

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

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

جامعة سعد دحلب بلدية
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Master

Filière Électronique

Spécialité Microélectronique

Présentée par

HIDJO Hermione

Amélioration des performances d'un capteur optique à base de semiconducteurs InGaN / GaN

Proposé par : Pr. AISSAT Abdelkader

&

Pr. NACER Said

Année Universitaire 2024-2025

Remerciements

À la lumière de chaque idée, à chaque obstacle franchi, et à chaque éclat de compréhension, se cache l'empreinte de celles et ceux qui ont accompagné ce voyage.

Je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à Dieu Tout-Puissant, pour sa protection sur ma vie et sa bienveillance à chaque étape de ce parcours.

Je remercie profondément mon encadreur Professeur Aissat Abdelkader, dont la patience et les conseils m'ont permis de traverser les méandres de ce projet. À ses mots inspirants et à ses remarques constructives, je dois bien plus qu'un simple travail.

Je suis également reconnaissante envers Professeur Nacer Said mon responsable de filière et co-promoteur pour sa disponibilité ainsi que les membres du laboratoire LATSI pour leur contribution et leur soutien.

À ma famille, mon père HIDJO Charles, ma mère DOWOU Augustine et mes frères et sœurs : Brigitte ; Hervé ; Hermine et Odile pour leur soutien moral inébranlable.

Enfin je tiens à aussi remercier mes amis et camarades, pour leur indéfectible soutien, leur compréhension silencieuse et leur foi en ma capacité d'atteindre l'horizon que je m'étais fixé.

À travers ces pages, je dépose la gratitude sincère que je porte en mon cœur, fruit de votre présence silencieuse et de votre force discrète qui m'ont porté plus loin que je ne l'aurais cru.

DÉDICACES

À DIEU ET À MA FAMILLE

ملخص

يرتكز مشروع البحث هذا في مجال أجهزة الكشف الضوئية المعتمدة على مواد أشباه الموصلات InGaN/GaN. ركزت الدراسة في البداية على تحليل تأثيرات تركيب الإنديوم ودرجة الحرارة على الخصائص البنوية والكهربائية والبصرية لسبائك InGaN. وبناءً على هذه النتائج، ركز العمل على تحسين أداء الثنائيات الضوئية القائمة على InGaN/GaN ، مع التركيز بشكل خاص على الكفاءة الكمية والحساسية والتيار المظلم وزمن الاستجابة. وأخيراً، تم تكيف النتائج التي تم الحصول عليها لنطبيق محدد : الكشف عن الأشعة فوق البنفسجية(UV) ، مع تركيز الإنديوم بمقدار 0.1 ، المحسن لهذا النطاق الطيفي.

فوق الأشعة عن الكشف الإلكتروني، البصرية الخصائص الضوئية، الثنائيات ، InGaN/GaN: المفاتيح الكلمات البنفسجية

RÉSUMÉ

Ce projet de recherche s'inscrit dans le domaine des photodétecteurs à base de matériaux semi-conducteurs InGaN/GaN. L'étude a d'abord porté sur l'analyse des effets de la composition en indium et de la température sur les propriétés structurales, électriques et optiques des alliages InGaN. En s'appuyant sur ces résultats, le travail s'est orienté vers l'optimisation des performances des photodiodes à base d'InGaN/GaN, en mettant particulièrement l'accent sur l'efficacité quantique, la sensibilité, le courant d'obscurité et le temps de réponse. Enfin, les résultats obtenus ont été adaptés à une application spécifique : la détection ultraviolette (UV), avec une concentration en indium de 0,1, optimisée pour cette gamme spectrale.

Mots-clés : InGaN/GaN, photodiodes, propriétés optoélectroniques, détection UV

ABSTRACT

This research project focuses on photodetectors based on InGaN/GaN semiconductor materials. The study initially examined the effects of indium composition and temperature on the structural, electrical, and optical properties of InGaN alloys. Building on these findings, the work then focused on optimizing the performance of InGaN/GaN-based photodiodes, with particular attention to quantum efficiency, sensitivity, dark current, and response time. Finally, the results were applied to a specific application: ultraviolet (UV) detection, with an indium concentration of 0.1 optimized for this spectral range.

Keywords: InGaN/GaN, photodiodes, optoelectronic properties, UV detection, temperature.

LISTES DES ABRÉVIATIONS & ACRONYMES

A

a / c: paramètres de maille
a_e : Paramètre de maille de la couche epitaxiée
a_s : Paramètre de maille du substrat
A : surface de la photodiode PIN
A : Constante de Richardson
A / B : Paramètres des matériaux (Indice de Réfraction : Modèle Adachi)`
Al: Aluminium
As: Arséniure

B

BC : Bande de conduction
BV : Bande de valence

C

c : Vitesse de la lumière dans le vide
C(x) / D(x) : Paramètres des matériaux (Coefficient d'Absorption : Modèle Adachi)
CFC : Cubique à face centrée
C_j: Capacité de jonction

E

\vec{E}_{ext} : Champ électrique externe
 \vec{E}_{int} : Champ électrique interne
 \vec{E} : Champ électrique
E_{cmin} : Énergie minimale de la bande de conduction
E_g : Énergie de gap
EQE : External quantum Efficiency (Efficacité quantique externe)
E_{vmax} : Energie maximale de la bande de valence

F

f_c : Fréquence de coupure

G

Ga: Gallium
Ge: Germanium

H

h : Constante de Planck

I

$i_g^2(f)$: Densité spectrale du bruit de grenaille (Shot Noise)
 $i_o^2(f)$: Densité spectrale du bruit de courant d'obscurité
 $i_t^2(f)$: Densité spectrale du bruit thermique
 $i_f^2(f)$: Densité spectrale du bruit 1/f (flicker noise)
IF: Infrarouge
In: Indium
I_{ph} : Courant photo-généré par la photodiode PIN
IQE : Internal quantum Efficiency (Efficacité quantique interne)

K

K_B : la constante de Boltzmann
 \vec{k} : Vecteur d'onde

L

LEDs : Light emitting diodes (Diodes électroluminescentes)

N

n : Concentration des électrons
n : Indice de réfraction
N: Azote
 n_i : Concentration intrinsèque
SNR : Rapport signal sur bruit

O

OEM : Ondes Electromagnétiques

P

p : Concentration des trous

P: Phosphore

P_{in} : La puissance optique incidente

\vec{P}_{sp} : Polarisation spontanée

P_{pz} : Polarisation piézoélectrique

R

R : Coefficient de réflexion

R_d : Résistance de jonction

R_s : Résistances des contacts

S

S : Sensibilité de la photodiode PIN

Si: Silicium

T

T : Coefficient de transmission

T : Température

Tc : Température critique

U

UV: Ultraviolet

UVA : Ultraviolet A

V

v : Vitesse de la lumière dans un matériau

W

W : largeur de la zone de transition (zone intrinsèque pour une p-i-n)

X

x : Composition en Indium

Z

ZCE : Zone de charge d'espace

Symboles

ε_{xx} : Déformation selon l'axe a

ε_{zz} : Déformation selon l'axe c

τ_{RC} : Constante de temps

τ_{nr} : Durée de vie non radiative des porteurs

τ_r : Durée de vie radiative des porteurs

τ_{tr} : Temps de transit

α : Coefficient d'absorption

θ : Angle de rayon lumineux par rapport à la normale

λ : Longueur d'onde

λ_c : Longueur d'onde critique

ε : Permittivité du matériau

τ : Temps de réponse du circuit

SOMMAIRE

REMERCIEMENTS	
DÉDICACES	
RÉSUMÉ	
LISTE DES ABRÉVIATIONS ET ACRONYMES.....	
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
1- Chapitre 1: Interactions électromagnétiques et des semi-conducteurs III-V	
1- Rappels sur les ondes électromagnétiques	3
1-1 Introduction	3
1-2 Les ondes électromagnétiques	3
1-2-1 Nature des ondes électromagnétiques	3
1-2-2 Propriétés des ondes électromagnétiques	3
1-2-3 Spectre électromagnétique	4
1-3 Interaction Onde-Matière	4
1-3-1 Absorption de la lumière	5
1-3-2 Réfraction de la lumière	5
1-3-3 Réflexion et transmission de la lumière	6
2- Rappels sur les matériaux semi-conducteurs	6
2-1 Introduction	6
2-2 Classification générale des matériaux	6
2-2-1 Classification par type de matériaux	7
2-2-2 Classification selon la conductivité ;la résistivité et l'énergie de Gap ..	8
2-3 Propriétés physiques des semi-conducteurs	8
2.3.1 Le gap Eg	8
2.3.2 Semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques	10
2.3.3 Effet de la température	11
2-4 Jonction PN	11
2-4-1 Formation d'une jonction PN	11
2-4-2 Polarisation d'une jonction PN	12
2-5 Les semi-conducteurs III-V	14

2-5-1	Définition des semi-conducteurs III-V	14
2-5-2	Les différents types d'alliages	14
2-6	Conclusion	15

2- Chapitre 2 : Les propriétés fondamentales des matériaux nitrures de Galium

InGaN/GaN

1-	Introduction	17
2-	Propriétés structurales et électriques des matériaux nitrures de gallium	17
2-1	Structures cristalline.....	17
2-1-1	Structure Wurtzite	17
2-1-2	Structure Zinc-Blende	18
3-	Propriétés Physiques du matériaux ternaire InGaN	19
3-1	Paramètre de maille.....	19
3-2	Masses effectives	20
3-3	Densités des porteurs de charge	21
3-4	Mobilités des porteurs de charge	22
3-4-1	Effet de l'indium sur la mobilité des porteurs de charge	24
3-5	Contraintes mécaniques et défauts cristallins	25
3-5-1	Contraintes mécaniques	25
3-5-2	Effet de la composition en indium sur la contrainte	27
3-6	L'énergie de bande interdite du InGaN	28
3-6-1	Effet de la composition en indium sur l'Energie de bande interdite Eg	28
3-6-2	Choix de la composition en indium	29
3-6-3	Influence de la température sur Eg	30
3-7	Les polarisations	32
3-7-1	La polarisation spontanée.....	32
3-7-2	La polarisation piézoélectrique	33
3-7-3	Effet de la polarisation.....	35
4-	Propriétés optiques des matériaux InGaN	36
4-1	Indice de refraction	36
4-1-1	Effet de la composition en indium sur l'indice de réfraction du matériau InGaN	36

4-1-2	Effet de la température sur l'indice de réfraction du matériau InGaN	38
4-2	Coefficients de réflexion et de transmission	40
4-3	Coefficient absorption	42
4-3-1	Effet de la composition en indium sur le coefficient d'absorption en du InGaN.....	42
4-3-2	Comparaison des coefficients absorptions des matériaux InGaN , Silicium (Si) et Germanium(Ge)	44
4-3-3	Effet de la température sur le coefficient d'absorption	45
5-	L'indium (Avantages ,Inconvénients et Risques d'utilisation)	47
6-	Conclusion.....	47

3- Chapitre 3 : Les capteurs optiques (Photodiodes)

1-	Introduction	50
2-	La photodiode.....	50
2-1	Principe de fonctionnement de la photodiode	50
3-	La photodiode P-I-N.....	51
3-1	Structure de la photodiode P-I-N	51
3-2	Principe de fonctionnement de la photodiode P-I-N	52
3-3	Schéma équivalent de la photodiode PIN	53
3-4	Paramètres caractéristiques de la photodiode PIN	53
3-4-1	Rendement quantique interne IQE.....	53
3-4-2	Rendement quantique externe EQE	54
3-4-3	La densité de courant	55
3-4-4	La sensibilité	56
3-4-5	Temps de réponse et bande passante	56
3-4-6	Les bruits dans les photodiodes	58
3-4-7	Rapport Signal bruit et Déetectivité	60
3-4-8	Effets des bruits sur les performances de la photodiode.....	61
4-	Résultats et Discussions	61
4-1	Effet de la surface sur la capacité de jonction.....	62
4-2	Variation de la bande passante en fonction de l'épaisseur W	63
4-3	Variation du temps de réponse et de la réponse en fréquence	64
4-4	Effet de la surface sur la bande passante de la photodiode.....	65
4-5	Effet de la résistance série sur la bande passante.....	66

4-6	Effet de la composition en indium sur la fréquence de coupure a -3dB	67
4-7	Variation de la sensibilité en fonction de l'épaisseur W.....	70
4-8	Variation de la sensibilité en fonction de la tension de polarisation.....	70
4-9	Effet de la composition en indium x et de l'épaisseur W sur la sensibilité maximale de la photodiode	71
4-10	Effet de la température sur la sensibilité de la photodiode	72
4-11	Comparaison des résultats sur la sensibilité.....	72
4-12	Variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension	73
4-13	Effet de x sur la densité de courant de la photodiode	74
4-14	Effet de la température T sur la densité de courant de la photodiode.....	75
4-15	Variation du bruit thermique de la photodiode en fonction de T et de la résistance R	76
5-	Conclusion.....	76
CONCLUSION GÉNÉRALE		78
ANNEXES		80
RÉFÉRENCES.....		83

LISTES DES FIGURES

Chapitre 1 Interactions électromagnétiques et Propriétés fondamentales des semi-conducteurs III-V

Figure 1.1:	Spectre électromagnétique des ondes	4
Figure 1.2:	Interaction Onde-Matiere	5
Figure 1.3:	Classification des matériaux selon le gap	7
Figure 1.4:	Les types de Gap. Gap direct / Gap indirect	9
Figure 1.5:	Structure de la jonction PN	12
Figure 1.6:	Jonction PN polarisée en directe	13
Figure 1.7:	Jonction PN polarisée en inverse	13
Figure 1.8:	Tableau périodique	14

Chapitre 2 : Les propriétés fondamentales des matériaux nitrures de Gallium(GaN)

Figure 2.1:	Éléments III-V du Tableau périodique	17
Figure 2.2:	Structure Wurtzite, GaN.....	18
Figure 2.3:	Structure Zinc-Blende, GaN.....	19
Figure 2.4:	Variation des paramètres de maille du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$ selon la x	20
Figure 2.5:	Variation des masses effectives des trous et des électrons en fonction de x.....	21
Figure 2.6:	Variation des porteurs de charges dans les bandes de valence et de conduction en fonction de x	22
Figure 2.7: (a, b)	: Variation des mobilités a) des trous et b) des électrons en fonction de la concentration pour différentes températures	24
Figure 2.8:	Variation des mobilités des trous et des électrons en fonction de x.....	25
Figure 2.9:	Les types de contraintes pendant l'épitaxie.....	26
Figure 2.10:	Les différents types de défauts cristallins	27
Figure 2.11:	Variation des déformations du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$ en fonction de x	28
Figure 2.12:	Variation de E_g du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$ selon x et le coefficient de bowing	29
Figure 2.13:	Variation de E_g du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$ selon la température pour différentes valeurs de x	31

Figure 2.14: Courbe 3D de Eg du $In_x Ga_{(1-x)} N$ selon température et la teneur en indium x	31
Figure 2.15: Les différents types de polarité du GaN. a) Polarité Galium. b) Polarité Azote [8]	32
Figure 2.16: Variation des polarisations P_{pz} ; P_{sp} et P_{totale} en fonction de x.....	35
Figure 2.17: Configuration des polarisations dans l'Hétérostructure p-GaN/i-InGaN /n-GaN selon la polarité face Ga	36
Figure 2.18: Variation de l'indice de réfraction du $In_x Ga_{(1-x)} N$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de x	38
Figure 2.19: Variation des extreumms de l'indice de réfraction du $In_x Ga_{(1-x)} N$ en fonction de x	38
Figure 2.20: Variation thermique de l'indice de réfraction du $In_x Ga_{(1-x)} N$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de x	39
Figure 2.21: Variation thermique de l'indice de réfraction du $In_{0.2} Ga_{0.8} N$	40
Figure 2.22: Variation thermique de l'indice de réfraction du $In_x Ga_{(1-x)} N$	40
Figure 2.23: a) Coefficient de réflexion b) Coefficient de transmission du $In_x Ga_{(1-x)} N$	42
Figure 2.24: Variation du coefficient d'absorption du $In_x Ga_{(1-x)} N$ en fonction de la longueur d'onde	43
Figure 2.25: Courbe 2D du coefficient d'absorption du $In_x Ga_{(1-x)} N$ selon la longueur d'onde et la teneur en indium x	44
Figure 2.26: Courbe de comparaison des coefficients d'absorptions du $In_x Ga_{(1-x)} N$, Silicium(Si) et du Germanium(Ge)	45
Figure 2.27: Variation du coefficient d'absorption max du $In_x Ga_{(1-x)} N$ en fonction de la température pour plusieurs valeurs de x	46
Figure 2.28: Courbe ISO 2D du coefficient d'absorption du $In_x Ga_{(1-x)} N$ selon la longueur d'onde et la température pour a) x=0, b) x=0.3, c) x=0.6, d) x=1	46

Chapitre 3 : Les capteurs optiques(Photodiodes)

Figure 3.1: Diagramme des bandes d'énergies de la photodiode P-I-N	51
Figure 3.2: Structure de la photodiode P-I-N	52
Figure 3.3: Schéma équivalent de la photodiode PIN	53

Figure 3.4: Structure de la photodiode PIN simulée.....	62
Figure 3.5: (a, b) : Variation de la capacité de jonction en fonction de W pour différentes valeurs de A.....	63
Figure 3.6: Variation de la bande passante de la photodiode en fonction de W.....	64
Figure 3.7: Variation du temps de réponse et de la réponse en fréquence en fonction de W ..	64
Figure 3.8: (a, b) : Variation de la fréquence en fonction de W pour différentes valeurs de A	65
Figure 3.9: Variation de la fréquence en fonction de W pour différentes valeurs de Rs.....	66
Figure 3.10: (a, b, c) : Variation de la réponse en dB de la photodiode pour a) x=0.1 b) x=0.2 c) x=0.3 avec W=0.1um	68
Figure 3.11: (a, b, c) : Variation de la réponse en dB de la photodiode pour a) x=0.1 b) x=0.2 c) x=0.3 avec W=0.5 um	69
Figure 3.12: Variation de la sensibilité de la photodiode pour différentes valeurs de W	70
Figure 3.13: Variation de la sensibilité de la photodiode pour différentes valeurs de la tension de polarisation.....	71
Figure 3.14: Variation de la sensibilité maximale de la photodiode en fonction de W	71
Figure 3.15: Variation de S_{max} en fonction de T	72
Figure 3.16: Comparaison des sensibilités	73
Figure 3.17: Variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension	74
Figure 3.18: Variation de la densité de courant en fonction de la tension pour différentes x	75
Figure 3.19: Variation de la densité de courant en fonction de la tension pour différentes T	75
Figure 3.20: Variation du bruit thermique en fonction de T pour différentes valeurs de R	76

LISTES DES TABLEAUX

Chapitre 1 Interactions électromagnétiques et des semi-conducteurs III-V

Tableau 1.1: Propriétés physique des différents types de matériaux 8

Chapitre 2 : Les propriétés fondamentales des matériaux nitrures de Gallium(GaN)

Tableau 2.1: Paramètres structuraux du GaN, InN selon la cristallisation 19

Tableau 2.2: Paramètres optiques du GaN, InN 30

Tableau 2.3: Valeurs de la polarisation spontanée pour les nitrures d'élément III GaN, InN calculées par méthode ab initio 32

Tableau 2.4: Polarisations selon les structures GaN à l'équilibre et sous contrainte..... 33

INTRODUCTION GÉNÉRALE

Le développement des technologies modernes repose de plus en plus sur la capacité à détecter, traiter et exploiter les signaux lumineux. Dans ce contexte, les capteurs optiques, et plus particulièrement les photodiodes, jouent un rôle central dans de nombreuses applications allant de la détection UV dans les environnements industriels ou spatiaux, à l'imagerie médicale, en passant par les communications optiques et les systèmes de sécurité. L'efficacité de ces dispositifs dépend fortement des matériaux utilisés, de leurs propriétés physiques, optiques et de leur comportement sous diverses conditions d'utilisation. Parmi les matériaux émergents, les alliages à base de nitrures de gallium, notamment l'InGaN, se distinguent par leur bande interdite ajustable, leur grande stabilité thermique et leur compatibilité avec les longueurs d'onde dans l'ultraviolet. Cette flexibilité ouvre la voie à des dispositifs optoélectroniques plus performants et mieux adaptés aux exigences spécifiques des nouvelles générations de capteurs.

Ce travail s'inscrit dans cette dynamique d'innovation. Il vise à mieux comprendre et exploiter les effets de la composition en indium et de la température sur les propriétés physiques et optiques de l'InGaN/GaN, dans le but d'améliorer les performances des photodiodes UV.

Ce mémoire est structuré en trois chapitres complémentaires. Le premier chapitre expose les fondements théoriques liés aux ondes électromagnétiques et aux semi-conducteurs, en particulier les matériaux III-V.

Le deuxième chapitre explore les propriétés du système InGaN/GaN, en mettant l'accent sur l'effet de la composition en indium et de la température sur la structure cristalline, la bande interdite et l'absorption optique.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude des photodiodes : nous y analysons les différents paramètres de conception influençant leurs performances et proposons des pistes d'optimisation pour concevoir un capteur UV rapide, sensible et stable.

CHAPITRE 1: Interactions électromagnétiques et Propriétés fondamentales des semi-conducteurs III-V

1. Rappels sur les ondes électromagnétiques

1.1. Introduction

Les ondes électromagnétiques jouent un rôle important dans de nombreux phénomènes physiques et technologiques. Elles résultent de la propagation simultanée d'un champ électrique et d'un champ magnétique oscillants, perpendiculaires entre eux et à la direction de propagation. Découvertes à la fin du XIXe siècle grâce aux travaux de James Clerk Maxwell, ces ondes couvrent un large spectre allant des ondes radio aux rayons gamma, en passant par la lumière visible.

Devenues omniprésentes dans notre environnement, elles permettent la transmission d'énergie et d'informations, et sont au cœur de nombreuses applications modernes, comme les télécommunications, l'imagerie médicale, les capteurs optiques ou encore les systèmes photovoltaïques. Dans ce chapitre nous abordons leur nature, leur comportement dans différents milieux et leur interaction avec la matière ; ce qui est essentiel pour de nombreux domaines scientifiques, notamment l'électronique, l'optique et les matériaux semi-conducteurs.

1.2. Les ondes électromagnétiques

Les ondes électromagnétiques (OEM) sont des vibrations des champs électriques et magnétiques invisibles à l'œil nu qui se propagent dans l'espace en transportant de l'énergie sans support matériel.

1.2.1. Nature des ondes électromagnétiques

Les OEM peuvent être décrites de deux manières :

- Nature ondulatoire : Elles se propagent sous forme d'onde caractérisée par une fréquence, une période et une longueur d'onde.
- Nature corpusculaire : Elles se comportent aussi comme des particules élémentaires sans masse appelées « Photons » transportant de l'énergie.

1.2.2. Propriétés des ondes électromagnétiques

Une OEM résulte d'un champ électrique et d'un champ magnétique oscillant perpendiculaires l'un à l'autre et à la direction de propagation. Contrairement aux ondes mécaniques, elles peuvent se

propager autant dans le vide que dans un milieu matériel. Elles sont caractérisées par plusieurs grandeurs physiques : La vitesse de propagation dans le vide c ; la longueur d'onde ; l'énergie du photon etc.

1.2.3. Spectre électromagnétique

Les OEM sont regroupées et classées selon leurs longueurs d'onde (figure 1.1) dans le vide dans un spectre électromagnétique comme suit :

- Les ondes radio (communication, téléphonie)
- Les micro-ondes (radars, télécommunications)
- L'infrarouge (thermographie, télécommandes)
- La lumière visible (perception humaine, optique)
- L'ultraviolet (stérilisation, imagerie scientifique)
- Les rayons X et gamma (médical, nucléaire)

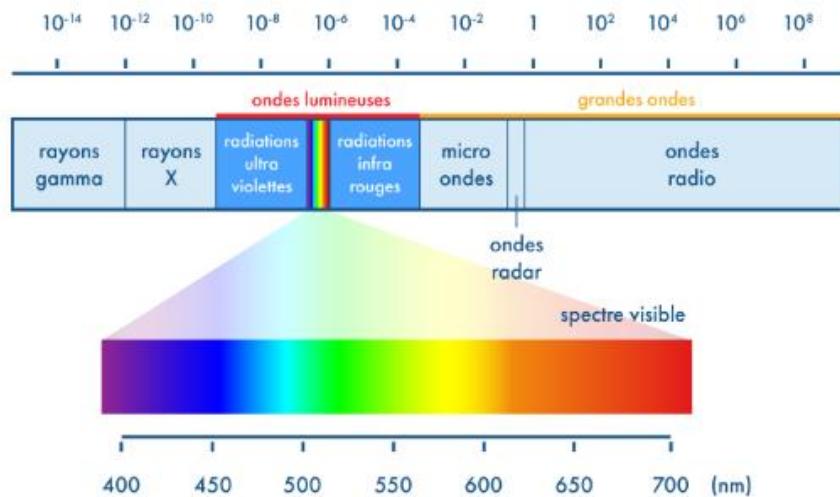


Figure 1.1: Spectre électromagnétique des ondes [1]

1.3. Interaction Onde – Matière

Les OEM interagissent avec la matière en fonction de leur fréquence et les propriétés des matériaux. En particulier lorsque la lumière traverse une matière, il se produit plusieurs phénomènes (figure 1.2).

