, J. C. De Jaeger, U. Kroth and M. Richter, "Characterization of AlN metal-semiconductor-metal diodes in the spectral range of 44--360 nm: Photoemission assessments," *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 022108-3, 2008.
- [13] A. Soltani, H. A. Barkad, M. Mattalah, B. Benbakhti, J. C. De Jaeger, Y. M. Chong, Y. S. Zou, W. J. Zhang, S. T. Lee, A. BenMoussa, B. Giordanengo and J. F. Hochedez, "193 nm deep-ultraviolet solar-blind cubic boron nitride based photodetectors," *Applied Physics Letters*, vol. 92, pp. 053501-3, 2008.
- [14] W. Orellana and H. Chacham, *Brazilian Journal of Physics*, vol. 29, p. 801, 1999.
- [15] P. M. Ossi and A. Miotello, *Appl. Organometal. Chem.*, vol. 15, p. 430, 2001.



*Conclusion Générale
et perspectives*

Les travaux décrits dans cette thèse concernent la conception et la réalisation de photodétecteurs X-UV à base de matériaux à LBI destinés aux applications spatiales.

Cette étude montre l'intérêt à porter aux matériaux SC à LBI pour la réalisation de capteurs optiques dans la gamme UV-EUV-RX lesquels sont destinés à des applications spatiales robustes aux radiations ionisantes et notamment insensibles à l'infrarouge, au visible et proche-UV. En effet, l'état de l'art confirme bien le manque actuel de dispositifs permettant de répondre au cahier des charges pour ce type d'applications. C'est pourquoi dans un premier temps, nous nous sommes intéressés particulièrement aux matériaux SC III-N à LBI innovants c'est-à-dire GaN, AlN, BN ainsi que le diamant monocristallin. Après avoir décrit leurs structures cristallographiques ainsi que certaines de leurs propriétés physiques nécessaires à cette étude, nous avons déterminé par la méthode de Monte-Carlo, les propriétés de transport de certains de ces matériaux, lesquels sont utilisés dans notre modèle de simulation. Ce dernier est basé sur le logiciel multi-physique COMSOL[®] permettant de coupler le modèle électrique énergie-balance sous excitation lumineuse (sous UV) avec un modèle thermique. Il est alors possible de simuler différentes structures et prédire leur réponse électrique sous excitation lumineuse. C'est ainsi que le *design* des photodétecteurs a été optimisé sur les matériaux GaN et AlN. Il a été montré que les effets thermiques sous polarisation électrique ne peuvent pas être négligés. Notamment dans le cas des photoconducteurs, les effets de l'autoéchauffement sont d'autant plus percutants que le matériau est dopé, que la tension appliquée est élevée et que la distance inter-électrodes est submicronique. Par extrapolation, il faudrait considérer que ce phénomène physique reste aussi un paramètre pénalisant pour les photodiodes submicroniques. Les simulations dérive-diffusion ont également permis de montrer qu'un *design* des IDTs asymétrique et submicronique est davantage favorable pour améliorer les performances des photodétecteurs. Cependant, il est nécessaire de porter une attention particulière aux structures submicroniques où le courant d'obscurité se dégrade rapidement sous polarisation électrique. Le facteur d'ombrage, l'épaisseur de la couche morte et de la zone active ont aussi été optimisés pour augmenter la collecte des photoporteurs et ainsi la photoréponse.

L'ensemble des matériaux disponibles a ensuite été caractérisé avec différentes techniques en vue de déterminer leur qualité cristallographique, optique et électrique. Certains matériaux type présentant des caractéristiques satisfaisantes ont alors été utilisés pour établir les procédés technologiques à mettre au point afin de fabriquer ces capteurs UV (Photorésistance et photodiode). Cependant, les technologies employées entre les matériaux SC III-N à LBI d'une part et le diamant d'autre part, étant foncièrement différentes, ils ont alors demandé une attention particulière indépendamment l'une de l'autre. Les principales étapes technologiques optimisées sont le design des masques optiques, les contacts électriques (ohmique, Schottky et plots d'épaissement), les gravures sèche et humique et

l'isolation par implantation. Chaque technique a été décrite par rapport au matériau à traiter. Afin d'homogénéiser le champ sur une grande surface, nous avons conçu un design innovant à partir d'électrodes interdigitées circulaires.

De nombreux photodétecteurs ont été réalisés à partir des matériaux triés pour leur qualité. Ils ont permis d'obtenir des résultats à l'état de l'art sur carbone diamant (photoreponse de 48mA/W), wAlN (courant d'obscurité de 100fA à 100V et *cut-off* à 203nm) et cBN (*cut-off* à 193nm). Des mesures ont été réalisées dans la gamme UV-Visible pour l'ensemble des dispositifs élaborés et dans le domaine EUV-DUV pour le diamant et AlN. Il a été montré que la photoémission est prépondérante autour de 125nm et ne peut être négligée. Dans chaque cas, les transitions aux bords de bandes et via des pièges ponctuels ont été mis en évidence ce qui a permis de montrer la présence d'états de surface et de volume ainsi que la signature de quelques pièges ponctuels.

Perspectives

Dans un avenir proche, il est prévu de poursuivre l'étude des photodiodes cBN dans le domaine des X-EUV pour lequel les résultats obtenus ont été des plus prometteurs. L'ensemble des détecteurs réalisés pourrait être analysé afin de déterminer leur performance en bruit sous polarisation électrique et sous excitation lumineuse notamment dans l'UV.

Concernant la simulation, il est envisagé de définir avec exactitude le comportement électro-thermique des photodiodes submicroniques et de le vérifier expérimentalement sur AlN.