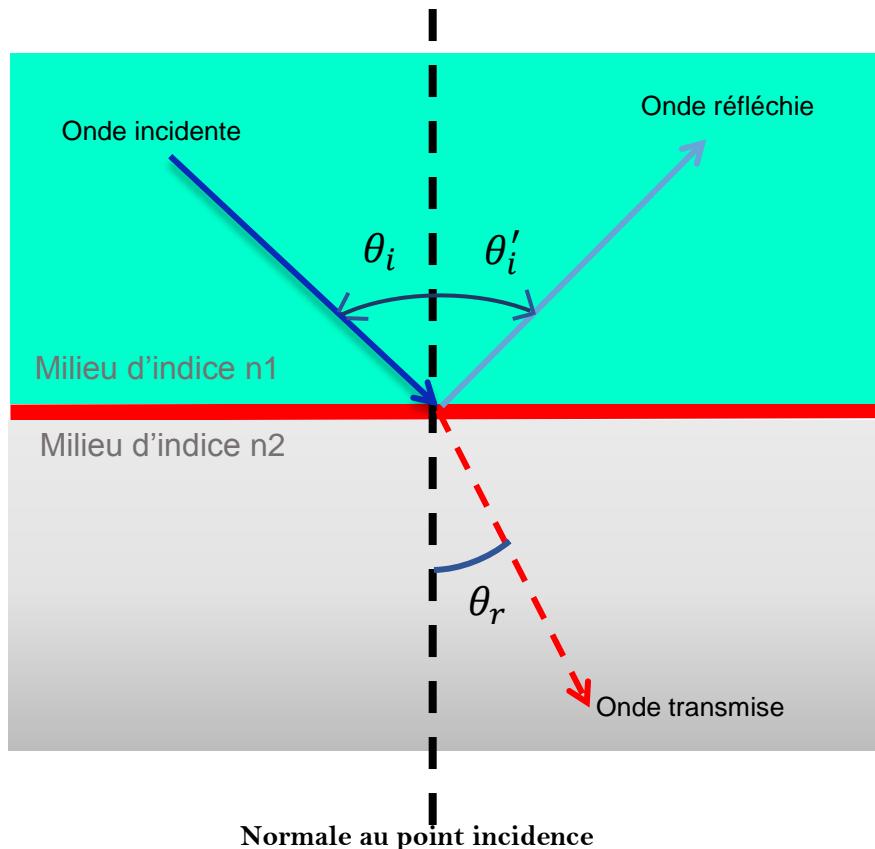


Figure 1.2: Interaction Onde-Matiere

1.3.1. Absorption de la lumière : Lorsque la lumière rencontre un matériau elle peut être absorbée. Son énergie est alors transférée aux atomes du matériau : ce qui peut entraîner une augmentation de leur énergie interne. La capacité d'absorption d'un matériau dépend de sa structure électronique et de l'énergie du photon. Dans le cas des matériaux semi-conducteurs l'absorption dépend de l'énergie de gap du matériau. Pour que le photon soit absorbé il faut que son énergie soit supérieure ou égale à celle du gap du matériau.

1.3.2. Réfraction de la lumière : Lorsque la lumière passe d'un milieu à un autre, elle change de direction. Cela est dû à la variation de la vitesse dans les différents milieux. Elle est décrite par la loi de Snell-Descarte suivante :

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (1.1)$$

- **L'indice de réfraction** est un paramètre qui caractérise la vitesse de propagation de la lumière dans un matériau. Il est défini par le rapport qui suit :

$$n = \frac{c}{v} \quad (1.2)$$

Où c est la vitesse de la lumière dans le vide et v la vitesse de la lumière dans le matériau.

Mais la vitesse de la lumière dans un matériau n'est pas constante et dépend de la longueur d'onde de la lumière incidente par cette égalité :

$$v = \lambda f \quad (1.3)$$

Où f est la fréquence.

- **Angle d'incidence** représente l'angle avec lequel la lumière frappe le matériau. Il influe sur la quantité de lumière transmise.

1.3.3. Réflexion et transmission de la lumière

Une partie de la lumière est réfléchie par la surface du matériau. Elle est caractérisée par le coefficient de réflexion qui représente la proportion de lumière réfléchie à une interface. La lumière traversée par le matériau sans être absorbé est caractérisé par le coefficient de transmission. Il dépend des propriétés optiques de ces derniers.

2. Rappels sur les matériaux semi-conducteurs

2.1. Introduction

Les matériaux sont généralement classés en fonction des propriétés physiques et optiques qu'ils présentent. Parmi ceux-ci les matériaux semi-conducteurs se distinguent de leur particularité d'être soit isolants, soit conducteurs selon certaines conditions spécifiques tels que la température, le dopage ou l'application d'un champ électrique. Cette capacité à moduler leur conductivité fait d'eux des éléments clés dans la conception des diodes, transistors, capteurs.

Dans cette section, nous explorerons en détail les propriétés fondamentales des semi-conducteurs, qui ouvrent la voie à une multitude d'applications technologiques avancées.

2.2. Classification générale des matériaux

Tout matériau se regroupe en trois grandes classes : Les isolants ; les conducteurs et les semi-conducteurs.

2.2.1 Classification par type de matériau

- **Les isolants** sont connus pour ne pas conduire le courant, tels que : le verre, le plastique, la céramique etc.....
- **Les conducteurs** sont généralement des matériaux qui conduisent le courant. Par exemple : le cuivre, aluminium etc.
- **Les semi-conducteurs** sont quant à eux des matériaux qui ne sont ni conducteur ni isolants mais qui changent de nature selon la température. A $T=0K$, le semi-conducteur est un isolant mais à $T>0K$ il devient conducteur. Par exemple : le silicium, le germanium etc.
- **Les supraconducteurs :** sont des matériaux qui, en dessous d'une température donnée (température critique T_c) présentent des propriétés très intéressantes : ils perdent leurs résistances électriques et peuvent donc conduire le courant sans aucune perte d'énergie sous forme de chaleur. Ils expulsent également tout champ magnétique de leurs intérieurs : c'est l'effet Meissner.
- **L'Effet Meissner :** Le matériau expulse tous les champs magnétiques de son intérieur, ce qui le rend capable de flotter au-dessus d'un aimant .

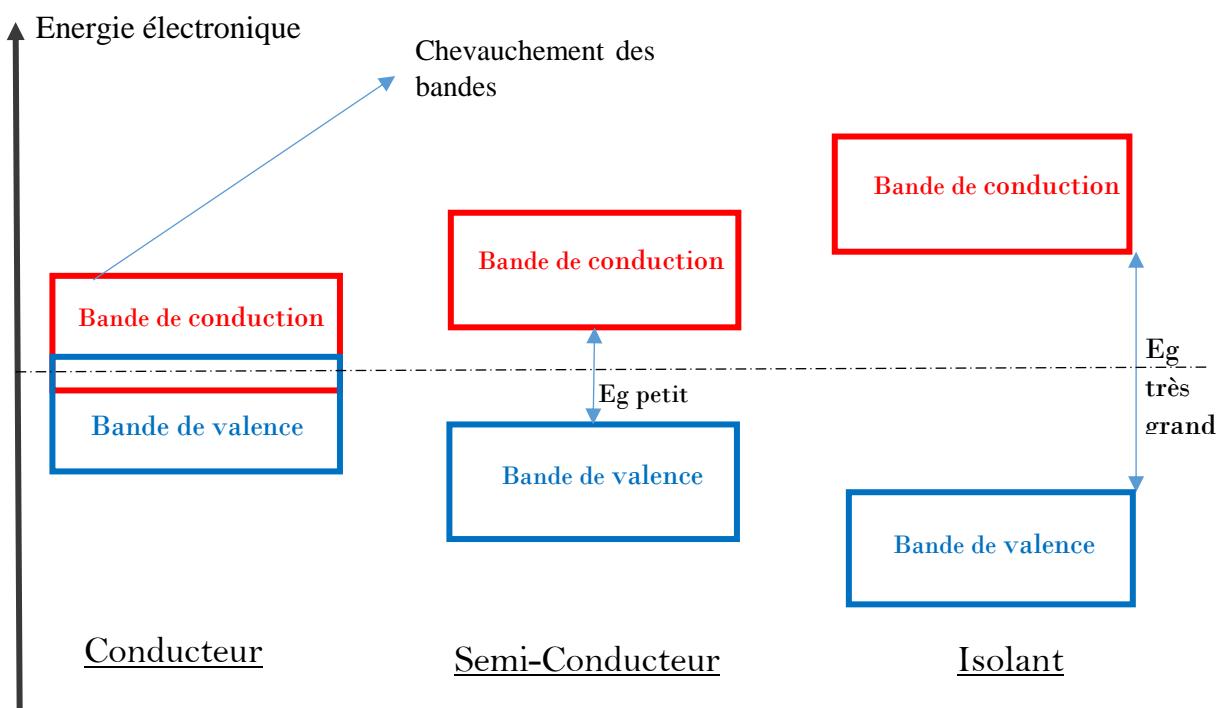


Figure 1.3: Classification des matériaux selon l'énergie de bande interdite

2.2.2 Classification selon la conductivité, la résistivité et l'énergie de la bande interdite

Tableau 1.1 : Propriétés physique des différents types de matériaux

Matériaux	Conducteurs	Semi-Conducteurs	Isolants	Supraconducteurs
Résistivité	Inférieure à $10^{-6}\Omega\text{.m}$	Entre $10^{-3}\Omega\text{.m}$ et $10^4\Omega\text{.m}$	Supérieure à $10^8\Omega\text{.m}$	Nulle (Pour $T < T_c$)
Conductivité	Supérieure à $10^7(\Omega\text{.m})^{-1}$	Entre $10^{-4}(\Omega\text{.m})^{-1}$ et $10^3(\Omega\text{.m})^{-1}$	Pratiquement nulle	Infinie (Pour $T < T_c$)
Énergie de bande	Aucun gap	Entre 0.1eV et 2 eV	Supérieure à 3eV	Très faible gap de Cooper

2.3. Propriétés physiques des semi-conducteurs

Les semi-conducteurs sont des matériaux connus pour leurs propriétés à conduire le courant à une température donnée. Cette propriété lui confère une place des matériaux les plus utilisées en électronique et microélectronique pour diverses applications.

2.3.1 Le gap E_g

L'énergie de la bande interdite (E_g) d'un semi-conducteur représente l'énergie nécessaire aux électrons de la bande de valence pour se déplacer dans la bande de conduction. En effet lorsque les électrons de la bande de valence (BV) d'un matériau semi-conducteur sont excités par une énergie extérieure supérieure ou égale à l'énergie de gap généralement des photons, il se produit deux phénomènes : L'absorption et l'émission des photons. Pendant l'absorption, les électrons de la BV se déplacent vers la bande de conduction (BC), ils se retrouvent donc à un état excité et redescendent vers la bande de BV (état fondamental) en émettant de l'énergie sous forme de lumière. Cette propriété est souvent utilisée en photovoltaïque.

Les semi-conducteurs sont classés en deux groupes selon leur gap :

- **Semi-conducteurs à gap direct**

Dans un semi-conducteur à gap direct, un électron peut passer directement de la BV à la BC (en absorbant un photon) ou inversement (en émettant un photon) sans que sa quantité de mouvement ne soit changée : ce qui signifie que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se trouvent à la même valeur de quantité de mouvement (sont au même point, même vecteur d'onde \vec{k}) : Il s'agit d'une transition radiative. Parmi les matériaux semi-conducteurs à gap direct les plus utilisés on peut citer : L'arséniure de gallium(GaAs) ; l'arséniure d'indium (InAs). Ils sont souvent utilisés dans des applications où l'émission de la lumière est nécessaire comme les dispositifs émetteurs de lumières (Les lasers, les LEDs etc.)

- **Semi-conducteurs à gap indirect**

Dans le cas d'un semi-conducteur à gap indirect, il n'y pas de transition directe de l'électron de la BV vers la BC. Le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de BC se trouvent à des valeurs différentes de quantité de mouvement. Cette modification de quantité de mouvement est fournie par un « phonon » par vibration du réseau cristallin. Il s'agit d'une transition non radiative conduction(figure1.4). Les matériaux semi-conducteurs à gap indirect sont peu efficaces pour l'émission de la lumière, ils sont donc utilisés dans d'autres applications comme les transistors, les cellules solaires etc...On peut citer par exemple le silicium (Si) ; le germanium (Ge).

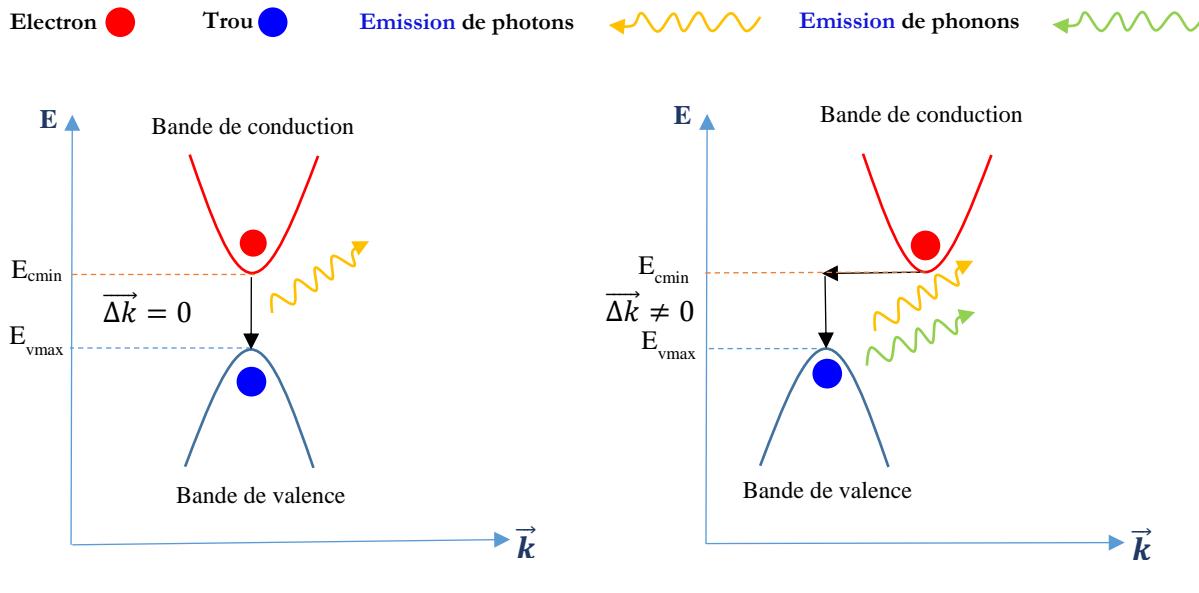


Figure 1.4 : Les types de Gap. Gap direct / Gap indirect

2.3.2 Semi-conducteurs intrinsèques et extrinsèques

Les semi-conducteurs peuvent être regroupés en deux catégories principales selon leur pureté et leurs conductivités : les semi-conducteurs intrinsèques, dont la conductivité dépend uniquement des propriétés du matériau et de la température, et les semi-conducteurs extrinsèques, dont la conductivité est ajustable par introduction contrôlée d'impuretés par un procédé appelé « dopage ».

- **Les semi-conducteurs intrinsèques**

Un matériau semi-conducteur est dit « intrinsèque » lorsqu'il est pur et non pollué par des impuretés. Sa conductivité dépend de la température et des propriétés du matériau comme sa largeur de bande interdite. À une température différente de 0K, les électrons de la BV peuvent se déplacer, ce qui les rend conducteurs lorsque l'électron reçoit une énergie suffisante ($>E_g$) (thermique ou lumineuse) il passe dans la bande de conduction et laisse un trou dans la bande de valence, il y a création d'une paire électron trou. Dans ce cas la densité des électrons n est égale à celle des trous p et est donnée par la formule suivante [2] :

$$n = p = n_i = AT^{3/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right) \quad (1.4)$$

A est la constante de Richardson (A/cm²K²) ; T est la température ; E_g est le gap et k la constante de Boltzmann.

Plus la température augmente et plus la densité intrinsèque n_i augmente et l'énergie de gap diminue.

- **Les semi-conducteurs extrinsèques**

Un semi-conducteur devient extrinsèque lorsqu'on y introduit des impuretés spécifiques (atomes étrangers) par dopage dans le but de modifier la concentration des porteurs de charges. Ce procédé permet de modifier les propriétés électriques du matériau. Il existe deux types de dopage des semi-conducteurs purs :

- **Dopage de type N:** consiste à ajouter des atomes pentavalents (du groupe V du tableau périodique comme le phosphore dans le cas du silicium) dits « atomes donneurs » dans le matériau semi-conducteur pur. Ces atomes possèdent des électrons supplémentaires et se substituent dans le réseau cristallin du semi-conducteur. Il devient alors un semi-conducteur « dopé N » avec des porteurs majoritaires qui sont des électrons et minoritaires les trous.

- **Dopage type P :** On ajoute des atomes trivalents (du groupe III du tableau périodique comme le bore) dits « atomes accepteurs » dans le matériau semi-conducteur pur. Ces atomes ont un électron de valence en moins par rapport au réseau cristallin du semi-conducteur. Cela crée des trous dans la bande de valence, qui peuvent être remplis par des électrons provenant d'atomes voisins. Ainsi, les trous deviennent les porteurs majoritaires, et les électrons sont minoritaires.

Le dopage permet d'ajuster la résistivité du semi-conducteur. Le choix du type de dopage est essentiel pour concevoir des composants électroniques comme les diodes, les transistors et les photodiodes, où la combinaison de régions dopées N et P permet de créer des jonctions contrôlant le flux des charges.

2.3.3 Effet de la température

La température joue un rôle crucial dans la conductivité d'un semi-conducteur. À température ambiante, les semi-conducteurs intrinsèques ont peu de porteurs libres. En augmentant la température, davantage d'électrons gagnent assez d'énergie pour passer de la bande de valence à la bande de conduction, ce qui augmente la conductivité. Parallèlement, la température élevée fait vibrer plus intensément le réseau cristallin, augmentant les collisions avec les porteurs et réduisant leur mobilité. Dans un semi-conducteur faiblement dopé, l'augmentation du nombre de porteurs l'emporte sur la perte de mobilité, ce qui fait croître la conductivité. En revanche, dans un semi-conducteur fortement dopé, la mobilité réduite due aux collisions avec les impuretés peut limiter la conductivité. Ce phénomène est utilisé dans des capteurs de température où la conductivité varie avec la température.

2.4. Jonction PN

2.4.1 Formation d'une Jonction PN

Une jonction PN est obtenue par juxtaposition d'un semi-conducteur dopé P et d'un semi-conducteur dopé N. Lorsqu'ils sont mis en contact les porteurs majoritaires diffusent les uns vers les autres (Les trous de la région P dans la région N et vice-versa). Cette diffusion et recombinaison des porteurs entraîne la formation d'une zone de déplétion appauvris en porteurs mobiles près de la jonction : C'est la zone de charge d'espace. Dans la zone ZCE il ne reste plus que les ions immobiles fixes : dans la jonction P les ions accepteurs négatifs (-) des atomes accepteurs et dans

la région N les ions positifs fixes (+) des atomes donneurs(figure1.5). En effet lorsque les trous se déplacent vers la région N ils laissent derrière eux des ions accepteurs négatifs (car ils ont initialement créés des trous qui ont captés des électrons). De la même manière lorsque les électrons quittent la zone N et diffusent dans la zone P ils laissent derrière eux des ions donneurs positifs (car ils ont perdu leurs électrons). La séparation de ces charges fixes crée un champ électrique interne dans la zone de déplétion orienté de la région N (+) vers la région P (-). Ce champ électrique forme une barrière de potentiel qui s'oppose à la diffusion des porteurs majoritaires restants.

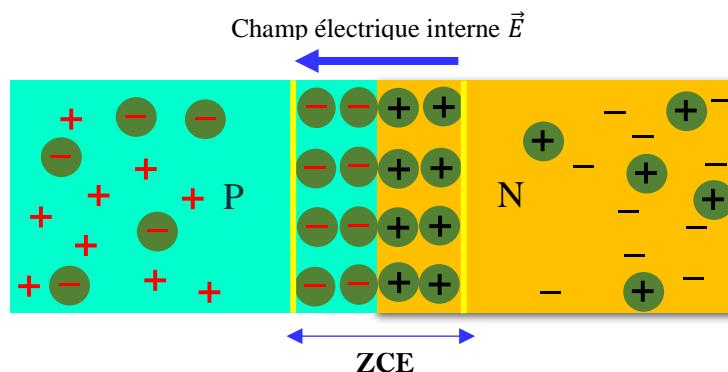


Figure 1.5: Structure de la jonction PN

NB: Les signes entourés en ronds sont les ions fixes immobiles tandis que les signes non entourés sont les porteurs de charge mobiles majoritaires de chaque région.

2.4.2 Polarisation d'une Jonction PN

On peut polariser la jonction PN de deux manières :

- **Polarisation directe :** On applique à la jonction PN une tension dans le sens direct. La borne négative du générateur est reliée à la région N et la borne positive à la région P(figure1.6). Le champ extérieur appliqué par le générateur à la jonction PN s'oppose au champ interne E_{int} , ce qui réduit la zone de charge d'espace. Plus la tension interne augmente et plus la ZCE se rétrécit et lorsque la tension externe dépasse la tension de la barrière de potentiel, la ZCE devient suffisamment étroite pour que les porteurs majoritaires se déplacent continuellement à travers la jonction : ce qui crée un courant de diffusion. Ce flux continu de charge est maintenu par le générateur extérieur qui injecte les électrons dans la région N et crée des trous dans la région P [3].

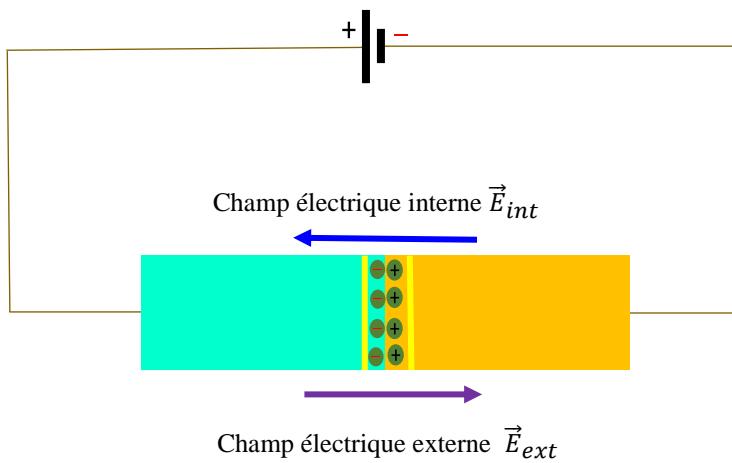


Figure 1.6 : Jonction PN polarisée en directe

- **Polarisation inverse de la jonction PN :** Comme le montre la figure 1.7, lorsqu'on applique dans ce cas la tension externe dans le sens inverse (Région N reliée à la borne positive et la région P à la borne négative du générateur). Le champ extérieur appliqué par le générateur suit le même sens que le champ interne de la jonction PN renforçant ainsi la barrière de potentiel et élargit la zone de charge d'espace. Cela empêche la diffusion des porteurs majoritaires qui sont poussés vers la leurs régions respectives : les électrons sont poussés vers la région N et les trous vers la région P. Le courant ne circule pas à travers la jonction PN. La polarisation inverse de la jonction empêche le passage du courant. Ce principe de fonctionnement est utilisé dans diverses domaines d'applications dont les capteurs optiques photodiode où l'élargissement de la ZCE est nécessaire dans la détection des ondes.

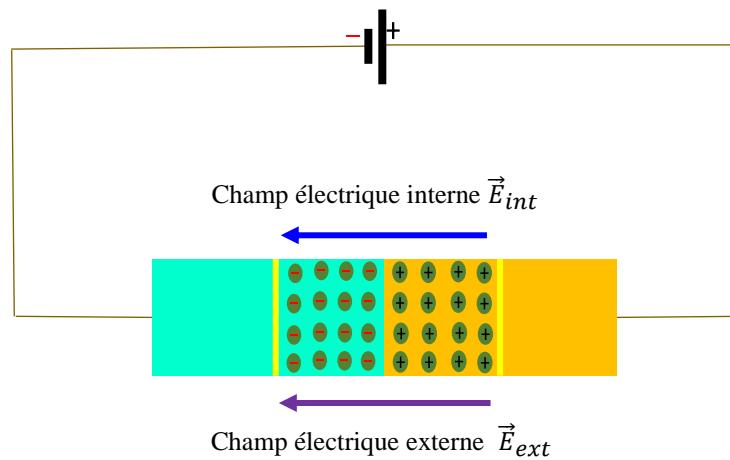


Figure 1.7 : Jonction PN polarisée en inverse

2.5. Les semi-conducteurs III-V

Les semi-conducteurs III-V sont des composés des éléments de la colonne III et V du tableau périodique. Ils sont souvent utilisés en optoélectronique en raison des propriétés intéressantes qu'ils possèdent.

2.5.1 Définition

Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des composés formés par l'association d'un élément du groupe III et d'un ou plusieurs éléments du groupe V. La combinaison de ces éléments permet d'obtenir des matériaux semi-conducteurs dont les propriétés électriques et optiques peuvent être ajustées selon le choix des éléments et leurs concentrations. Plusieurs alliages peuvent être conçus à partir de cette configuration. Ces derniers sont classés selon le nombre d'éléments associés. Ainsi les composés constitués de deux éléments sont appelés « composés binaires » ; trois éléments « ternaires » etc.....

2.5.2 Les différents types d'alliages

- **Les composés binaires** : Ce sont des matériaux composés d'un alliage de deux éléments du tableau périodique : l'un du groupe III et l'autre du groupe V. On peut citer : GaN ; GaAs ; AlP.
- **Les composés ternaires** : Ils sont obtenus par la combinaison de trois éléments des groupes III-V. Par exemple : $\text{Ga}_x \text{N}_{(1-x)} \text{P}$; $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$.
- **Les composés quaternaires** : sont constitués de quatre éléments. Exemple : $\text{Ga}_x \text{In}_{(1-x)} \text{Al}_{(1-y)} \text{As}$; $\text{Ga}_x \text{In}_{(1-x)} \text{P}_y \text{As}_{(1-y)}$ [4].

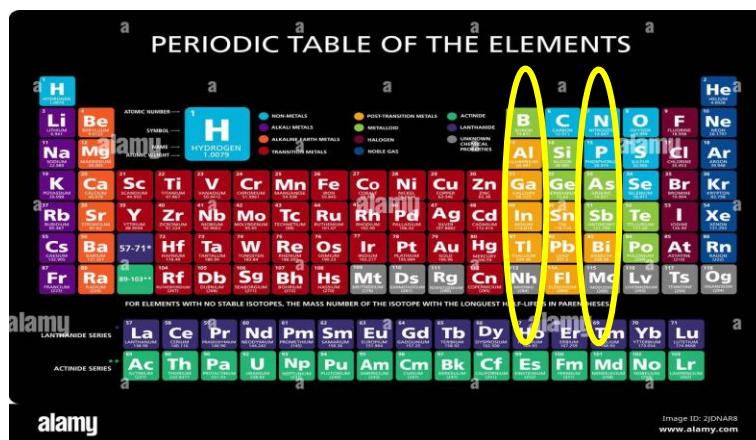


Figure 1.8: Tableau périodique [5]

L'objectif de la création des alliages semi-conducteurs est d'améliorer les propriétés électroniques des semi-conducteurs en faisant varier la composition des éléments constituants l'alliage.

2.6. Conclusion

Ce chapitre a permis de poser les bases théoriques indispensables à la compréhension des interactions entre la lumière et la matière, ainsi que des propriétés fondamentales des matériaux semi-conducteurs. Nous avons d'abord exploré les caractéristiques des ondes électromagnétiques et leurs interactions avec les matériaux, en soulignant les phénomènes d'absorption, de transmission et de réflexion qui influencent la propagation des ondes. Ensuite, une attention particulière a été portée aux semi-conducteurs, en détaillant leurs propriétés électroniques et structurales, en particulier celles des matériaux III-V, dont le rôle est crucial dans l'optique et l'électronique modernes. La compréhension des jonctions PN, des caractéristiques électriques des matériaux binaires, ternaires et quaternaires, prépare le terrain pour l'étude approfondie des matériaux InGaN/GaN dans le chapitre suivant.

CHAPITRE 2: Propriétés fondamentales des matériaux nitrures de Galium(**InGaN**):

1. Introduction

Les matériaux InGaN/GaN présentent des propriétés remarquables qui les rendent indispensables dans de nombreuses applications optoélectroniques. Ce chapitre explore leurs caractéristiques structurales, électriques, physiques et optiques, ainsi que les avantages liés à leur utilisation.

2. Propriétés structurales et électriques des matériaux nitrures de gallium

Les matériaux nitrures de gallium GaN sont des composés binaires constitués du gallium(Ga) et de l'azote(N) des éléments III et V du tableau périodique. Plusieurs alliages peuvent être composés à partir de cette combinaison comme le InGaN qui est souvent utilisé dans le domaine de l'optoélectronique.

III	IV	V
B	C	N
Al	Si	P
Ga	Ge	As
In	Sn	Sb

Figure 2.1 : Eléments III-V du Tableau périodique [6]

2.1. Structures cristallines

Le nitrure et ses alliages cristallisent selon deux structures cristallines distinctes : La structure cubique Zinc-blinde et la structure hexagonale wurtzite. La structure de cristallisation du matériau influence beaucoup sur ses propriétés électroniques, mécaniques et optiques.

2.1.1. Structure Wurtzite

D'un point de vue thermodynamique, la structure wurtzite est la forme cristalline hexagonale stable du GaN et comme d'autres matériaux III-V tels que le AlN et le InN. Cette structure cristalline consiste en deux sous-réseaux hexagonaux compacts imbriqués, l'un étant formé d'atomes de Ga et l'autre d'atomes de N. Ces deux sous-réseaux sont décalés de 3/8 de la hauteur de la cellule

élémentaire le long de la direction qui correspond à l'axe c. Elle est définie par les paramètres de maille a : longueur d'un côté de l'hexagone et c : hauteur de l'hexagone [7]. Chaque atome de Ga est également lié tétraédriquement à quatre atomes N et vice-versa et sont empilés suivant l'ordre ABABABA de façon asymétrique selon la direction [0001]. Cette structure non centro symétrique crée des polarisations spontanées et piézoélectriques et est dominante dans les dispositifs optoélectroniques (LED, photodiodes, etc.) car elle permet une croissance de haute qualité.

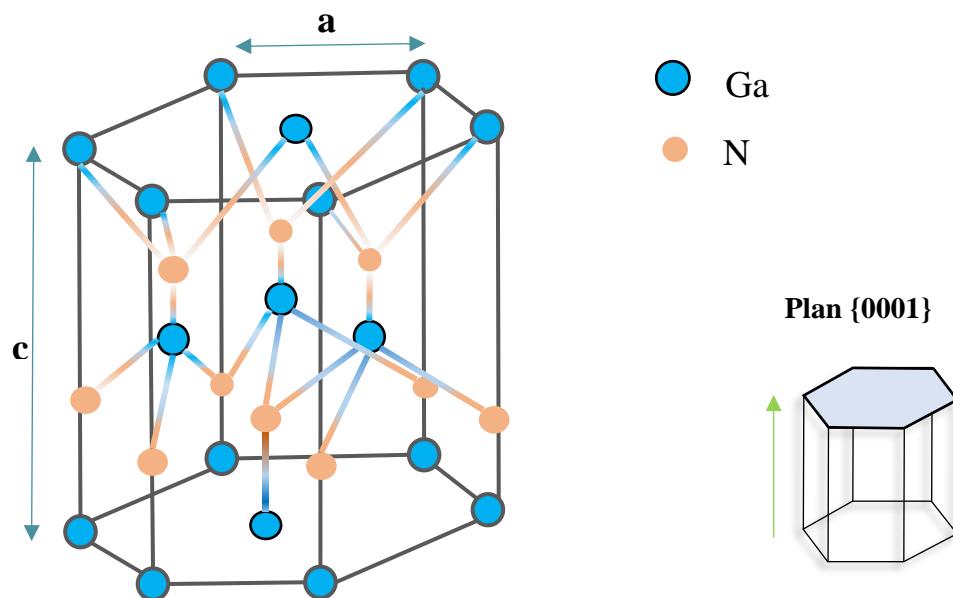


Figure 2.2: Structure Wurtzite, GaN

2.1.2. Structure Zinc-Blinde

La structure zinc-blende est moins stable que la structure Wurtzite et est caractérisée par un arrangement cristalline cubique à face centrée (CFC) défini par son paramètre de maille a . Les atomes sont empilés en deux sous réseaux CFC interpénétrés décalés de $1/4$ selon le paramètre de maille et également liés chacun à quatre autres atomes. Mais dans le cas de la structure zinc-blende les atomes sont empilés selon une séquence ABCABC...de manière symétrique suivant la direction [111]. La présence de symétrie dans la structure zinc-blende, crée une absence de polarisation spontanée dans cette dernière. Elle possède donc moins de polarisation électrique que la structure Wurtzite.

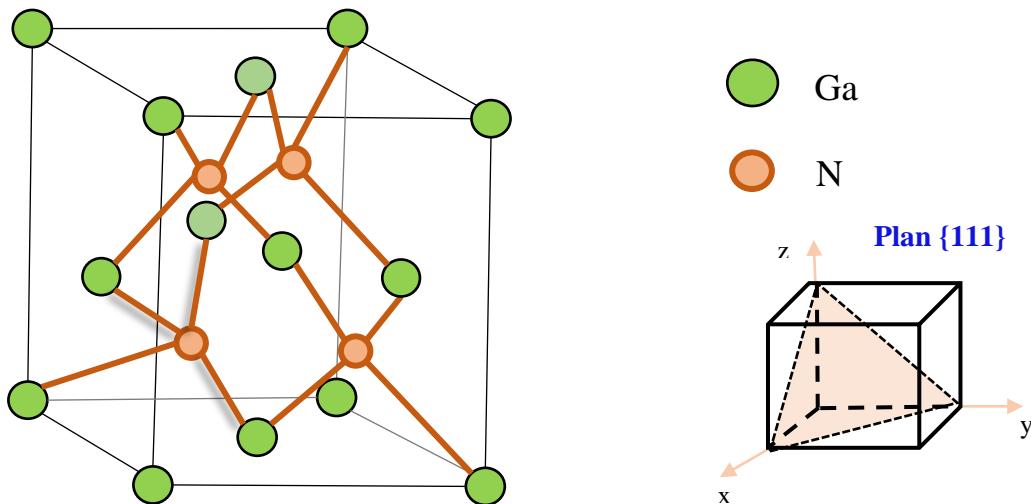


Figure 2.3: Structure Zinc-Blende, GaN

3. Propriétés physique du matériau ternaire InGaN

Les alliages ternaires InGaN de la famille des semi-conducteurs III-Nitrures sont souvent très utilisés dans le domaine de l'optoélectronique en raison des propriétés physiques qu'ils présentent. Grace à la composition en indium (x) qui est variable, ils permettent de couvrir une large gamme du spectre lumineux allant de l'ultraviolet vers l'infrarouge.

3.1. Paramètre de maille

Les paramètres de maille des structures wurtzite du $In_x Ga_{(1-x)} N$ dépendent de x et sont déterminés par interpolation linéaire de la loi de Vegard comme suit :

$$a_{In_x Ga_{(1-x)} N} = a_{InN}x + a_{GaN}(1 - x) \quad (2.1)$$

$$a_{In_x Ga_{(1-x)} N} = 3.1x + 3.5(1 - x) \quad (2.2)$$

$$c_{In_x Ga_{(1-x)} N} = c_{InN}x + c_{GaN}(1 - x) \quad (2.3)$$

$$c_{In_x Ga_{(1-x)} N} = 5.7x + 5.1(1 - x) \quad (2.4)$$

Tableau 2.1 : Paramètres structuraux du GaN, InN selon la cristallisation

Paramètre de maille (\AA)	GaN	InN	Référence
Structure Wurtzite	$a=3.189 ; c=5.185$	$a= 3.545 ; c= 5.70$	[8]
Structure cubique	$a=4.47$	$a=4.96$	[8]

La variation des paramètres de maille $a(x)$ et $c(x)$ de l'alliage InGaN en fonction x à la température $T=300K$ est illustrée dans la figure 2.4 . On remarque une augmentation linéaire des paramètres de maille allant des valeurs minimales $a_{\text{GaN}} / c_{\text{GaN}}$ à $x=0$ jusqu'aux valeurs maximales $a_{\text{InN}} / c_{\text{InN}}$ à $x=1$: Cela traduit l'interpolation entre les valeurs des composés binaires GaN et InN selon la loi de Vegard. Une telle augmentation est attribuée à la différence de rayons atomiques entre le gallium et l'indium, l'introduction d'indium dans le réseau cristallin entraînant une dilatation de ce dernier. Prenons par exemple pour une composition $x=0.20$, on observe une augmentation des paramètres de maille de 2.2% pour a et de 2% pour c . Ces résultats permettent de mieux comprendre l'impact de la composition x sur les déformations mécaniques et d'adapter les structures InGaN/GaN pour garantir leur stabilité.

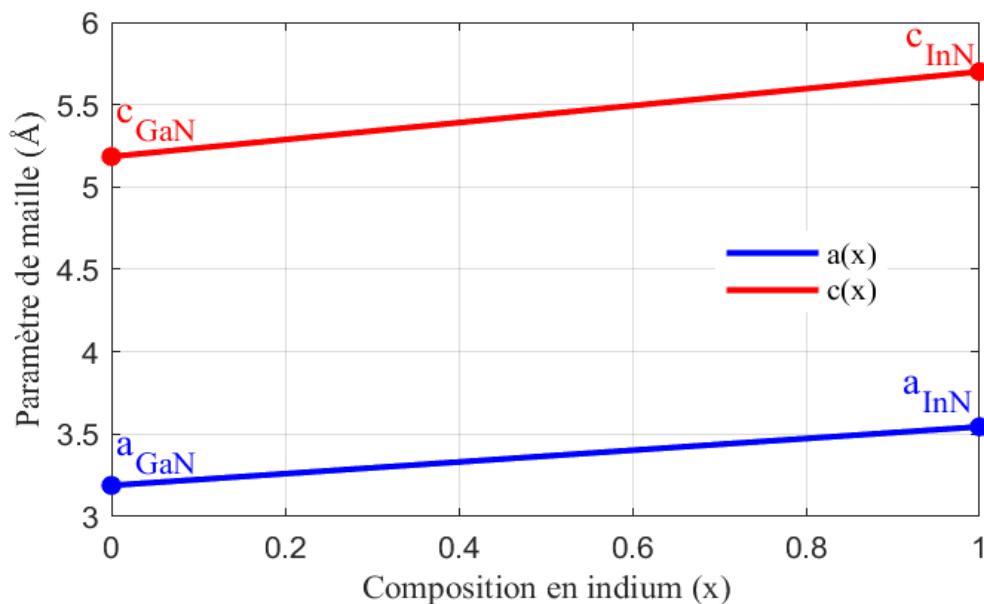


Figure 2.4: Variation des paramètres de maille du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ selon x

3.2. Masses effectives

Les équations des masses effectives des trous et des électrons dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ sont données par les équations suivantes [9] :

$$m_e^*(\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}) = m_e^*(\text{InN})x + m_e^*(\text{GaN})(1 - x) \quad (2.5)$$

$$m_h^*(\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}) = m_h^*(\text{InN})x + m_h^*(\text{GaN})(1 - x) \quad (2.6)$$

L'effet de la composition en indium sur les masses effectives des porteurs de charges de l'alliage InGaN à température ambiante 300K est étudié dans la figure 2.5. L'augmentation de x entraîne une diminution des masses effectives, mais l'effet est plus marqué au niveau des masses effectives des trous. Pour une variation de x de 20% à 40% dans l'alliage InGaN , on observe une réduction de la masse des électrons de $\Delta m_e^* \approx 0,017m_0$ (passant d'environ 0,182 à 0,165) et une réduction de la masse effective des trous de $\Delta m_h^* \approx 0,17m_0$ (passant d'environ 0,82 à 0,65).

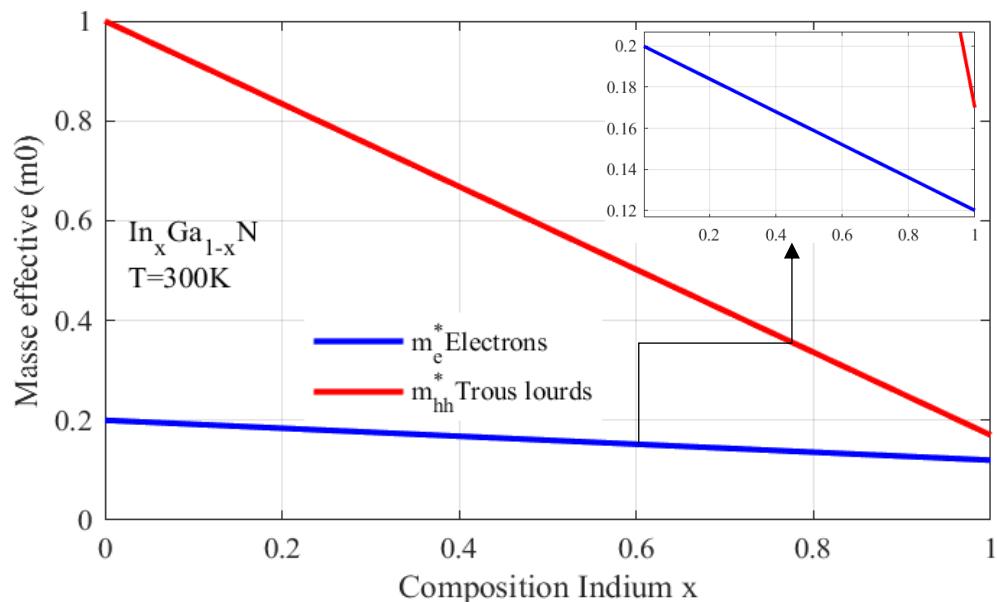


Figure 2.5: Variation des masses effectives des trous et des électrons en fonction de x

3.3. Densités des porteurs de charges

Les équations des densités d'états des trous et des électrons dans l'alliage $In_xGa_{(1-x)}N$ sont obtenues par interpolation linéaire [10] :

$$N_c(In_xGa_{(1-x)}N) = N_c(InN)x + N_c(GaN)(1 - x) \quad (2.7)$$

$$N_v(In_xGa_{(1-x)}N) = N_v(InN)x + N_v(GaN)(1 - x) \quad (2.8)$$

La variation des densités d'états N_c et N_v des bandes de conductions et de valence de l'alliage InGaN à T=300K est présentée dans la figure 2.6. On remarque que la densité N_c diminue, par contre celle de N_v augmente avec l'augmentation de x et l'effet est plus marqué au niveau de N_c . Pour une même variation de x de 20% à 40% dans l'alliage InGaN la densité N_c diminue de $\Delta N_c \approx -0,3 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (passant de $2 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ à $1,7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) et celle des trous N_v augmente de $\Delta N_v \approx 0,7 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ (passant de $2,5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ à $3,2 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$). Cette réduction de la densité N_c

est due à la diminution des masses effectives des électrons lorsque la composition en indium s'accroît. En revanche, la densité N_v présente une augmentation inattendue malgré la diminution des masses effectives des trous lourds. Cette contradiction provient de la complexité de la bande de valence, qui comprend plusieurs sous-bandes avec des comportements différents (Trous lourds ; trous légers ; etc...). Par conséquent, l'évolution de N_v ne peut pas être entièrement expliquée par une simple interpolation des masses effectives des trous lourds uniquement, et appelle à une modélisation plus fine des sous-bandes de trous.

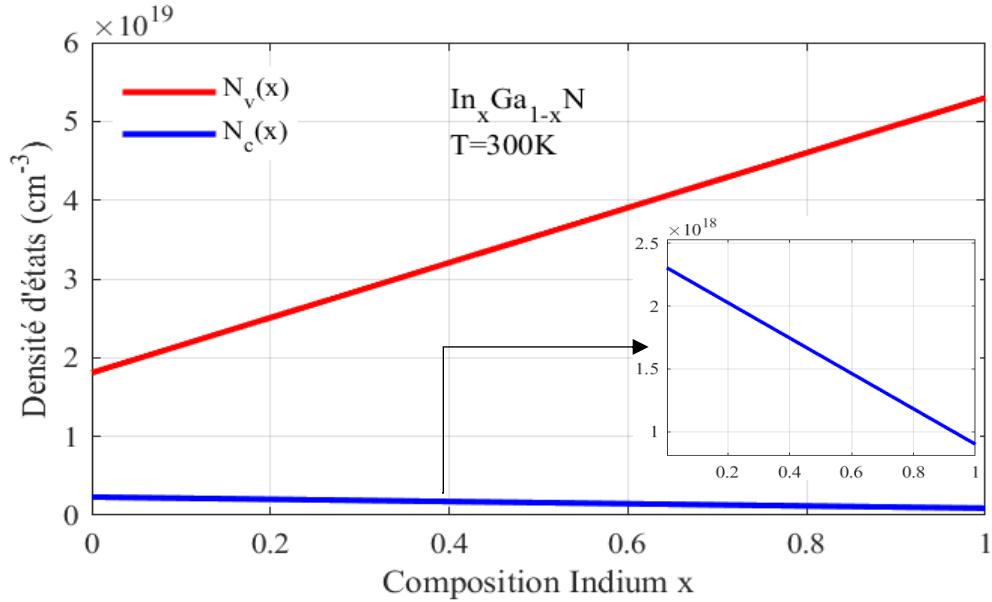


Figure 2.6: Variation des densités des porteurs de charges dans les bandes de valence et de conduction en fonction de x

3.4. Mobilités des porteurs de charge

La mobilité est une caractéristique très importante du matériau, car elle traduit la capacité qu'ont les porteurs à se déplacer dans le matériau. Elle dépend essentiellement de deux paramètres : la masse effective des électrons et la fréquence des interactions avec le réseau cristallin. Or, toute modification dans ce réseau, comme l'élévation de la température ou le dopage, va modifier la mobilité des porteurs notée généralement μ . Ces dépendances de la mobilité sont calculables à l'aide de la formule suivante [11] :

$$\mu_0(N, T) = \mu_{min} \left[\frac{T}{300} \right]^{\beta_1} + \frac{(\mu_{max} - \mu_{min}) \left[\frac{T}{300} \right]^{\beta_2}}{1 + \left[\frac{N_{tot}}{N_{ref} \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_3}} \right]^{\gamma \left(\frac{T}{300} \right)^{\beta_4}}} \quad (2.9)$$

Où :

$(\mu_{min}; \mu_{max})$ sont les mobilités minimales et maximales des porteurs de charges ($cm^{-2}/V.s$);

$(\beta_1; \beta_2; \beta_3; \beta_4; \gamma)$ sont des constantes qui dépendent du matériau ;

N_{tot} est la densité totale des porteurs dans le matériau ;

N_{ref} est la densité des porteurs référence et est égale à $10^{17} cm^{-3}$.

La mobilité des électrons et des trous dans l'alliage InGaN est déterminée par interpolation linéaire comme suit :

$$\mu_n(In_xGa_{(1-x)}N) = \mu_n(InN)x + \mu_n(GaN)(1 - x) \quad (2.10)$$

$$\mu_p(In_xGa_{(1-x)}N) = \mu_p(InN)x + \mu_p(GaN)(1 - x) \quad (2.11)$$

Les mobilités $\mu_n(InN)$, $\mu_n(GaN)$, $\mu_p(InN)$ et $\mu_p(GaN)$ sont déterminées par l'équation (2.9).

Les figures 2.7(a,b) présentent la variation des mobilités des porteurs de charge dans l'alliage InGaN en fonction de sa densité des porteurs totale pour différentes valeurs de la température à $x=0,1$. On a remarqué pour toutes les températures une forte décroissance des mobilités des porteurs lorsque la densité N_{tot} dans l'alliage dépasse $10^{16} cm^{-3}$. Avant cette concentration, les mobilités des porteurs sont constantes. En analysant l'effet de la température sur les mobilités des porteurs , on constate une diminution non linéaire de ces dernières avec la température pour des concentrations faibles ($N_{tot}<10^{16} cm^{-3}$).Par exemple sur la figure 2.7.a , entre les températures $T=250K$ et $T=275K$ la mobilité des trous diminue de $\Delta\mu_p \approx 100 cm^2/V.s$ (de $350 cm^2/V.s$ à $250 cm^2/V.s$) mais pour des températures entre $275K$ et $300K$ la mobilité des trous lourds diminue de $\Delta\mu_p \approx 60 cm^2/V.s$ (de $250 cm^2/V.s$ à $190 cm^2/V.s$) . Par contre à forte concentration ($N_{tot}>10^{16} cm^{-3}$) l'effet de la température devient très faible. Le même constat a été observé au niveau de l'allure des courbes des mobilités des électrons sur la figure 2.7.b. Après cette analyse, on déduit que la température et la densité sont deux paramètres qui dégradent la mobilité des porteurs de charges dans l'alliage InGaN. Pour de faibles densités des porteurs, la variation de la température fait diminuer la mobilité des porteurs mais pour de fortes densités des porteurs, l'effet de la température devient négligeable mais au prix des mobilités des porteurs très réduites.