Aussi, l'ensemble de la technologie sur diamant peut être appliquée pour réaliser des photodiodes PIN où il est possible d'apporter une amélioration sur la génération des photo-porteurs en gravant le SC entre les électrodes en surface jusqu'à la zone intrinsèque.

Dans un avenir plus ou moins lointain, il est également possible d'atteindre les très grands formats (ex.: 4000x4000 pixels) et donc pour pouvoir réaliser un imageur X-UV, une solution hybride peut être adoptée. Une membrane photo-active convertira les photons UV en signal électronique tout en restant très inerte au visible et aux radiations ionisantes. Un circuit de lecture CMOS compatible avec diamant peut lui être hybridé ou concevoir un circuit complet à base de SC III-N à LBI. Par rapport au CCD, la technologie CMOS ou hybridée nitrure III-N à LBI apporte la souplesse des fonctionnalités du pixel, une plus grande tolérance aux radiations, une lecture très rapide et non destructive, etc... Les très grands formats n'ont pas encore été démontrés, surtout en rapport à l'hybridation. Des pellicules aux dimensions appropriées seront en contact avec la matrice de lecture par des billes d'indium (technologie *Flip-Chip*). La méthode choisie impose aussi un feedback continu des tests expérimentaux sur la modélisation physique. Il sera notamment important de mesurer la sensibilité des prototypes depuis les X jusqu' au visible pour être en mesure d'optimiser certaines propriétés plutôt que d'autres. Le compromis entre le niveau de saturation, la taille du pixel, le format d'image et la surface de la membrane active n'est qu'un exemple. Le projet BOLD est le premier en la matière mais les résultats obtenus ne sont pas aujourd'hui encore concluants.

Résumé

Les photodétecteurs ultraviolets actuels à base de silicium montrent des limitations inhérentes à la technologie en dépit de leur continuelle amélioration depuis ces dernières décennies. En collaboration avec l'Observatoire Royal de Belgique dans le cadre du projet LYRA (et BOLD), nous avons démontré la maturité des semiconducteurs à large bande interdite (à base de nitrures III-N à large bande interdite et de diamant) pour des applications spécifiques dans les domaines spatiale et physique des hautes énergies.

La disponibilité de ces nouveaux matériaux permet de surpasser les technologies existantes. En effet, de part leurs propriétés physiques et chimiques exceptionnelles, le diamant par exemple, est un des candidats idéal du point de vue de la recherche fondamentale et des applications technologiques. Sa large bande interdite le rend insensible à la lumière visible et infrarouge (*solarblind*) et son excellente robustesse face aux radiations (notamment protons et rayons γ) rend ce matériau très attractif pour des applications spatiales. Parallèlement à ce matériau, de nouveaux semiconducteurs nitrures à large bande interdite (AlN, BN) présentent des propriétés tout aussi remarquables et commencent à être élaborés avec succès.

Le but de ce travail a été de concevoir et de fabriquer de nouveaux photodétecteurs UV innovants à base de ces matériaux émergents et à fort potentiel.

Cette activité a débuté par la simulation des propriétés de transports des matériaux à structure wurtzite par des modèles de types Monte Carlo, puis d'optimiser les performances des composants à élaborer par éléments finis au moyen du logiciel COMSOL® en tenant compte du matériau, de la géométrie de la structure, du design technologique, de la nature des électrodes (taille, contacts ohmiques, Schottky...), du couplage électro-thermique dans certain cas ainsi que des radiations incidentes.

Différents capteurs UV ont ensuite été élaborés en salle blanche puis caractérisés sous rayonnement X-EUV d'une part et DUV-UV d'autre part. Les caractéristiques optoélectroniques (stabilité, fiabilité, sensibilité aux rayonnements UV, courant d'obscurité...) et les performances obtenues sont alors exposées pour chacun des matériaux étudiés.

L'ensemble de ce travail a permis d'établir plusieurs performances à l'état de l'art sur diamant, AlN et BN et a contribué au développement du premier radiomètre solaire LYRA dans le domaine EUV au moyen de ces photodiodes diamant destinés au satellite PROBA2.

Abstract

Currently, ultraviolet photodetectors based on silicon have shown limitations inherent to their technology in spite of their continual improvement for these last years. In collaboration with the Royal Observatory of Belgium within the LYRA (and BOLD) project, the maturity of the semiconductors with wide band gap (nitrides III-N and diamond) is shown for specific applications in the space field and high-energy physics.

The availability of these new materials makes it possible to exceed existing technologies. These materials present robustness, a (p^+, γ) radiation hardness and their wide band gap provide insensibility to visible and infrared lights. Indeed, because of their exceptional physical and chemical properties, diamond for example, is one of the ideal candidates from the point of view of fundamental research and technological applications. Furthermore, new nitrides semiconductors with wide band gap (AlN, BN) are now elaborated successfully and present remarkable properties such as diamond.

The goal of this work was to design and to fabricate new UV photodetectors based on these emerging materials.

This work begins with determination of the transport properties of these semiconductors materials versus temperature by Monte Carlo simulation in order to optimize the performances of the photodetectors by means of a finite elements software based on COMSOL® by taking into account the material type, the geometry of the structure, the technological design, the nature of the electrodes (size, ohmic contacts, Schottky contacts, symmetry...) as well as incidental radiations. A physical-thermal coupling is implemented in some cases to determine the impact of thermal effects in device working behaviour.

Various UV detectors are elaborated in clean room and characterized under X-EUV radiation on the one hand and DUV-UV on the other hand. The characteristics (stability, reliability, sensitivity to the radiations UV, dark current...) and the obtained performances are then described for each studied material.

This work made it possible to establish several state of the art performances on diamond, AlN and BN and contributed to the development of the first solar EUV radiometer LYRA onboard PROBA2 satellite.