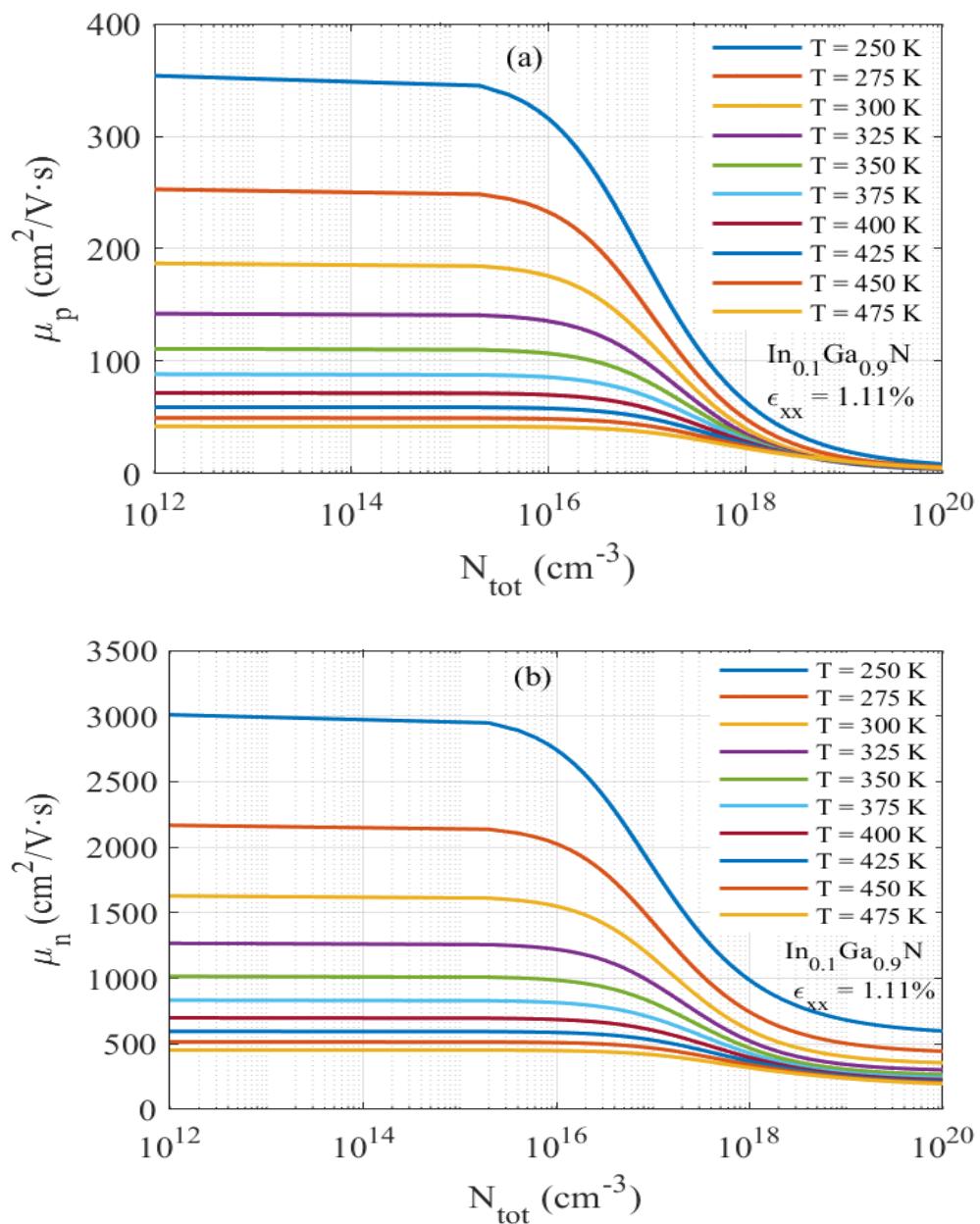


Figure 2.7(a, b): Variation des mobilités a) des trous et b) des électrons en fonction de la concentration des porteurs pour différentes températures.

3.4.1 Effet de la composition en indium sur la mobilité des porteurs de charge

L'effet de la composition en indium sur les mobilités des porteurs de charge est observé sur la figure 2.8 ci-dessous pour une densité totale de 10^{15} cm^{-3} dans l'alliage InGaN. L'augmentation de x entraîne une augmentation linéaire de la mobilité des porteurs de charge .Pour une variation de 20% à 40% de l'indium la mobilité des trous lourds augmente de $\Delta\mu_p \approx 70 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ (de 200

$\text{cm}^2/\text{V.s}$ à $270 \text{ cm}^2/\text{V.s}$) et celle des électrons de $\Delta\mu_n \approx 400 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ (de $1800 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ à $2200 \text{ cm}^2/\text{V.s}$ environ) : ce résultat est cohérent car la diminution des masses des porteurs de charges avec l'augmentation de x (figure 2.5) fait accroître les mobilités des porteurs par la relation : $\mu = \frac{q\tau}{m^*}$. L'ajout de l'indium réduit les masses effectives et améliore donc la mobilité des porteurs de charges surtout celle des électrons dans l'alliage InGaN. Toute cette étude sur les mobilités des porteurs de charge dans l'alliage InGaN permet de déduire que l'amélioration de ces mobilités exige un compromis judicieux quant au choix de la température, de la densité des porteurs et de la composition en indium. En rappel, les performances des photodiodes à base du InGaN dépendent en partie des mobilités des porteurs de charge dans l'alliage InGaN (Plus de détail dans le chapitre 3).

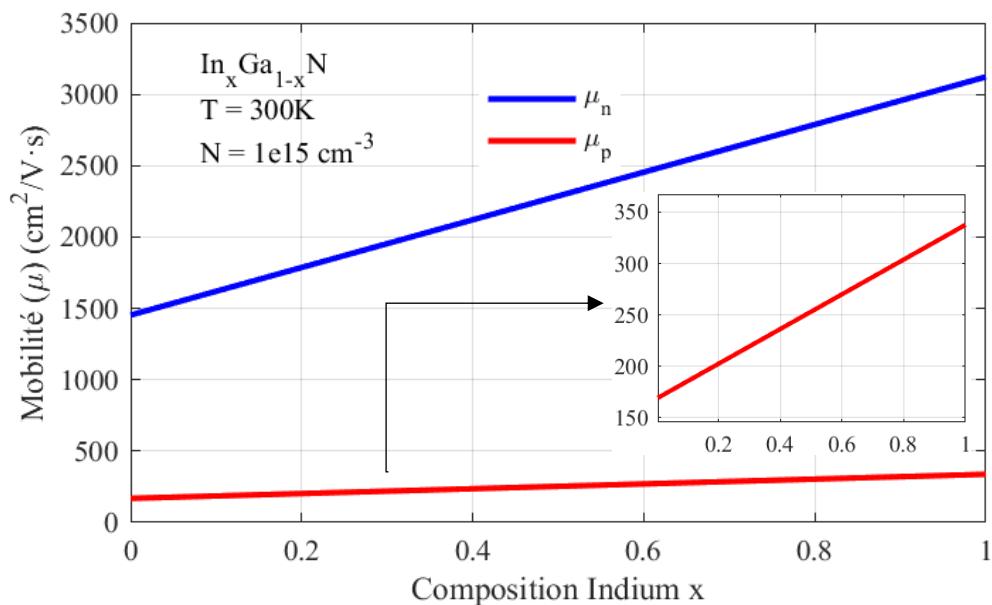


Figure 2.8 : Variation des mobilités des trous et des électrons en fonction de x

3.5. Contraintes mécaniques et défauts cristallins

3.5.1. Contraintes mécaniques

Lors de la croissance d'une couche A sur une couche B par épitaxie, il se produit des contraintes mécaniques dues au désaccord de maille entre les deux couches. Selon si le paramètre de maille de la couche épitaxie A (la couche à faire croître) est inférieur ou plus grand que celui du substrat B, l'accord de maille peut se faire soit par compression ou tension (figure 2.9). Étant donné que le paramètre de maille de InN est supérieur à celui du GaN, le paramètre de maille de l'alliage InGaN

est également supérieur à celui du GaN, quelle que soit la valeur de x. La contrainte observée à l'interface de la jonction GaN/InGaN est donc une compression. La croissance de la couche InGaN sur la couche GaN fait produire une compression de la couche InGaN afin de s'adapter au maille du GaN. Cette contrainte mécanique est principalement à l'origine de l'effet piézoélectrique dans la structure InGaN.

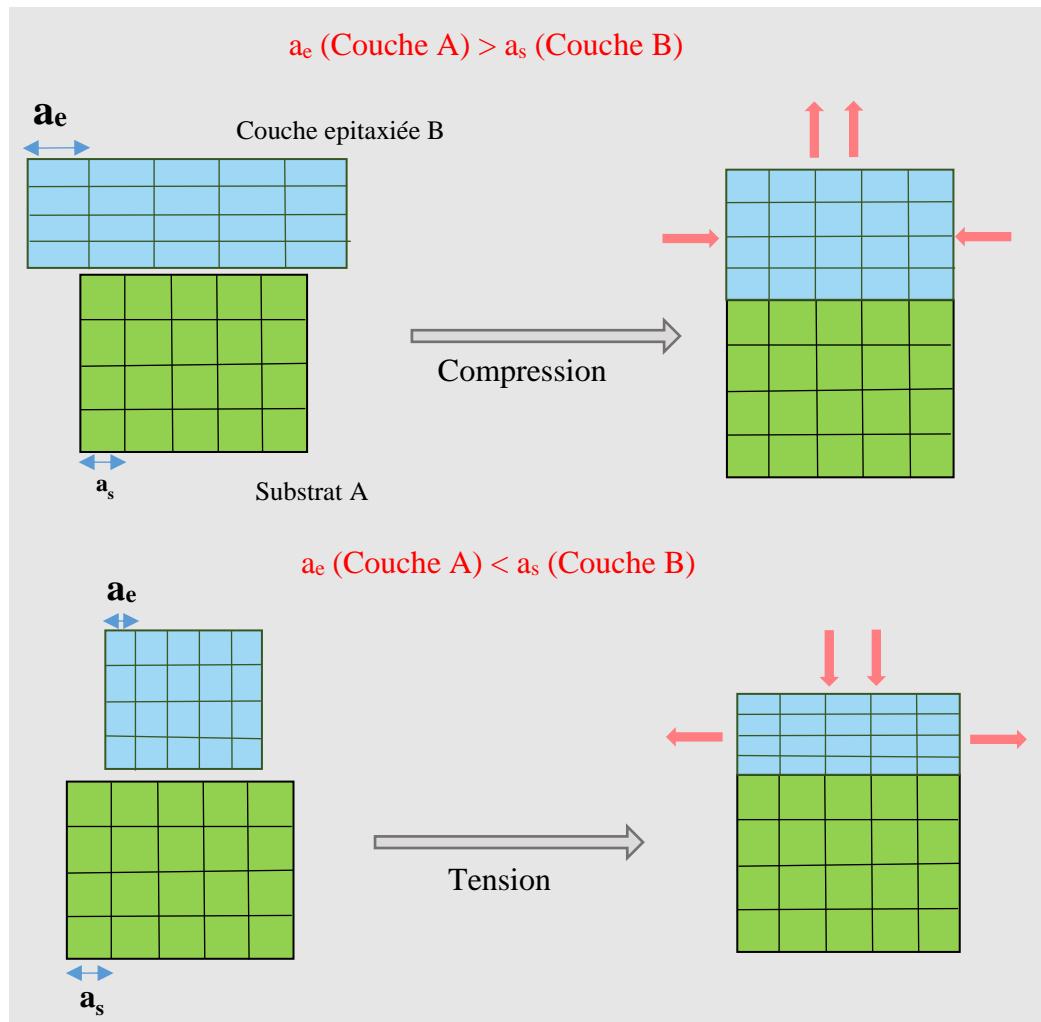


Figure 2.9: Les types de contraintes pendant l'épitaxie

Non seulement elle modifie la structure des bandes des matériaux mais provoque aussi des défauts cristallins de tous types comme des dislocations agissant comme des pièges à porteurs, diminuant le rendement des LEDs et la sensibilité des photodiodes. Les défauts microstructuraux dans le matériau GaN et ses alliages se présentent sous plusieurs formes telles que la dislocation (bord, mixte dislocation), le désajustement, les nanotubes, les défauts d'empilement et les joints de grains. Le désalignement des axes de symétrie et l'atome manquant par rapport à sa position désignée dans

le réseau (appelé vacance ou défaut ponctuel) sont également des formes de défauts et conduisent à une discontinuité locale. La figure 2.10 illustre les différentes formes de défauts qui pourraient être induits par un réseau déformé comme la dislocation (b, f et g), par des impuretés (e et h), par un atome manquant (d), par un atome d'impureté interstitielle (a) ou par un atome auto-interstitiel (c) [12].

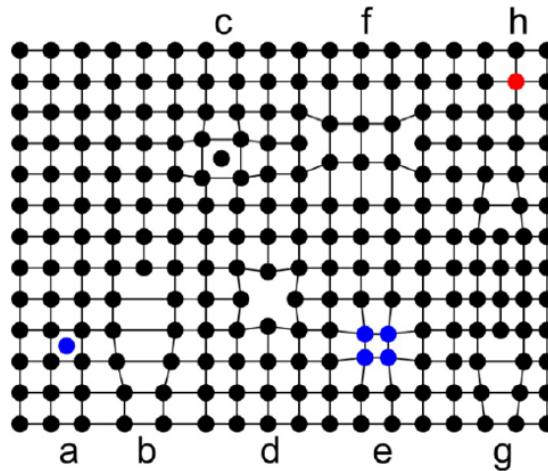


Figure 2.10: Les différents types de défauts cristallins [12]

3.5.2. Effet de la composition en indium sur la contrainte

La déformation de la couche InGaN peut être reliée aux paramètres de maille de la couche GaN par les équations suivantes [13] :

Suivant les plans x et y la contrainte est définie par cette expression :

$$\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_{In_xGa_{(1-x)}N} - a_{GaN}}{a_{GaN}} \quad (2.12)$$

Selon le plan z, la contrainte est définie par cette expression :

$$\varepsilon_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_{xx} \quad (2.13)$$

Où C_{13} et C_{33} sont des constantes élastiques.

La déformation de la structure InGaN/GaN selon les axes xx et zz a été étudiée à partir de la figure 2.11, à la température T=300K. On remarque que ces déformations augmentent linéairement avec x. Lorsque la valeur de x est augmentée, une compression est observée selon l'axe xx ($\varepsilon_{xx}>0$),

atteignant environ 11.3% à forte teneur en indium. En parallèle, une tension est observée selon l'axe zz ($\epsilon_{zz} < 0$), avec une valeur absolue qui augmente également jusqu'à environ 15%. Cette évolution est directement liée à l'accroissement du désaccord de maille entre les deux réseaux cristallins InGaN et GaN à mesure que la teneur en indium s'élève. Pour limiter ces contraintes à l'interface et garantir une bonne compatibilité cristalline, il est nécessaire que le paramètre de maille du InGaN reste proche de celui du GaN. Cela implique de privilégier des valeurs faibles de x lors du choix de la composition.

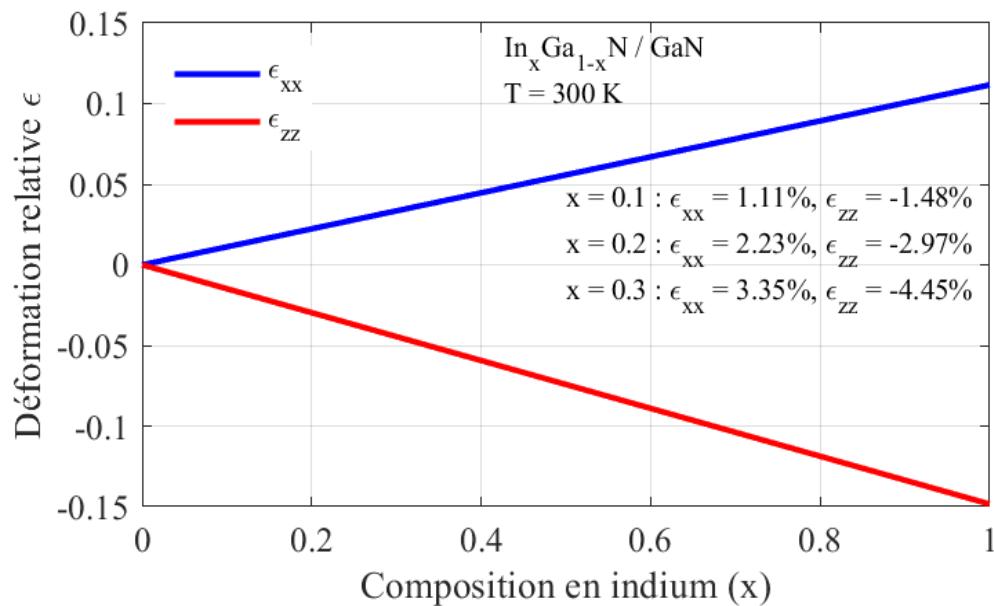


Figure 2.11: Variation des déformations du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$ en fonction de x

3.6. L'énergie de bande interdite du InGaN

3.6.1. Effet de la composition en indium sur l'Energie de bande interdite E_g

L'énergie de bande interdite du InGaN, ne peut être déterminée par interpolation linéaire mais selon l'expression suivante [14]:

$$E_{g(\text{InGaN})} = xE_{g(\text{InN})} + (1-x)E_{g(\text{GaN})} - x(1-x)C \quad (2.14)$$

Avec C le coefficient de bowing.

Ce modèle de l'énergie de bande interdite avec paramètre de bowing est largement adopté dans la littérature pour décrire le comportement non linéaire des alliages III-V tel que InGaN.

La variation de l'énergie de bande interdite E_g de l'alliage $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$ en fonction de x est étudiée à la température $T=300\text{K}$ sur la figure 2.12. On a observé que E_g décroît de manière non linéaire

entre les deux extrêmes $E_g(\text{GaN}) \approx 3.4 \text{ eV}$ à $x = 0$ et $E_g(\text{InN}) \approx 0.7 \text{ eV}$ à $x = 1$. Cela a une conséquence directe sur les propriétés optiques de l'alliage : en ajustant précisément la teneur en indium, on peut moduler la bande interdite du matériau, et donc contrôler la plage de longueurs d'onde absorbées ou émises. Par exemple, pour une composition en indium de 10 %, l'énergie de bande interdite correspondante est d'environ 2,94 eV, ce qui place la limite d'absorption dans la région du violet, autour de 417 nm. Pour une composition en indium de 50 %, l'énergie de bande interdite chute à environ 1,5 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde située autour de 826 nm, dans le proche infrarouge. L'effet du paramètre de bowing est également mis en évidence : plus sa valeur est élevée, plus la courbure de la variation de E_g avec x s'accentue, traduisant un comportement fortement non linéaire.

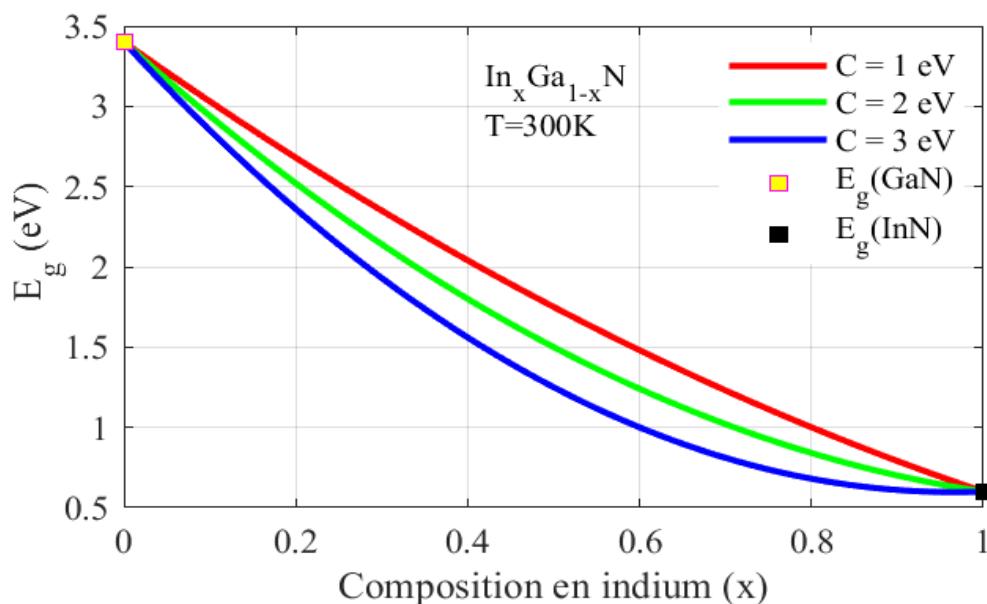


Figure 2.12: Variation de E_g du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ selon x et le coefficient de bowing C

3.6.2. Choix de la composition en indium

Le choix de la valeur de la composition de l'indium x dépend principalement du domaine d'application malgré le risque de déformation élevé qu'elle induit pour une composition élevée. Pour les cellules solaires à base du InGaN, x est choisi entre 0.5 et 0.8 afin d'avoir une bande interdite étroite couvrant une grande partie du spectre solaire qui maximise l'absorption de la lumière solaire. En ajustant x , on peut aussi fabriquer des LEDs émettant du bleu (GaN), du vert (InGaN intermédiaire), ou du rouge/infrarouge (InN). Pour les capteurs optiques x est généralement

pris entre 0.1 et 0.4 afin d'avoir une bande interdite qui permet de couvrir une partie importante du spectre UV et visible : ce qui est crucial dans la détection de longueur d'onde plus courte. Cela permet aussi d'éviter au maximum les contraintes et d'assurer un accord de maille optimale entre le GaN et le InGaN.

3.6.3. Influence de la température sur l'énergie de bande interdite E_g du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$

La variation de l'énergie de gap en fonction de la température est souvent décrite par l'équation de Varshni [15].

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (2.15)$$

Où :

$E_g(0)$ est l'énergie de bande interdite à $T=0\text{K}$; α et β sont des constantes spécifiques au matériau.

Tableau 2.2: Paramètres optiques du GaN, InN

	GaN	InN	Références
$E_g(0)$ en eV	3.5	0.7	[16]
α en meV/K	0,909	0.414	[16]
β en K	830	454	[16]

L'effet de la température sur l'énergie de bande interdite E_g de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ est étudié dans figure 2.13. On remarque une faible diminution de E_g avec l'augmentation de la température quel que soit la teneur en indium. Prenons l'exemple de $x=0,4$, une variation de la température de 0 à 600 K entraîne une diminution de E_g de 2,03 eV à 1,5 eV, soit une limite de longueur d'onde qui augmente, passant d'environ 611 nm à 827 nm, couvrant ainsi une gamme allant du spectre visible (orange-rouge) jusqu'au proche infrarouge. Ce phénomène est dû aux vibrations thermiques du réseau cristallin qui modifient les états électroniques. Bien que la température n'induit qu'une variation relativement faible de l'énergie de bande par rapport à la teneur en indium, elle ne peut être négligée car de faibles variations thermiques peuvent altérer les performances spectrales et la stabilité des dispositifs à base de InGaN.

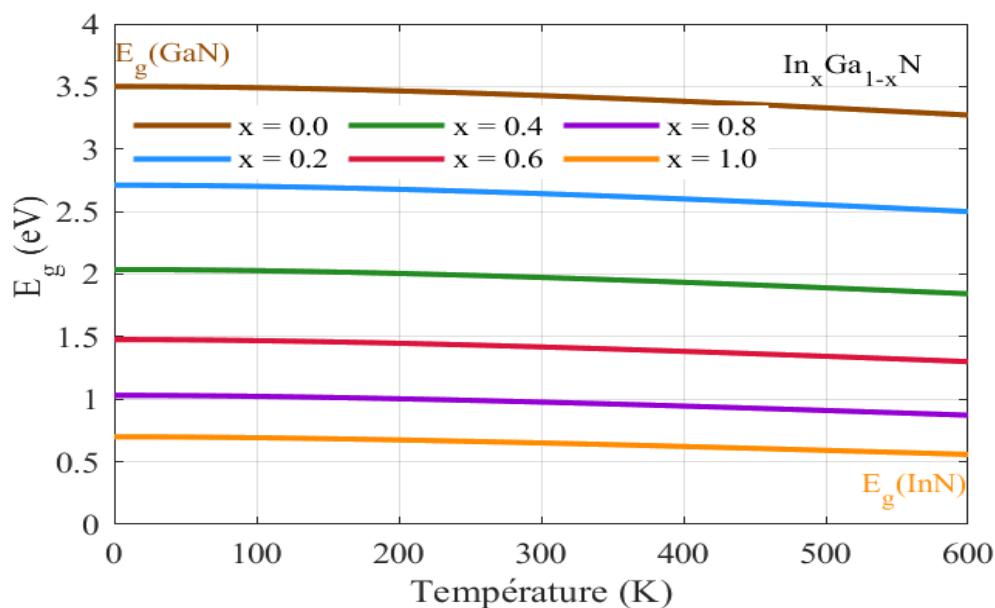


Figure 2.13: Variation de E_g du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ selon la température pour différentes valeurs de x .

La dépendance de l'énergie de gap selon x et sa variation en fonction de la température sont mieux visualisées les courbes ISO 2D (Voir annexe) et 3D (figure 2.14). Par exemple, sur la figure 2.14, on observe que pour deux compositions en indium $x = 0,2$ et $x = 0,4$, E_g diminue significativement d'environ 2,7 eV à 2 eV. En comparaison, pour une composition fixe x à 40%, la variation de température entre 0 K et 600 K entraîne une diminution plus modérée de E_g , passant d'environ 2 eV à 1,8 eV. Ces observations indiquent que la variation de la composition en indium influence plus significativement la largeur de la bande interdite que la température dans la plage étudiée.

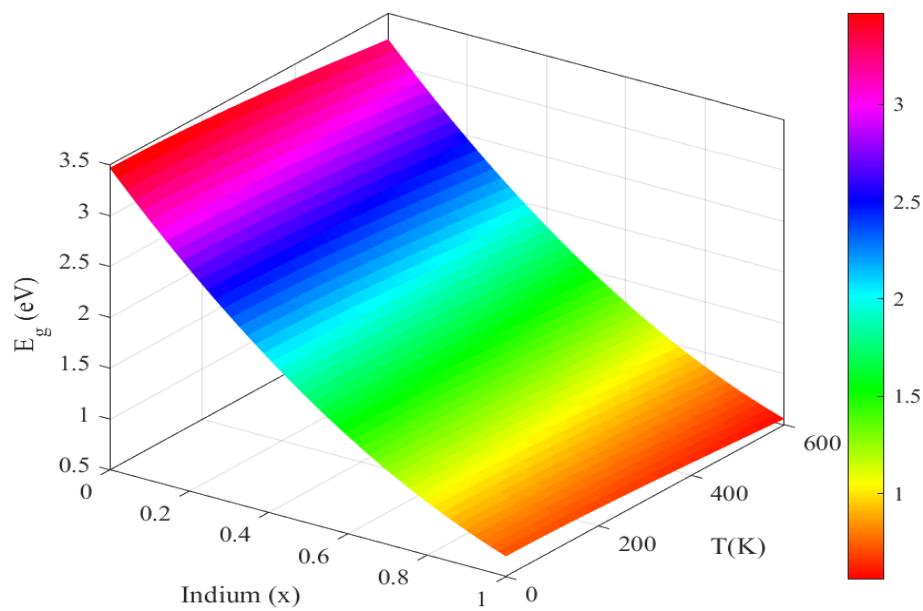


Figure 2.14: Courbe 3D de E_g du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ selon température et la teneur en indium x

3.7. Les polarisations

Les matériaux nitrures III-V à structure wurtzite en raison de leur manque de symétrie présentent des propriétés électriques particulières : de fortes polarisations internes même à l'absence d'une contrainte ou champ externe. Ces polarisations internes se répartissent principalement en deux catégories : la polarisation spontanée et la polarisation piézoélectrique.

3.7.1 La polarisation spontanée

Dans les cristaux avec une structure wurtzite comme le GaN, l'asymétrie naturelle dans l'arrangement des atomes entraîne une polarisation (P_{sp}) le long de l'axe c qui résulte des différences d'électronégativité entre les atomes de gallium (ou indium) et d'azote. Le vecteur \vec{P}_{sp} orienté suivant l'axe c suit la polarité du cristal. En d'autres termes, le matériau GaN se définit comme étant un matériau naturellement polarisé grâce aux charges présentes sur chacune de ses faces [17].

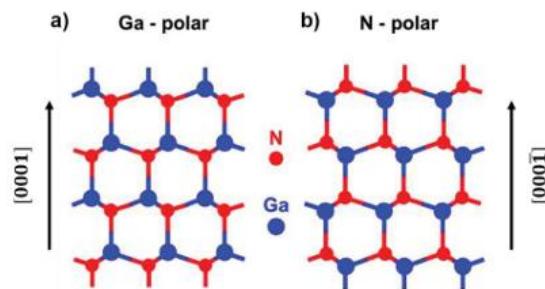


Figure 2.15: Les différents types de polarité du GaN. a) Polarité Gallium. b) Polarité Azote [18]

Dans l'alliage InGaN, la polarisation spontanée est définie comme suit selon la loi de Vegard :

$$P_{sp} = x P_{sp}^{InN} + (1 - x) P_{sp}^{GaN} \quad (2.16)$$

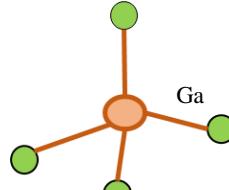
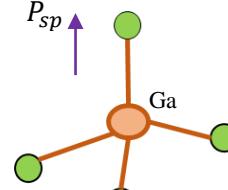
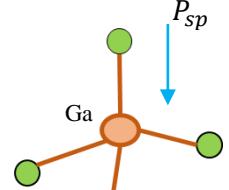
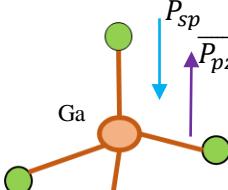
Tableau 2.3: Valeurs de la polarisation spontanée pour les nitrures d'élément III GaN, InN calculées par la méthode ab initio

	GaN	InN	Référence
Polarisation spontanée (Cm^{-2})	-0.029	-0,032	[19]

3.7.2 La polarisation piézoélectrique

Dans les hétérostructures du GaN comme le InGaN, la contrainte interne due à la discontinuité entre des paramètres de maille entre les matériaux génère une polarisation piézoélectrique notée P_{pz} et entraîne une accumulation de charges fixes aux interfaces. La polarisation totale P dans le cristal est la somme des polarisations spontanée et piézoélectrique. La polarisation piézoélectrique en gros est la capacité de la structure à se polariser suite à une contrainte mécanique externe.

Tableau 2.4 : Polarisations selon les structures GaN à l'équilibre et sous contrainte

	A l'équilibre (Sans contrainte extérieure)	Sous contrainte extérieure
Structure Zinc-Blende	 $\vec{P}_{sp} = \vec{P}_{pz} = \vec{0}$	 $\vec{P}_{sp} \neq \vec{0}; \vec{P}_{pz} \neq \vec{0}$
Structure Wurtzite	 $\vec{P}_{sp} \neq \vec{0}; \vec{P}_{pz} = \vec{0}$	 $\vec{P}_{sp} \neq \vec{0}; \vec{P}_{pz} \neq \vec{0}$

La polarisation piézoélectrique est décrite par l'expression [20]:

$$P_i^{pz} = \sum_j e_{ij} \varepsilon_j \quad (2.17)$$

Où

P_i est la polarisation ; e_{ij} sont des coefficients piézoélectriques et ε_j représente les déformations.

Dans le cas des matériaux nitrures de galium comme le InGaN, le produit tensoriel qui relie la polarisation piézoélectrique au contrainte est donnée par [20] :

$$\begin{pmatrix} P_x \\ P_y \\ P_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & e_{31} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & e_{31} & 0 & 0 \\ e_{31} & e_{31} & e_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} \varepsilon_{xx} \\ \varepsilon_{yy} \\ \varepsilon_{zz} \\ \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} \\ \varepsilon_{xy} \end{pmatrix} \quad (2.18)$$

Avec $\varepsilon_{yx} = \varepsilon_{zx} = \varepsilon_{xy} = 0$; $\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \frac{a_{\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}} - a_{\text{GaN}}}{a_{\text{GaN}}}$; et $\varepsilon_{zz} = -2 \frac{C_{13}}{C_{33}} \varepsilon_{xx}$

Ainsi pour une contrainte biaxiale, la seule composante piézoélectrique P_{pz} est non nulle et est exprimée par cette expression [20] :

$$P_{pz} = 2 e_{xx} \left[e_{31} - e_{33} \left(\frac{C_{31}}{C_{33}} \right) \right] \quad (2.19)$$

Où C_{31} et C_{33} sont des constantes diélectriques.

La polarisation totale dans les hétérostructures InGaN est donc la somme de la polarisation spontanée et de la polarisation piézoélectrique.

$$P_{\text{totale}} = P_{sp} + P_{pz} \quad (2.20)$$

L'influence de la composition en indium sur la polarisation totale dans l'alliage InGaN est étudiée à travers la figure 2.16. On remarque un accroissement important de la polarisation piézoélectrique P_{pz} (une augmentation d'environ 15%) alors que celle de la polarisation spontanée P_{sp} reste quasiment constante et faible (autour -0.225 C.m^{-2}) lorsque x augmente. De plus P_{pz} est positive, ce qui s'explique par la déformation de type « compression » aux interfaces de la structure InGaN/GaN. Par contre P_{sp} est de signe négative à cause de la polarité de type « Galium » de l'InGaN. On peut en conclure que l'accentuation de la déformation aux interfaces de la structure InGaN/GaN provoquée par l'augmentation de x entraîne des polarisations piézoélectriques importantes. Plus la contrainte est importante et plus la polarisation piézoélectrique est élevée. À l'inverse, l'effet de x sur la polarisation spontanée est négligeable car celle-ci dépend principalement de la nature cristalline du matériau, pas de la contrainte ni de la composition x .

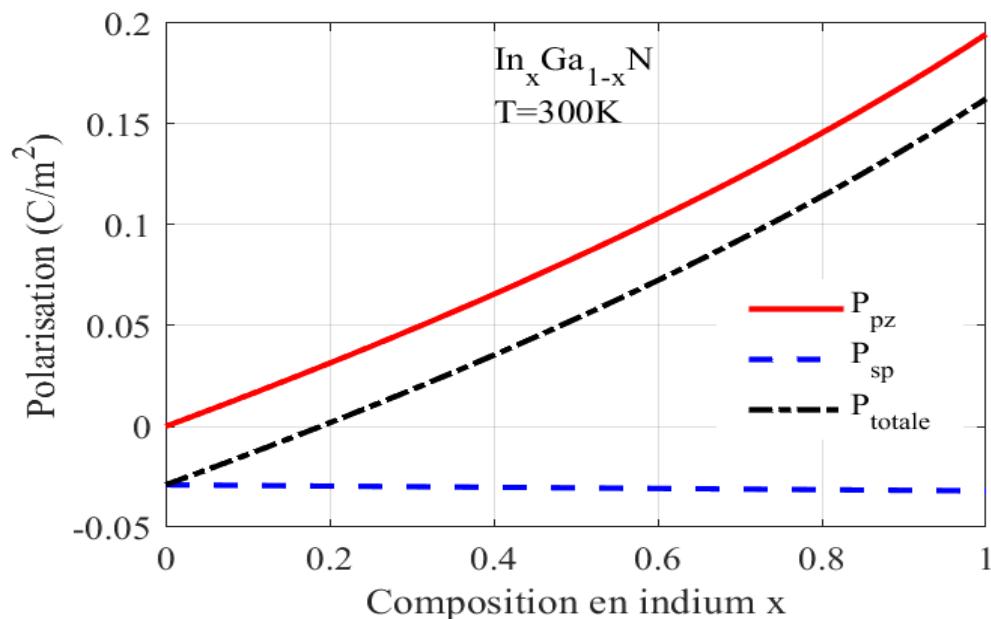


Figure 2.16: Variation des polarisations P_{pz} ; P_{sp} et P_{totale} en fonction de x

3.7.3 Effet de la polarisation

Les matériaux nitrures comme InGaN ou GaN possèdent des effets de polarisation très forts. Cela signifie qu'à l'intérieur des couches de matériaux, des champs électriques très puissants se créent naturellement. Ces champs ne sont pas ajoutés de l'extérieur, mais apparaissent à cause de la manière dont les atomes sont organisés dans le cristal et de la différence de taille entre les matériaux utilisés. Ces champs sont très utiles dans les dispositifs électroniques et optiques. Par exemple, dans les LED ou les lasers, ils permettent de modifier la couleur de la lumière émise. Dans les photodiodes, ils aident à séparer les électrons générés par la lumière, ce qui améliore leur sensibilité. De plus, la combinaison des polarisations spontanée et piézoélectrique donne naissance à des champs internes très intenses, qui peuvent dépasser plusieurs mégavolts par centimètre. Ces champs, particulièrement marqués dans les hétérostructures InGaN/GaN, sont exploités dans les transistors à effet de champ haute mobilité (HEMT) pour confiner les électrons sans dopage et ainsi améliorer les performances en haute fréquence et haute puissance [21]. En résumé, ces champs internes, bien qu'ils puissent parfois engendrer des effets indésirables tels que la séparation des porteurs et la diminution de l'efficacité optique, sont soigneusement exploités dans les dispositifs à base de nitrures pour optimiser leurs performances électroniques et optiques.

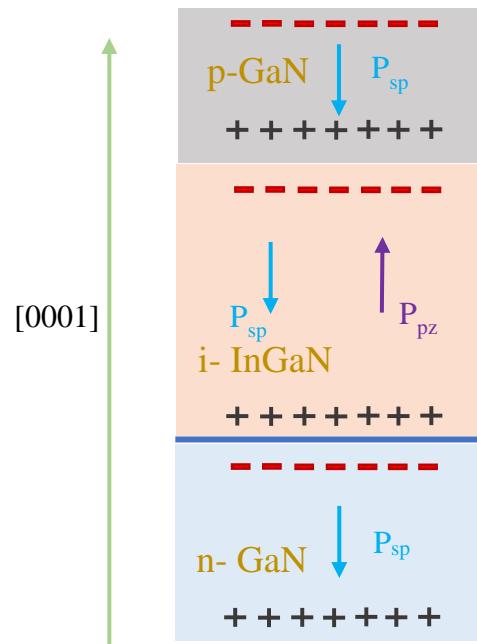


Figure 2.17: Configuration des polarisations dans l’Hétérostructure p-GaN/i-InGaN /n-GaN selon la polarité face Ga

4. Propriétés optiques des matériaux InGaN

Après analyse des propriétés structurales, électriques et celui de l’évolution de la bande interdite du matériau InGaN, il est essentiel de s’intéresser à ses propriétés optiques. Ces dernières jouent un rôle fondamental dans le fonctionnement des dispositifs optoélectroniques, notamment les photodiodes, car elles conditionnent l’interaction lumière-matière, l’absorption du rayonnement et la réponse spectrale du capteur.

4.1 Indice de réfraction

L’indice de réfraction est une propriété optique fondamentale qui caractérise la manière dont la lumière se propage à l’intérieur d’un matériau. Elle permet aussi de déterminer les valeurs des coefficients de transmission et de réflexion du matériau. Dans le cas des alliages InGaN, cet indice varie en fonction de la composition en indium, de la longueur d’onde et de la température, influençant directement le comportement optique des dispositifs.

4.1.1. Effet de la composition en indium sur l’indice de réfraction du InGaN

L'indice de réfraction du matériau InGaN est souvent déterminé par des modèles empiriques dont le plus souvent utilisé est celui d'Adachi [9]:

$$n = \sqrt{A \left(\frac{E}{E_g}\right)^{-2} \left[2 - \sqrt{1 + \frac{E}{E_g}} - \sqrt{1 - \frac{E}{E_g}} \right] + B} \quad (2.21)$$

Avec A et B des paramètres dépendant de la composition x :

- $A(x) = 13.55x + 9.31(1-x)$ (2.22)

- $B(x) = 02.05x + 3.03(1-x)$ (2.23)

- E est l'énergie de photon en (eV)
- E_g est l'énergie de bande interdite du InGaN en fonction de la fraction molaire d'indium x.

Cette expression a permis de visualiser la variation de l'indice de réfraction en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de la composition en indium sur la (figure 2.18).

Nous remarquons que pour toute valeur de x, l'indice de réfraction présente un seuil d'absorption à une longueur d'onde donnée. Cette longueur d'onde critique représente le seuil d'absorption de l'alliage InGaN qui est lié à son gap. Par exemple pour x=0 (GaN pur), l'énergie de bande interdite E_g (GaN)= 3.4 eV à T=300K, soit une longueur critique $\lambda_c \approx 364$ nm. Pour des longueurs d'ondes en dessous du seuil d'absorption l'indice de réfraction augmente rapidement à partir d'une valeur minimale puis atteint un pic au seuil d'absorption avant de diminuer au-delà de ce seuil : cela s'explique par la dépendance directe entre l'indice de réfraction et le gap E_g : Plus E_g est faible avec l'augmentation de x plus l'indice s'accroît dans la région de plage d'absorption. On a également observé que l'augmentation de x entraîne deux effets complémentaires : Premièrement, dans les plages de longueurs d'ondes situées sous le seuil d'absorption, l'indice de réfraction diminue lorsque x augmente. Par exemple pour une variation de la composition en indium de 20% (courbe verte) à 40% (courbe rose) à une longueur d'onde $\lambda=400$ nm (située sous la plage d'absorption des deux compositions), l'indice de réfraction diminue de $\Delta n \approx 0.5$ (passant de 2,75 à 2,25). Deuxièmement, près du seuil d'absorption, l'indice de réfraction augmente légèrement avec l'augmentation de x. Cette étude nous permet de comprendre l'effet de la composition x sur l'indice de réfraction de l'alliage, ce qui est crucial car cet indice conditionne directement les capacités de réflexion et de transmission des ondes dans le matériau InGaN via sa relation avec les coefficients de réflexion et de transmission.

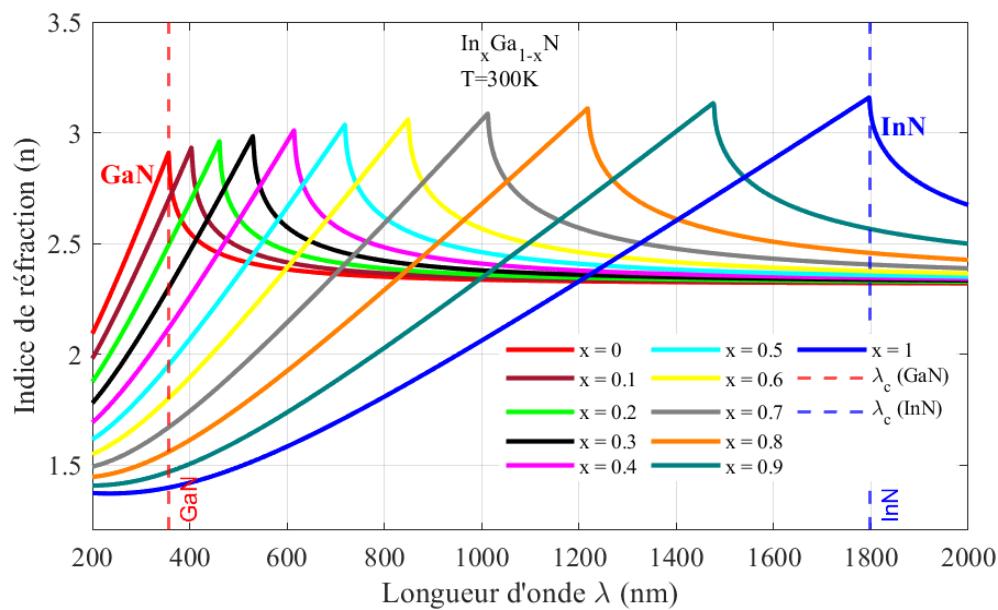


Figure 2.18: Variation de l'indice de réfraction du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de x

La figure 2.19 permet de mieux visualiser l'effet de x sur les extrema de l'indice de réfraction n . L'indice de réfraction minimal diminue avec l'augmentation de x tandis que c'est l'inverse avec l'indice de réfraction maximal qui augmente très faiblement.

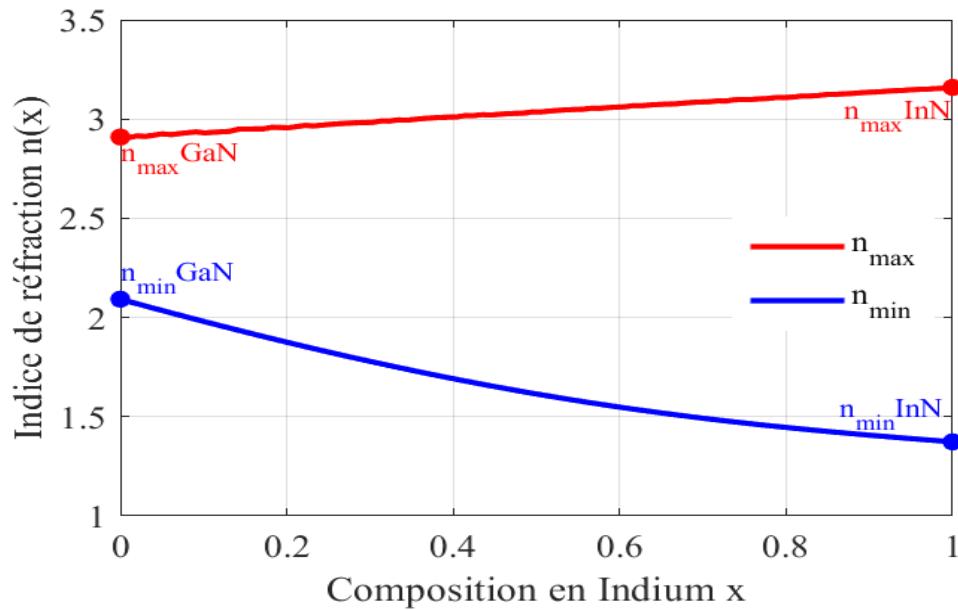


Figure 2.19: Variation des extrema de l'indice de réfraction du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de x

4.1.2. Effet de la température sur l'indice de réfraction du matériau InGaN

La figure 2.20 présente l'évolution de l'indice de réfraction n en fonction de la longueur d'onde λ pour deux compositions extrêmes de l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($x = 0$ et $x = 1$) pour différentes valeurs de la température T . On observe que, pour chaque composition, l'augmentation de la température entraîne un déplacement du seuil d'absorption vers des longueurs d'ondes plus grandes, traduisant la diminution du gap avec la température. Pour $x = 0$ (GaN), l'effet de la température sur l'indice de réfraction est relativement faible : les courbes restent très proches entre 0 K et 600 K. En revanche, pour $x = 1$ (InN), l'indice de réfraction varie de manière beaucoup plus marquée avec l'augmentation de la température : Pour une variation de la température de 0 à 600K, la plage d'absorption varie de 1750 nm à 2100 nm environ). De plus pour une même valeur de la longueur d'onde se trouvant sous le seuil d'absorption, l'indice de réfraction diminue avec l'augmentation de la température, cette diminution est d'autant plus marquée à forte teneur en indium : Prenons les courbes de $x=0$ (courbes en pointillées), pour une longueur d'onde $\lambda=300\text{nm}$, n varie de 2,6 à 2,5 environ lorsque la température varie de 0 à 600K. Sur les courbes de $x=1$, pour une longueur d'onde $\lambda=1500\text{nm}$, n varie de 2,8 à 2,42 environ lorsque la température varie de 0 à 600K. Cette observation montre qu'à forte teneur en indium, à température élevée la plage d'absorption de l'alliage InGaN s'élargit vers des longueurs d'ondes plus grandes et la dépendance de l'indice de réfraction à la température devient importante. L'indium accentue donc la sensibilité thermique du matériau.

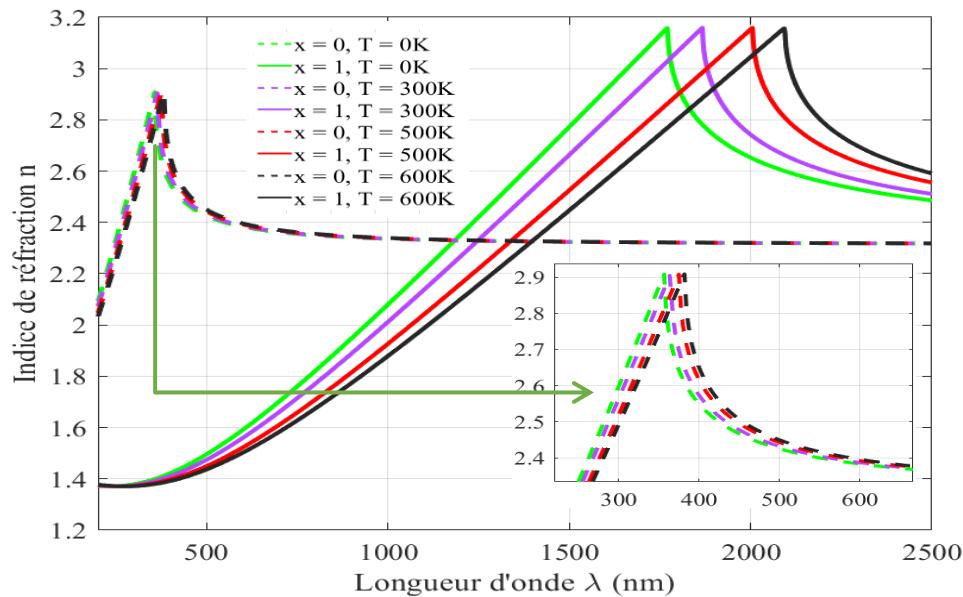


Figure 2.20: Variation thermique de l'indice de réfraction du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la longueur d'onde pour différentes valeurs de x

Les figures 2.21 et 2.22 permettent d'observer plus visiblement les constats déduits par rapport aux effets de x et de la température sur l'indice de réfraction.

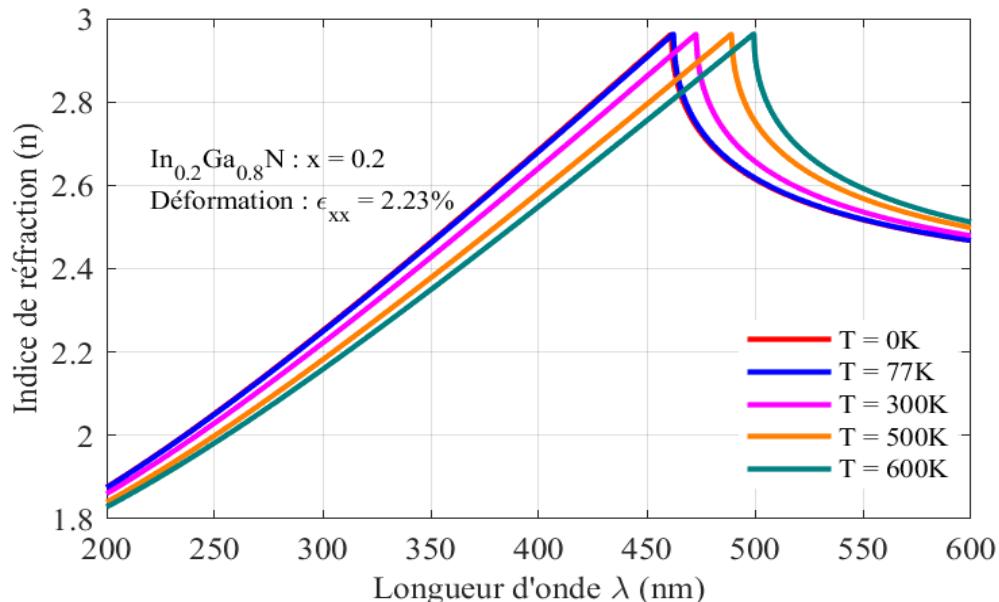


Figure 2.21: Variation thermique de l'indice de réfraction de $\text{In}_{0.2} \text{Ga}_{0.8} \text{N}$

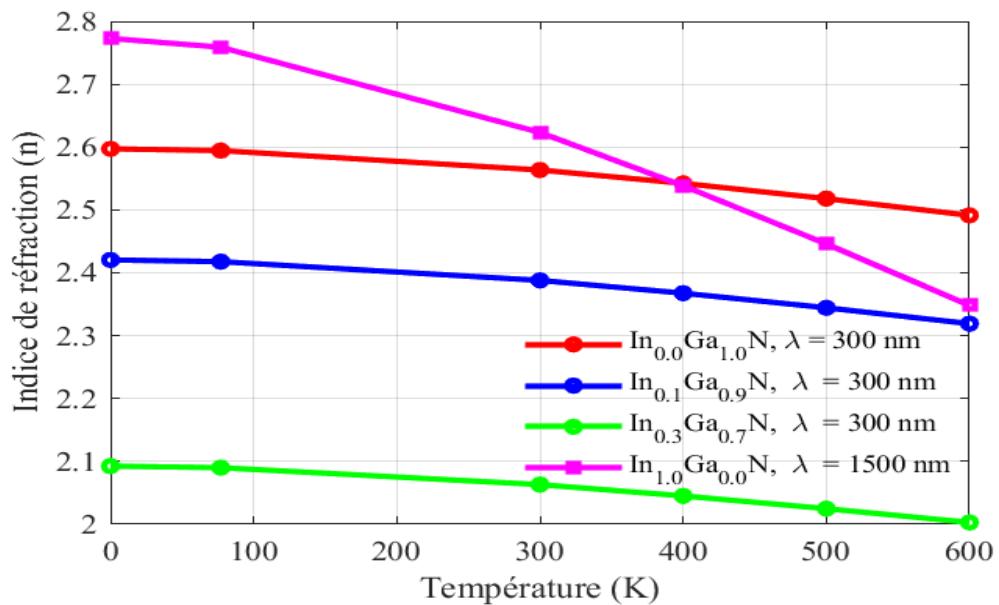


Figure 2.22: Variation thermique de l'indice de réfraction du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$

4.2 Coefficients de réflexion et de transmission

L'indice de réfraction intervient également dans la détermination des coefficients de réflexion et de transmission par la relation de Snell-Descartes.

- **Coefficient de réflexion :** À incidence normale, le coefficient de réflexion en amplitude est donné par :

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad (2.24)$$

En intensité (ou puissance) le coefficient de réflexion est le carré de la valeur absolue de r :

$$R = \left(\frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \right)^2 \quad (2.25)$$

- **Coefficient de transmission :** À incidence normale, le coefficient de transmission en amplitude est donné par :

$$t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (2.26)$$

En intensité (ou puissance) le coefficient de transmission est :

$$T = 1 - R = \frac{4n_1 n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.27)$$

Où n_1 est l'indice de réfraction du milieu incident et n_2 celui du milieu transmis.

Les figures 2.23 (a, b) présentent les coefficients de réflexion R et de transmission T en supposant que le milieu incident n_1 est le vide (indice $n_1=1$) et que le milieu 2 est l'intérieur du matériau InGaN caractérisé par son indice de réfraction n (indice $n_2=n$). On constate que le coefficient de réflexion suit globalement la tendance de l'indice de réfraction n tandis que le coefficient de transmission présente une variation inverse. Lorsque la composition en indium x augmente, R diminue dans les plages de longueurs d'ondes situées sous le seuil d'absorption comme l'indice de réfraction n, tandis que le coefficient de transmission T augmente. Par exemple pour une variation de la composition en indium de 20% (courbe verte) à 40% (courbe rose) à une longueur d'onde $\lambda=400\text{nm}$: l'indice de réfraction diminue de $\Delta n \approx 0,5$ (passant de 2,75 à 2,25) ; le coefficient de réflexion diminue de $\Delta R \approx 0,6$ (passant de 0,21 à 0,15) et le coefficient de transmission augmente de $\Delta T \approx 0,6$ (passant de 0,79 à 0,85) : On en déduit que l'augmentation de la composition en indium x dans l'alliage InGaN induit une diminution de son indice de réfraction, ce qui réduit le coefficient de réflexion et améliore ainsi la transmission des ondes électromagnétiques, augmentant la transparence du matériau.

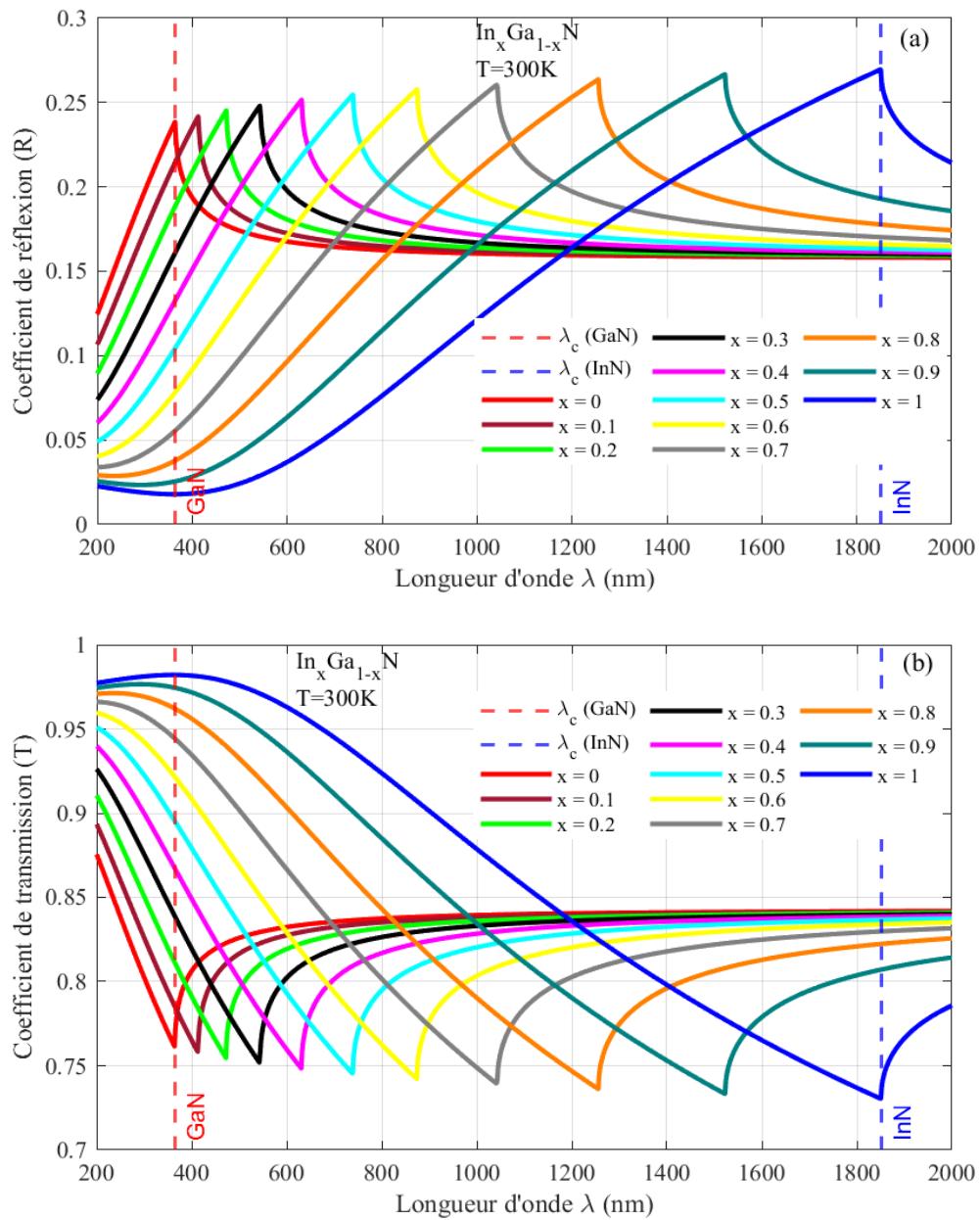


Figure 2.23: a) Coefficient de réflexion b) Coefficient de transmission du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{N}$

4.3 Coefficient d'absorption

4.3.1 Effet de la composition en indium sur le coefficient d'absorption α du InGaN

Le coefficient peut s'exprimer selon le modèle d'Adachi par l'équation suivante [9]:

$$\alpha = \alpha_0 \sqrt{C(x)(E - E_g) + D(x)(E - E_g)^2} \quad (2.28)$$

α_0 est égale à 10^5 cm^{-1} et $(C(x); D(x))$ sont des paramètres dépendant de la composition x :

- $C(x) = 12.87x^4 - 37.79x^3 + 40.43x^2 - 18.35x + 3.52$ (2.29)

- $D(x) = -2.92x^2 + 4.05x - 0.66$ (2.30)

La variation du coefficient d'absorption α de l'alliage InGaN en fonction de la longueur d'onde pour différentes compositions de x est analysée dans figure 2.24 ci-dessous. On remarque que la courbe suit une allure commune pour toutes les valeurs de x : il décroît progressivement d'une valeur maximale jusqu'à s'annuler à une longueur d'onde qui délimite le seuil d'absorption de longueurs d'onde du matériau InGaN. De plus, pour une longueur d'onde donnée située dans la plage d'absorption, l'augmentation de la composition en indium entraîne une augmentation du coefficient d'absorption. Considérons une variation de la composition en indium de 20% (courbe verte) à 40% (courbe rose) à une longueur d'onde $\lambda = 400\text{nm}$ (située sous la plage d'absorption des deux compositions) : α augmente de $\Delta\alpha \approx 0,45 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$ (passant de $0,75 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$ à $1,12 \cdot 10^5 \text{cm}^{-1}$). Comme observée également sur la courbe de l'indice de réfraction, la composition en indium élargit la plage d'absorption vers les longueurs d'ondes élevées.

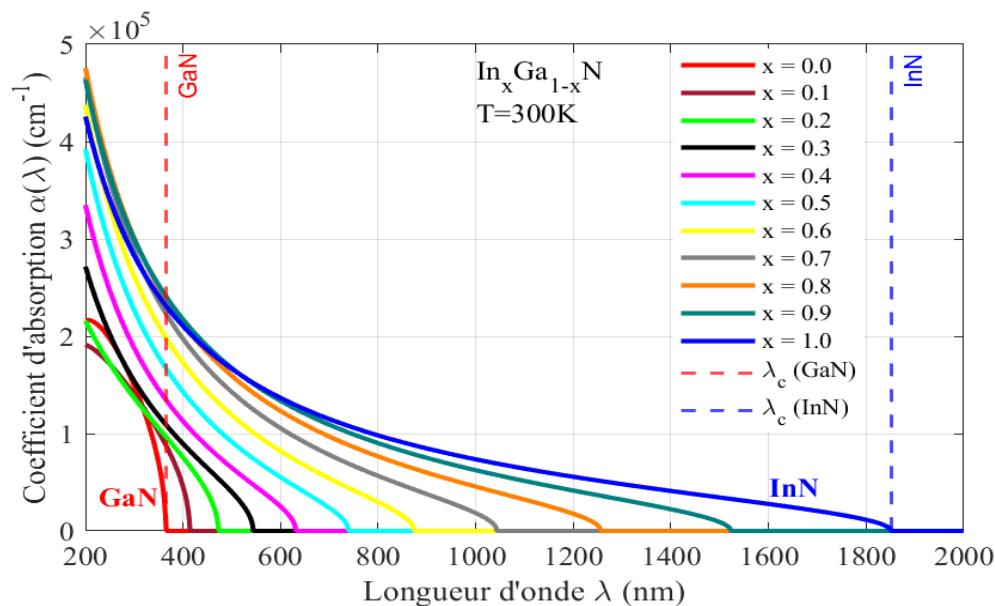


Figure 2.24 : Variation du coefficient d'absorption du $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la longueur d'onde

L'effet de la composition en indium sur le coefficient d'absorption α du InGaN ainsi que sa variation en fonction de la longueur d'onde sont mieux visualisées sur la courbe ISO 2D (figure 2.25).

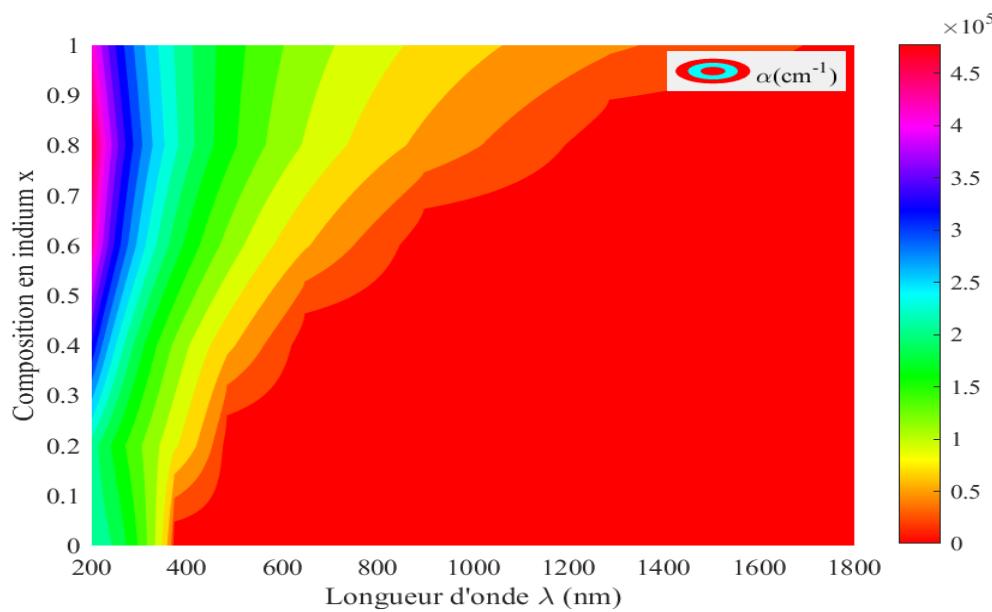


Figure 2.25: Courbe 2D du coefficient d'absorption du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ selon la longueur d'onde et la teneur en indium x

4.3.2 Comparaison des coefficients d'absorptions des matériaux InGaN, Silicium(Si) et Germanium(Ge).

Les coefficients d'absorptions de différents matériaux tels que : le silicium(Si) ; le germanium(Ge) ainsi que l'alliage InGaN sont visualisés puis comparés dans la figure 2.26. Le GaN présente une absorption très intense pour des longueurs d'onde inférieures à 400 nm, liée à sa large bande interdite de 3.4 eV. Pour une teneur en indium de 10%, le matériau InGaN absorbe davantage dans l'UVA. À l'inverse, l'InN absorbe plus efficacement aux grandes longueurs d'onde, en raison de son gap plus faible (~ 0.7 eV). Comparativement, le silicium et le germanium possèdent des seuils d'absorption situés respectivement vers 1100 nm et 1850 nm en accord avec leurs énergies de bande plus faibles, mais sans possibilité d'ajustement de leur gamme d'absorption. Cela illustre l'avantage considérable de l'utilisation du matériau InGaN par rapport aux autres matériaux : il peut absorber dans quasiment toutes les bandes de longueurs d'onde, simplement en ajustant sa composition en indium.

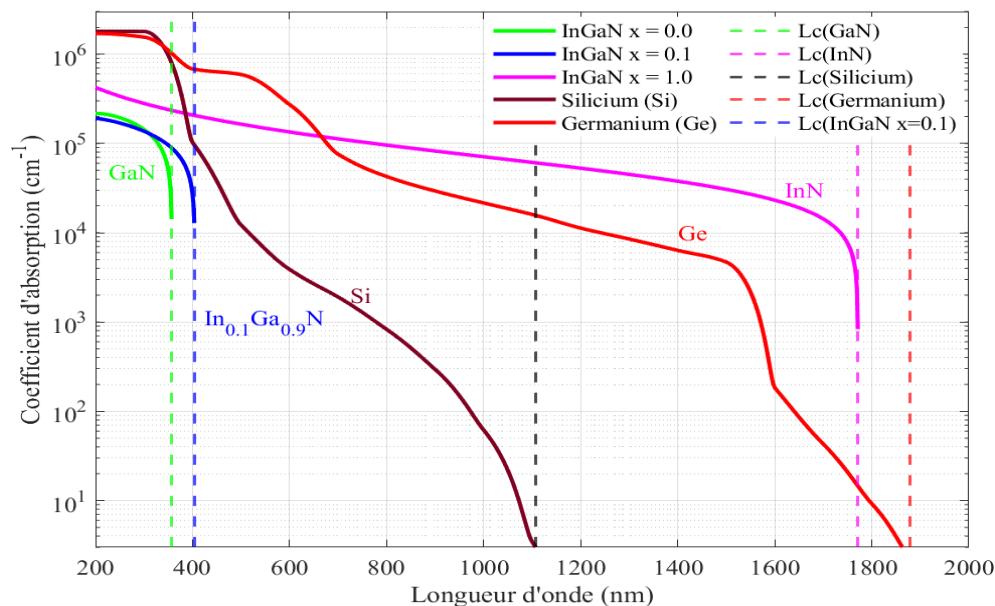


Figure 2.26: Courbe de comparaison des coefficients d'absorptions du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$, Silicium(Si) et du Germanium(Ge)

4.3.3 Effet de la température sur le coefficient d'absorption

Les figures 2.27 et 2.28 ont permis d'étudier l'effet de la température ainsi que de l'indium sur le coefficient d'absorption du InGaN : l'augmentation de la température entraîne une augmentation du coefficient d'absorption maximal α_{\max} qui devient plus marqué au fur et à mesure que la teneur en indium x augmente . D'après la figure 2.27 , pour une composition en indium de 30% , α varie de $2,7 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ à $2,8 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$ lorsque la température augmente de 0 à 600K , pourtant une même variation de la température mais avec $x=10\%$, α est quasiment constant (environ $1,9 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-1}$). La figure 2.28 montre clairement cette variation de α en fonction de la température qui devient plus importante à forte teneur en indium et également la variation de la plage d'absorption vers les grandes longueurs d'onde. En résumé, l'amélioration du coefficient d'absorption du matériau InGaN avec l'augmentation de la teneur en indium et la variation de la température est principalement due à la réduction de l'énergie de gap, qui facilite l'absorption de photons de plus faible énergie.

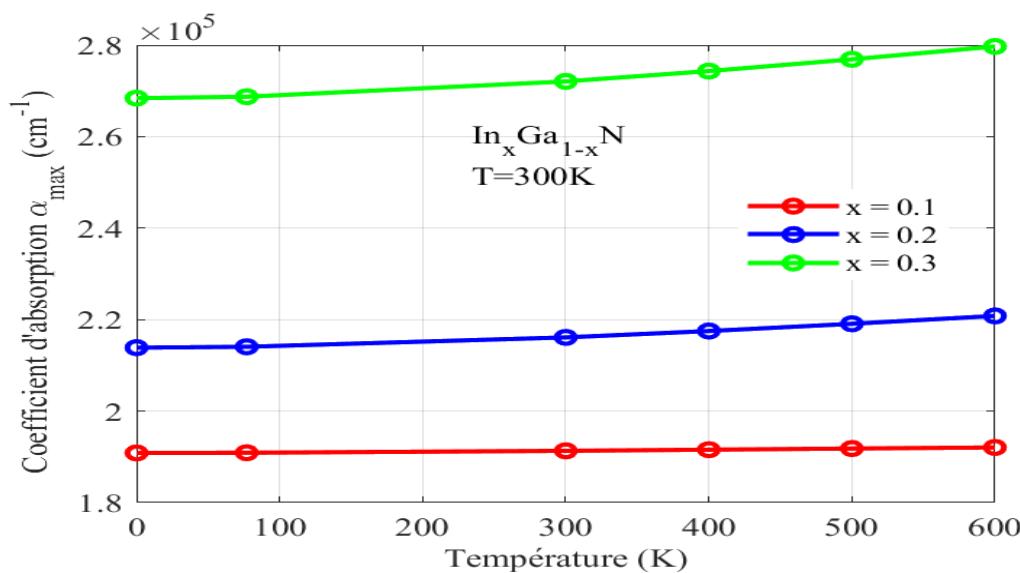


Figure 2.27: Variation du coefficient d'absorption max du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ en fonction de la température pour plusieurs valeurs de x

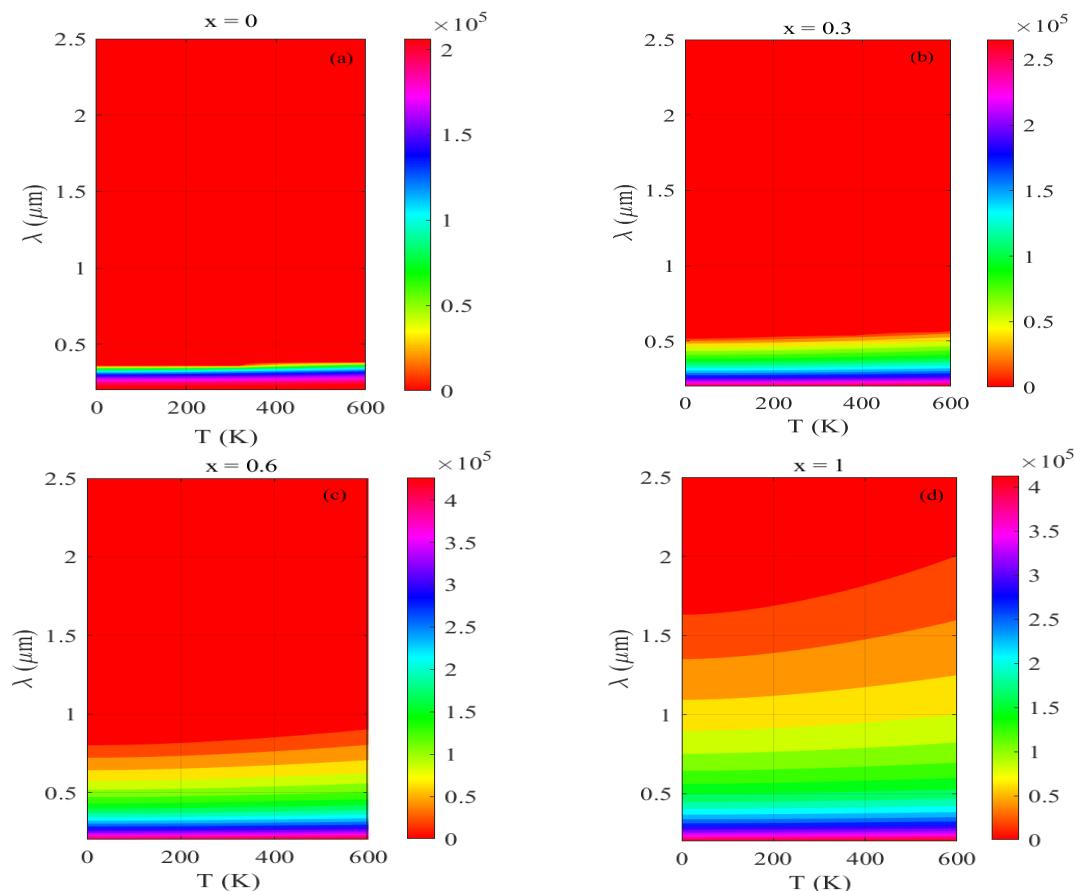


Figure 2.28: Courbe ISO 2D du coefficient d'absorption du $\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}$ selon la longueur d'onde et la température pour a) $x=0$, b) $x=0.3$, c) $x=0.6$, d) $x=1$

5. L'indium (Avantages, Inconvénients et Risques d'utilisation)

L'indium est un élément chimique métallique de symbole In et de numéro atomique 49, appartenant à la famille des métaux pauvres. Il est reconnu pour ses propriétés physiques remarquables, notamment sa malléabilité, sa conductivité électrique et thermique élevées, ainsi qu'une affinité particulière pour la formation d'alliages. Dans les matériaux semi-conducteurs, l'indium est largement utilisé pour fabriquer des composés ternaires tels que InGaN (Indium Gallium Nitride) [21]. L'ajout d'indium dans le GaN permet d'ajuster finement la bande interdite du matériau, ce qui est essentiel pour la fabrication de dispositifs optoélectroniques comme les diodes électroluminescentes (LEDs), les lasers bleus et verts, et certains photodétecteurs. L'incorporation d'indium favorise ainsi l'élargissement de la gamme de longueurs d'onde émissibles, augmentant la flexibilité et l'efficacité des dispositifs [22].

Cependant, l'intégration de l'indium n'est pas sans inconvénients. Sur le plan cristallin, l'indium peut entraîner la formation de défauts comme les dislocations, en particulier à forte concentration, ce qui affecte les performances optiques et électroniques des dispositifs. Sur le plan sanitaire et environnemental, l'indium présente également des risques : son exposition chronique, notamment sous forme de nanoparticules, est liée à des maladies pulmonaires graves, ainsi qu'à des atteintes du foie, des reins et du système immunitaire. Ces risques exigent des précautions strictes en milieu industriel et incitent au développement de méthodes de recyclage pour réduire son impact environnemental.

6. Conclusion

Dans ce chapitre, l'effet de la composition en indium et de la température sur les propriétés physique et optiques des nitrures de galium et de leurs alliages, en particulier l'InGaN a été examiné. Il a été observé que l'ajout d'indium provoque une augmentation de la déformation dans la structure cristalline du matériau, en raison de la différence de paramètre de maille entre l'InN et le GaN. Cette contrainte induite peut affecter les propriétés mécaniques et électroniques du matériau. Egalement, une augmentation de la teneur en indium entraîne une diminution de l'énergie de la bande interdite, ce qui se traduit par une augmentation du coefficient d'absorption et un élargissement de la plage de longueurs d'onde absorbées vers le domaine des grandes longueurs d'onde. De manière similaire, une élévation de la température réduit l'énergie de la bande interdite, ce qui s'est traduit par une absorption plus élevée et un décalage spectral similaire. Il a donc été

mis en évidence que la composition en indium et la température influencent conjointement la déformation du réseau cristallin et les propriétés optiques de l'InGaN. Ces effets doivent être pris en compte pour la conception de dispositifs optiques performants et stables. Le point le plus intéressant réside toutefois dans la capacité offerte par l'InGaN à moduler précisément la plage spectrale d'absorption en jouant sur la teneur en indium. Cette flexibilité constitue un avantage considérable par rapport à d'autres matériaux semi-conducteurs, dont la bande interdite reste fixe. Elle permet d'adapter le matériau aux exigences spécifiques de chaque application optoélectronique. Ces résultats soulignent donc l'intérêt stratégique du matériau InGaN pour les dispositifs optiques, en particulier la photodiode, où la réponse spectrale et la sensibilité doivent souvent être optimisée en fonction de l'environnement ou du type de rayonnement détecté.

Chapitre 3: Les capteurs optiques(Photodiodes)

1. Introduction

Les capteurs optiques sont des dispositifs semi-conducteurs qui convertissent une source lumineuse en signal électrique. Ils sont essentiels dans de nombreuses applications optoélectroniques tels que l'automatisation industrielle, les télécommunications, les systèmes de sécurités, les dispositifs médicaux, etc... Parmi ces capteurs, on peut citer les photodiodes qui sortent du lot de par leurs capacités à convertir un signal lumineux en un signal électrique grâce à l'effet photoélectrique interne. Leur petite taille, leur rapidité de réponse, leur sensibilité élevée et leur faible consommation d'énergie en font des capteurs optiques polyvalents et largement utilisés dans les domaines où la détection précise de la lumière est requise. Plusieurs structures des photodiodes ont été conçus comme : La jonction PN, PIN, la photodiode à avalanche.

Dans ce chapitre nous aborderons une étude théorique sur les photodiodes en général et plus spécifiquement les photodiode P-I-N à base de matériaux InGaN. Plusieurs aspects tels que la structure, les paramètres, les caractéristiques ainsi que le choix du matériau InGaN améliorent la performance de ces photodiodes.

2. La photodiode

La photodiode exploite l'interaction lumière-matière pour générer un courant électrique proportionnel à l'intensité du rayonnement lumineux incident. Elle repose sur l'utilisation de plusieurs structures dont les jonctions PN ou P-I-N polarisées en inverse pour permettre la séparation des paires électron-trou créées par l'absorption des photons.

2.1.Principe de fonctionnement de la photodiode

Lorsque la zone de déplétion de la photodiode absorbe des photons d'énergie suffisante supérieure à l'énergie de bande interdite du matériau constituant la zone, il se crée des paires électrons-trous suite à l'excitation d'un électron qui quitte la bande de valence vers la bande de conduction. Ces paires électrons-trous sont rapidement séparées par le champ électrique présent dans cette région et sont collectées : les électrons sont collectés vers la zone N et les trous vers la zone P. Ce mouvement directionnel des porteurs de charges constitue un courant électrique qui circule dans le circuit externe de la photodiode et qui est proportionnel aux nombres de photons incidents et donc à l'intensité lumineuse absorbée. Les paires électrons-trous créées hors de la zone de déplétion, sont généralement recombinées par la suite, ce qui constitue une perte pour la photodiode.

Le diagramme ci-dessous montre l'évolution des bandes d'énergie (conduction et valence) dans la photodiode P-I-N. On y distingue clairement les trois zones : P, I et N. Sous l'effet du champ électrique créé dans la région intrinsèque, les bandes d'énergie se déforment et forment une pente dans la zone I. Cette configuration favorise le déplacement des électrons (vers la région N) et des trous (vers la région P), comme le montrent les flèches. La figure illustre ainsi la séparation et la collecte des porteurs générés par l'absorption des photons, processus clé qui donne naissance au photocourant.

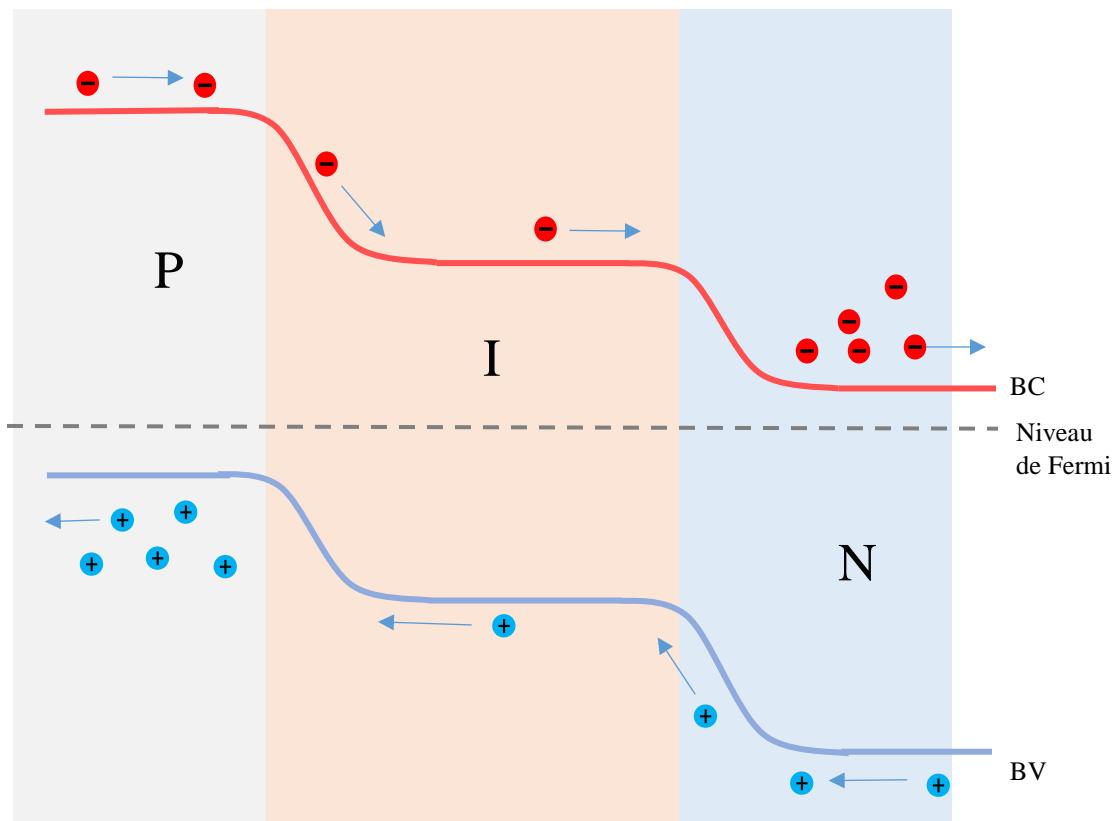


Figure 3.1 : Diagramme des bandes d'énergies de la photodiode P-I-N

3. La photodiode P-I-N

La photodiode P-I-N est une structure de la photodiode qui se distingue de la jonction PN par l'ajout d'une couche intrinsèque dépourvu de porteurs mobiles entre les régions dopées P et N. Cette couche intrinsèque possède une très faible concentration en porteurs de charges mobiles.

3.1 Structure de la photodiode

La photodiode P-I-N est constituée de trois couches principales : une région dopée P ; une région intrinsèque I et d'une région dopée N. Cette configuration permet un élargissement plus étendu de la zone de déplétion à travers la région intrinsèque. L'épaisseur de cette couche influence les performances de la photodiode parce qu'elle permet d'avoir non seulement une zone d'absorption plus grande de la lumière mais améliore les caractéristiques importantes : la capacité de jonction, la rapidité ainsi que la sensibilité de la photodiode.

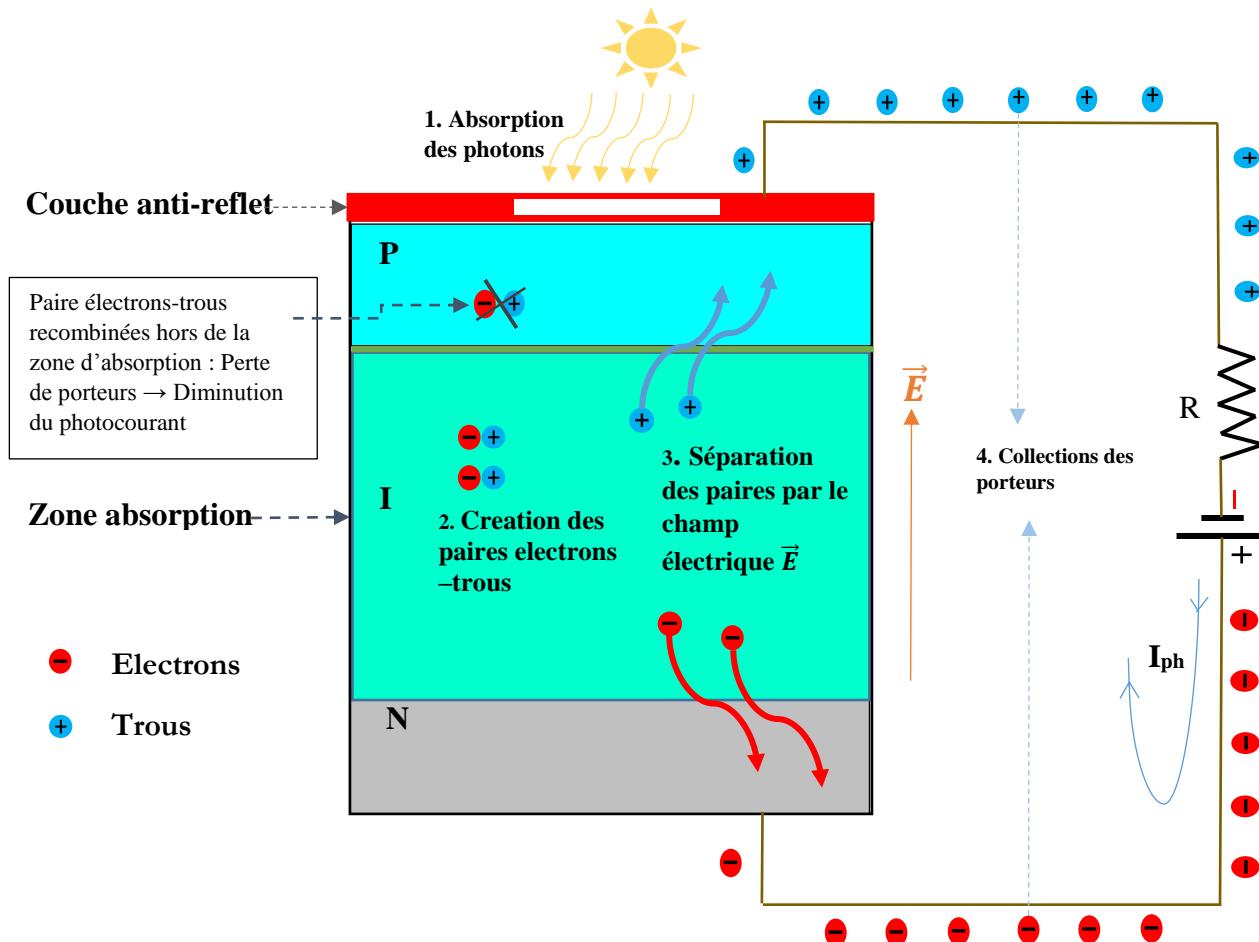


Figure 3.2 : Structure de la photodiode P-I-N

3.2 Principe de fonctionnement de la photodiode P-I-N

La photodiode P-I-N fonctionne selon le même principe que la photodiode PN, à la différence qu'elle comporte une zone intrinsèque (I) entre les régions P et N. Sous polarisation inverse, cette région intrinsèque est soumise à un champ électrique intense. Lorsque la lumière est absorbée dans

ceste zone, les paires électron-trou générées sont rapidement séparées par le champ, ce qui génère un courant. La présence de la zone I élargit la région de déplétion, ce qui permet d'absorber davantage de photons. Le courant généré est donc plus important. De plus, une région active plus étendue réduit la capacité de jonction et élargit la bande passante, permettant ainsi à la photodiode de fonctionner à haute fréquence, avec une vitesse de réponse rapide et une excellente sensibilité.

3.3 Schéma équivalent de la photodiode PIN

Un schéma équivalent simplifiée de la photodiode comprend :

- Une source de courant I_{ph} représentant le courant photo-généré ;
- Une résistance de jonction R_d ;
- Une capacité de jonction C_j en parallèle avec la résistance de jonction ;
- Une résistance R_s représentant les résistances des contacts et de la couche.

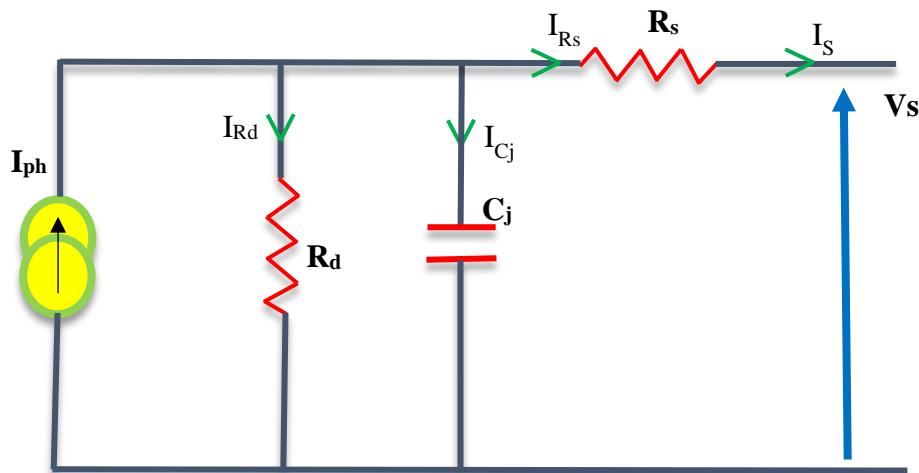


Figure 3.3 : Schéma équivalent de la photodiode PIN

3.4 Paramètres caractéristiques de la photodiode P-I-N

3.4.1 Rendement quantique interne IQE

Le rendement quantique interne (IQE) représente le nombre de paires électrons-trous générés par photon absorbé dans la région active du capteur (couche intrinsèque I de la photodiode) : c'est le rapport entre les électrons photo générés et le nombre de photons incidents. Plus le IQE est élevé, plus la sensibilité de la photodiode est grande.

$$IQE = \frac{\text{nombre d'électrons - trous générés}}{\text{nombre de photons absorbés}} \quad (3.1)$$

Il est lié à la durée de vie radiative et non radiative des porteurs par la formule :

$$IQE = \frac{\tau_r}{\tau_r + \tau_{nr}} \quad (3.2)$$

Avec τ_{nr} et τ_r les durées de vie non radiative et radiative des porteurs de charge.

Un IQE élevé est obtenu lorsque la durée de vie radiative des porteurs est plus courte que la durée de vie non radiative.

- **Impact des défauts cristallins du InGaN sur le IQE**

Les matériaux InGaN/GaN présentent souvent des défauts cristallins en raison du désaccord de paramètre de maille entre le GaN et le substrat (généralement le saphir) et des déformations (Tension ou compression) pendant la formation de la couche InGaN sur la couche GaN. Ces dislocations agissent comme centre de recombinaison non radiative réduisant ainsi la durée de vie radiative des porteurs : Ce qui diminue le rendement quantique interne IQE. Pour améliorer le IQE le choix de la composition x pour un minimum de déformation est important. Dans notre cas, choisir une valeur faible pour x permettra non seulement de limiter le risque de déformation élevé mais de permettre à la photodiode d'être sensible aux longueurs d'ondes UV.

3.4.2 Rendement quantique externe EQE

Le rendement quantique externe EQE représente l'efficacité globale de la photodiode à convertir les photons incidents en électrons collectés : c'est le rapport entre les électrons photo générés collectés et le nombre de photons incidents. L'EQE est inférieur à IQE car une partie du flux photonique incident est réfléchie à la surface et certains électrons photo générés sont perdus par recombinaison à la surface ou par des processus non radiatifs.

$$EQE = \frac{\text{nombre d'électrons_trous générés}}{\text{nombre de photons incidents}} \quad (3.3)$$

Le rendement EQE dépend également de la longueur d'onde λ par la relation suivante :

$$EQE = \frac{I_{ph}}{\frac{qP_{in}}{h\nu}} = \frac{I_{ph}h\nu}{qP_{in}} = \frac{I_{ph}hc}{qP_{in}\lambda} \quad (3.4)$$

Où :

I_{ph} est le photocourant ; P_{in} est la puissance optique incidente ; h est la constante de Planck ($6,62 \cdot 10^{-34}$ J.s).

L'EQE dépend aussi de la réflectivité, du coefficient d'absorption et de l'épaisseur de la couche intrinsèque de la photodiode par l'expression suivante :

$$EQE = (1 - R) \cdot (1 - e^{-\alpha W}) \quad (3.5)$$

Où :

R est la réflectivité de la surface de la photodiode ; α est le coefficient d'absorption du matériau et W est la largeur de la zone active.

Le rendement EQE peut être amélioré en minimisant la réflectivité R en surface par dépôt sur la face d'entrée de la photodiode d'une couche diélectrique antireflet.

3.4.3 La densité de courant

La densité de courant photo-généré J_{ph} constitue un paramètre essentiel pour caractériser la réponse électrique de la photodiode sous illumination. Elle est directement liée à l'efficacité quantique externe (EQE), à la puissance optique incidente et à l'absorption dans le matériau de la zone active. Elle peut s'écrire :

$$J_{ph} = \frac{I_{ph}}{A} = EQE \frac{qP_{opt}\lambda}{hc} \quad (3.6)$$

Avec P_{opt} la puissance optique incidente surfacique en W/m^2

Par ailleurs, la densité de courant total dans la photodiode comprend aussi un courant d'obscurité J_{obsc} , principalement dû aux phénomènes de génération thermique et de recombinaison. Aussi appelée courant de saturation inverse, J_{obsc} représente la densité de courant qui circule dans la photodiode en l'absence de lumière, sous l'effet d'une tension appliquée. Elle résulte principalement du transport de porteurs minoritaires à travers la jonction PN et est sensible aux mécanismes de génération thermique. Elle s'exprime selon la loi de Shockley :

$$J_{obsc} = J_s \left(e^{\frac{qV}{nKT}} - 1 \right) \quad (3.7)$$

Où :

J_s est la densité de courant de saturation ; V est la tension appliquée à la photodiode et n est le facteur d'idéalité (généralement entre 1 et 2) :

La densité de courant total mesuré s'exprime donc :

$$J_{total} = J_{obsc} - J_{ph} \quad (3.8)$$

3.4.4 La sensibilité

La sensibilité S est définie comme le rapport entre le photocourant électrique I_{ph} fourni par la photodiode et le flux énergétique P_{in} que reçoit cette dernière. Il représente la sensibilité de la photodiode à la lumière incidente.

$$S = \frac{I_{ph}}{P_{in}} \quad (3.9)$$

Elle est liée au rendement quantique externe par la relation suivante et est exprimée en A/W:

$$S = EQE \frac{q\lambda}{hc} \quad (3.10)$$

3.4.5 Temps de réponse et bande passante

Le temps de réponse d'un capteur optique représente le temps nécessaire pour que ce dernier réagisse à un changement de l'intensité lumineuse.

Dans le cas des photodiodes les facteurs qui limitent le temps de réponse sont : la constante de temps RC du circuit équivalent et le temps de transit des porteurs créés dans la zone intrinsèque.

- **Constante RC du circuit de la photodiode**

Elle est déterminée par la capacité C_j et la résistance R_s associées en série au circuit de la photodiode par la formule suivante :

$$\tau_{RC} = R_s \cdot C_j \quad (3.11)$$

La capacité de la photodiode polarisée en inverse est :

$$C_j = \epsilon_0 \epsilon_r \frac{A}{W} \quad (3.12)$$

Où :

A est la surface de la photodiode ; ϵ_r est la permittivité relative du matériau (InGaN) dans notre cas, et est déterminée par interpolation ; ϵ_0 est la permittivité du vide.

- **La fonction de transfert de la photodiode**

La fonction de transfert d'une photodiode décrit la relation entre le flux lumineux incident (en W/m^2) et la sortie électrique, généralement un courant ou une tension. Elle permet d'analyser le comportement linéaire ainsi que la réponse fréquentielle du capteur. En régime fréquentiel, cette fonction de transfert peut être exprimée dans le domaine complexe. Pour une photodiode modélisée par un circuit équivalent de type RC, agissant comme un filtre passe-bas, la fonction de transfert s'écrit :

$$H(f) = \frac{1}{1 + i2\pi f R_S \cdot C_j} \quad (3.13)$$

Cette fonction permet de déterminer la fréquence de coupure à -3 dB de la photodiode, c'est-à-dire la fréquence à laquelle la puissance du signal de sortie est réduite de moitié.

- **Temps de transit des porteurs dans la zone intrinsèque τ_{tr}**

Il définit le temps nécessaire aux porteurs de charge pour traverser la zone de déplétion, il dépend de l'épaisseur de la zone de déplétion et de la mobilité des porteurs.

$$\tau_{tr} = \frac{W}{v_{sat}} \quad (3.14)$$

Où v_{sat} est la vitesse de saturation des porteurs de charge dépendant de la mobilité de ces derniers.

Le temps de réponse total dans la photodiode peut être approximée par:

$$\tau = \sqrt{\tau_{tr}^2 + \tau_{RC}^2} \quad (3.15)$$

La fréquence de coupure est la fréquence maximale à laquelle la photodiode peut fonctionner normalement. Elle est inversement proportionnelle au temps de réponse :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau} = \frac{1}{2\pi\sqrt{\tau_{tr}^2 + \tau_{RC}^2}} \quad (3.16)$$

Où f_c la fréquence de coupure et τ est le temps de réponse.

Elle est dominée par le temps de transit lorsque la constante de temps τ_{RC} est très courte devant le temps de transit :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_{tr}} \quad (3.17)$$

Mais lorsque le temps de transit est court devant la constante de temps, la fréquence devient :

$$f_c = \frac{1}{2\pi\tau_{RC}} \quad (3.18)$$

Pour optimiser le temps de réponse pour une détection rapide et la bande passante de la photodiode, on peut jouer sur les paramètres suivants :

- Améliorer la constante de temps qui dépend de la capacité et de la résistance du circuit :
 - En réduisant R_s ;
 - En abaissant la capacité C_j par augmentation de l'épaisseur W . On augmente W soit en polarisant davantage la diode en Inverse, soit en ajoutant une zone intrinsèque entre la jonction P-N, d'où l'intérêt de la structure p-i-n.
- Réduire le temps de transit en diminuant l'épaisseur W de la zone de déplétion.

Un compromis doit être alors fait par rapport à W afin d'améliorer les performances de la photodiode sans augmenter l'effet capacatif.

3.4.6 Les bruits dans les photodiodes

Le signal généré par l'absorption de la lumière par la photodiode est souvent perturbé par des bruits qui affectent sa qualité. Ces bruits limitent la sensibilité, la résolution et les performances globales des photodétecteurs, surtout dans les applications à faible éclairement.

Les principales sources de bruits dans les photodiodes sont :

- **Bruit thermique (Bruit de Johnson-Nyquist)**

Le bruit thermique encore appelé bruit de Johnson-Nyquist est causé par l'agitation désordonnée des porteurs de charges dans le réseau cristallin d'un matériau. La vibration des atomes dû à la chaleur provoque des collisions avec les porteurs : ce qui entraîne un courant parasite qui dépend

de la température et de la résistance du circuit associé à la photodiode. Il existe même en l'absence de la lumière et sa densité spectrale est exprimée par la relation suivante [23]

$$i_t^2(f) = \frac{4 \cdot K_B \cdot T}{R_t} \quad (3.19)$$

Avec : K_B la constante de Boltzmann ; R_t la résistance totale liée au circuit de la photodiode et i_t^2 la densité spectrale en A^2/Hz .

- **Bruit de grenaille (shot noise)**

Le bruit de grenaille résulte du passage des porteurs à travers une barrière de potentiel. Dans une photodiode, il est difficile de distinguer le bruit de grenaille provenant des photons détectés par ce dernier de celui dérivant du flux de courant à travers la jonction. Ces deux bruits définissent le bruit de grenaille total dans la photodiode. La densité spectrale de ce bruit s'exprime comme suit :

$$i_g^2(f) = 2 \cdot q \cdot I \quad (3.20)$$

Ce bruit est fondamental et inévitable, mais son effet peut être limité en réduisant le courant d'obscurité ou en optimisant la géométrie de la jonction.

- **Bruit 1/f (flicker noise)**

Le bruit 1/f encore connu sous le nom de bruit de scintillation est lié au passage du courant dans un matériau (pas de courant pas de bruit en 1/f) et provient des défauts dans le réseau cristallin du matériau. C'est un bruit en basse fréquence qui n'est pas blanc : c'est à dire que sa densité spectrale n'est pas constante en fréquence [24]. Elle est exprimée comme suit :

$$i_f^2(f) = K \cdot \frac{I^\alpha}{f^\beta} \quad (3.21)$$

Avec: α et β qui sont des constantes variant selon le matériau et K une constante expérimentale variant selon le composant.

- **Bruit du courant d'obscurité**

En l'absence de lumière, lorsque la photodiode est polarisée, elle présente un courant issue de l'agitation thermique ou des défauts dans le matériau. Il représente le courant de saturation de la diode et génère du bruit dont la densité spectrale s'écrit comme suit :

$$i_o^2(f) = 2 \cdot q \cdot I_o \quad (3.22)$$

Avec I_o le courant d'obscurité.

La réduction du courant d'obscurité est cruciale pour améliorer les performances des photodiodes, notamment dans les capteurs à faible éclairement.

3.4.7 Rapport Signal bruit et DéTECTivitÉ

Le rapport signal sur bruit (SNR) est une mesure fondamentale de la qualité de la détection dans une photodiode. Il correspond au rapport entre la puissance utile du signal électrique généré par la photodiode et la puissance du bruit qui le perturbe. Un SNR élevé signifie que le signal est nettement supérieur au bruit, garantissant une détection fiable. Elle est définie par :

$$SNR = \frac{P_{signal}}{P_{bruit}} \quad (3.23)$$

En terme de courant :

$$SNR = \frac{i_{ph}^2}{i_{Bt}^2} \quad (3.24)$$

Avec i_{Bt} le courant total de bruit dans la photodiode.

La détectivité D^* est une grandeur qui évalue la capacité d'un détecteur optique à discerner un signal faible dans un bruit donné. Elle permet de comparer les performances de différents capteurs indépendamment de leur surface ou de leur bande passante. Elle est décrite par l'expression suivante :

$$D^* = \frac{\sqrt{A\Delta_f}}{NEP} \quad (3.25)$$

Où Δ_f est la largeur de la bande fréquentielle de la photodiode et NEP la puissance minimale du signal optique qui donne un rapport signal sur bruit égal à 1, et donc un photocourant égal au courant de bruit [25].

3.4.8 Effets des bruits sur les performances de la photodiode

Les performances d'une photodiode P-I-N peuvent être sensiblement altérées par la présence de bruit, qui vient perturber la mesure du signal lumineux. En pratique, ces bruits dégradent le rapport

signal sur bruit, ce qui limite la capacité du capteur à détecter de faibles intensités lumineuses avec précision. Lorsque le niveau de bruit devient comparable à celui du photocourant généré, il devient difficile de distinguer le signal utile des fluctuations parasites. Cela peut non seulement affecter la sensibilité du dispositif, mais aussi sa stabilité dans le temps, en particulier pour des signaux faibles ou à basses fréquences. De plus, certaines méthodes utilisées pour atténuer les effets du bruit, comme le filtrage électronique, peuvent rallonger le temps de réponse du capteur. Ainsi, pour garantir une bonne fiabilité dans les applications optiques exigeantes, il est essentiel de bien maîtriser ces phénomènes de bruit et de concevoir des dispositifs capables de les minimiser dès la base.

4. Résultats et discussions

Pour cette étude, nous avons choisi de simuler une photodiode PIN sensible aux longueurs d'ondes UV-A (360-400 nm), qui trouvent des applications notamment dans la détection solaire, l'imagerie médicale et les systèmes de sécurité. La structure de la photodiode se compose de trois régions : P, I, et N. Le choix des matériaux pour chacune de ces régions est crucial afin d'optimiser la performance de la diode en fonction de la plage de longueurs d'onde ciblée.

La région P est constituée du matériau GaN dont le gap est de 3,47 eV. Cette valeur permet de garantir une bonne transparence aux longueurs d'onde supérieures à 357 nm, et correspond à la limite de l'UV-A. Ainsi, les longueurs d'ondes UV-A pourront traverser cette région et atteindre la zone active.

Pour la région I, nous avons choisi le matériau $\text{In}_{0.1} \text{Ga}_{0.9} \text{N}$, où la fraction molaire d'indium (x) est fixée à 0.1. Ce choix permet d'optimiser la sensibilité du dispositif aux longueurs d'onde dans la plage UV-A (360-400 nm). Cette concentration réduit considérablement les risques de défauts cristallins tout en maintenant une performance suffisante pour l'application visée.

Comme pour la région P, la région N est constituée du matériau GaN, permettant ainsi une homogénéité dans les propriétés structurales et optiques du dispositif. Cela assure une efficacité élevée du dispositif et une bonne gestion des électrons dans la région N.

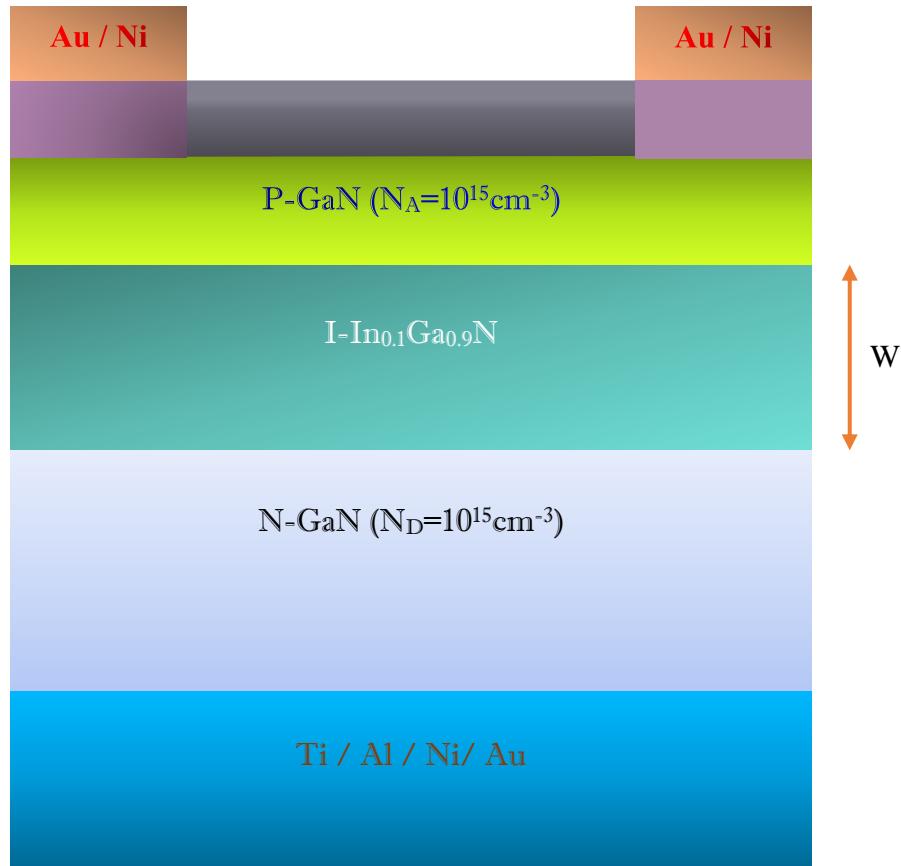


Figure 3.4 : Structure de la photodiode PIN

4.1 Effet de la surface sur la capacité de jonction

Les figures 3.5 (a, b) présentent la variation de la capacité de jonction dans la photodiode en fonction de l'épaisseur de la zone active pour différentes valeurs de la surface d'incidence, à composition en indium fixée à 0,1. Il est observé que la capacité de jonction diminue lorsque l'épaisseur **W** de la zone active augmente. De plus pour de petites surfaces, la capacité de jonction reste faible ; mais à mesure que la surface d'incidence augmente, la capacité croît également : à épaisseur constante, une surface plus grande conduit alors à une capacité de jonction plus élevée. On peut en conclure que l'augmentation de la surface d'incidence renforce l'effet capacitif dans la photodiode.

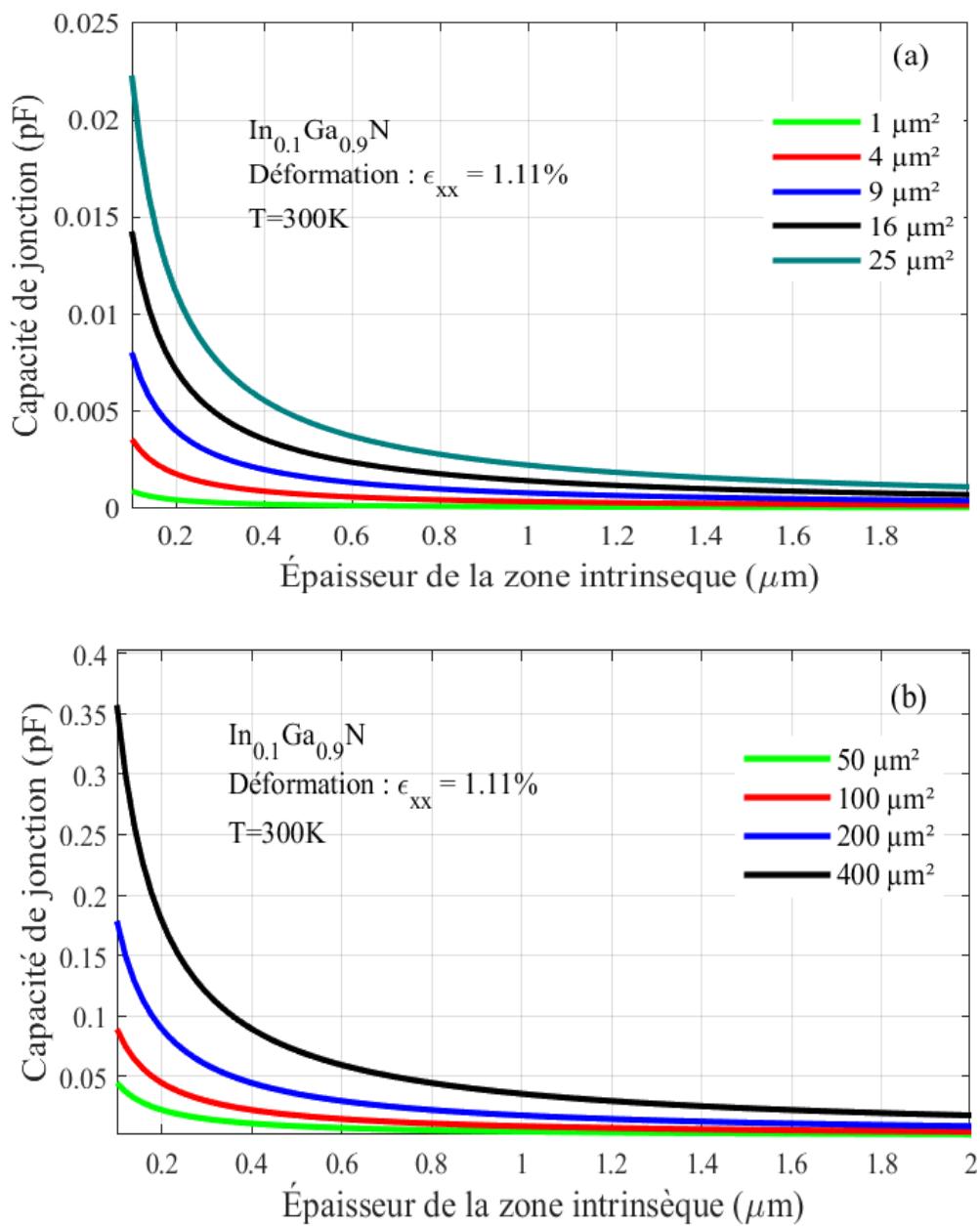


Figure 3.5(a, b) : Variation de la capacité de jonction en fonction de W pour différentes valeurs de la surface A .

4.2 Variation de la bande passante en fonction de l'épaisseur W

La variation de la réponse en fréquence (bande passante) de la photodiode est représentée sur la figure 3.6 pour une surface fixe $A=50 \mu\text{m}^2$. On observe que la bande passante présente une allure typiquement parabolique : La bande passante augmente avec l'épaisseur de la zone intrinsèque jusqu'à un maximum, atteint pour une épaisseur critique d'environ $0.2 \mu\text{m}$, puis elle diminue au-delà. Ce comportement est lié à deux paramètres : la constante de temps et le temps de transit . En

dessous de l'épaisseur critique, la fréquence est limitée par la constante de temps. Au-delà, c'est le temps de transit qui devient dominant, et une baisse progressive de la bande passante est observée.

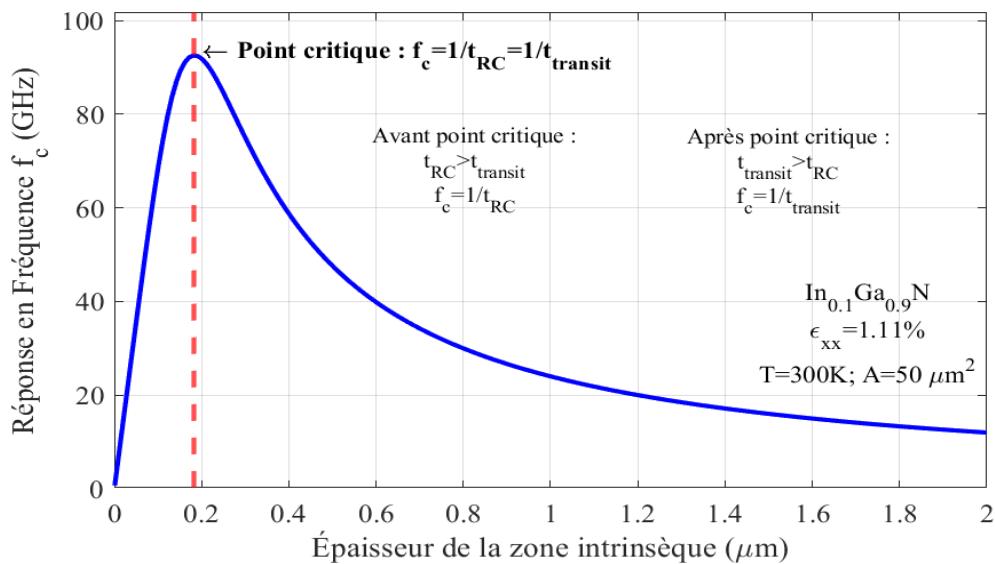


Figure 3.6: Variation de la bande passante de la photodiode en fonction de W

4.3 Variation du temps de réponse et de la réponse en fréquence

La variation du temps de réponse et celle de la réponse en fréquence totale de la photodiode pour $x=0.1$; $A=50 \mu\text{m}^2$; $T=300\text{K}$ est illustrée sur la figure 3.7. Cette courbe met en évidence la relation inverse entre le temps de réponse et la réponse en fréquence. Un temps de réponse court permet une bande passante élevée, ce qui rend la photodiode adaptée aux applications à haute fréquence.

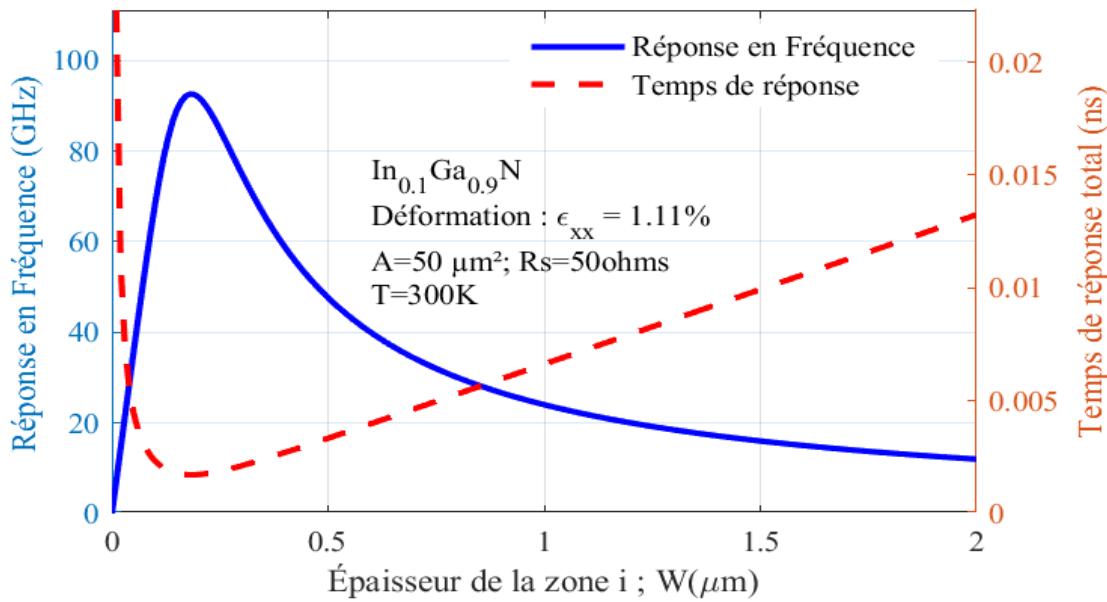


Figure 3.7: Variation du temps de réponse et de la réponse en fréquence en fonction de W

4.4 Effet de la surface sur la bande passante de la photodiode.

Les figures 3.8(a, b) montrent la variation de la fréquence de coupure en fonction de l'épaisseur de la zone active pour différentes valeurs de la surface pour x fixée à 0,1. On a remarqué que pour de petites surfaces, la fréquence de la photodiode est relativement élevée ; mais à mesure que la surface augmente, la fréquence décroît pour une même épaisseur. Ce comportement s'explique par l'effet capacitif induit par l'augmentation de la surface : une plus grande surface entraîne une capacité de jonction plus élevée, ce qui allonge la constante de temps de la photodiode et donc la fréquence de réponse se retrouve réduite, ce qui diminue les performances de l'appareil à haute fréquence.

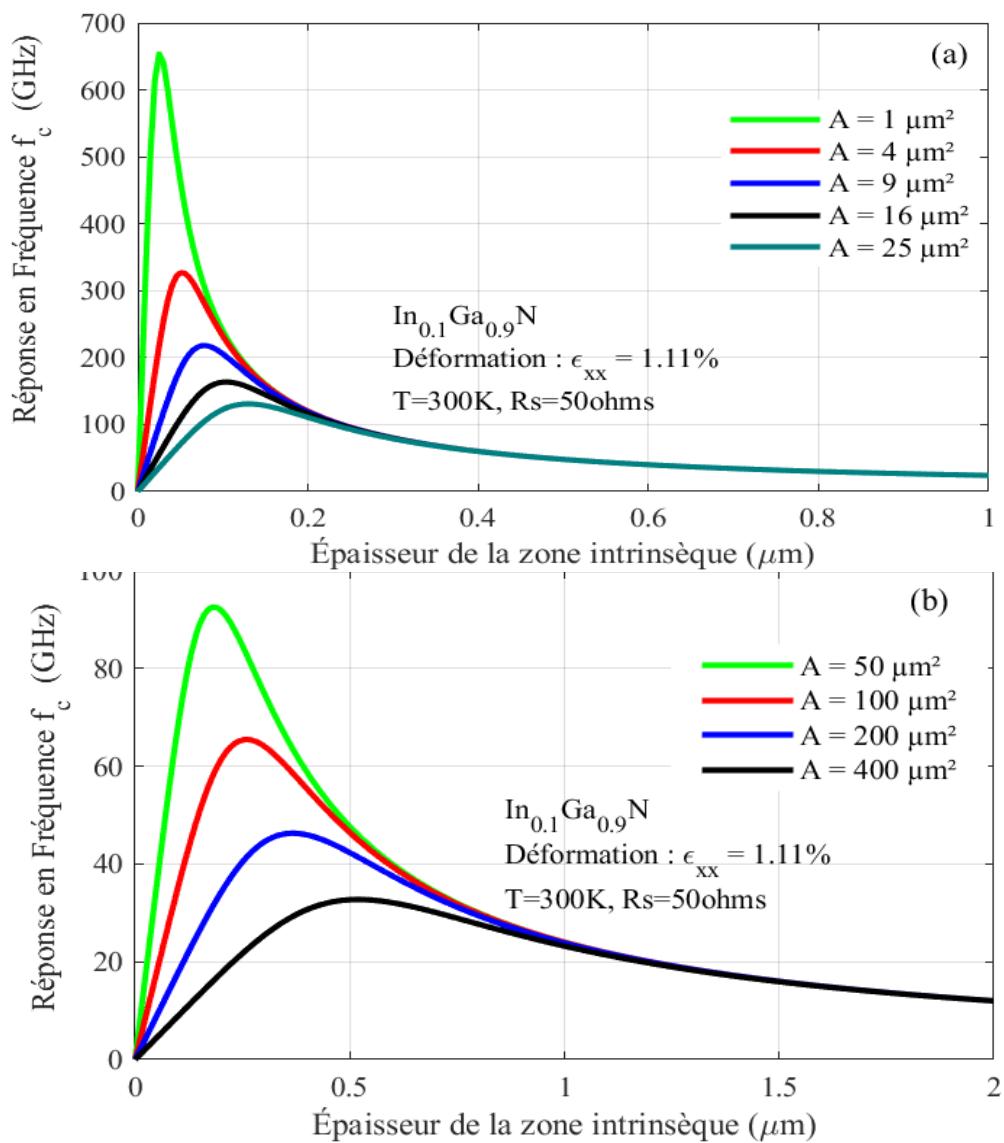


Figure 3.8(a, b): Variation de la fréquence en fonction de W pour différentes valeurs de A .

4.5 Effet de la résistance série Rs sur la bande passante

Les figures 3.9(a, b) illustrent l'impact de la résistance série Rs sur les performances de la photodiode pour une composition en indium de 10% et une surface $A=50\mu\text{m}^2$ à $T=300\text{K}$. Nous observons que l'augmentation de Rs entraîne une baisse importante de la fréquence de réponse, même lorsque l'épaisseur de la couche active reste constante. Cette diminution s'explique par l'augmentation de la constante de temps, qui limite la vitesse de fonctionnement de la photodiode.

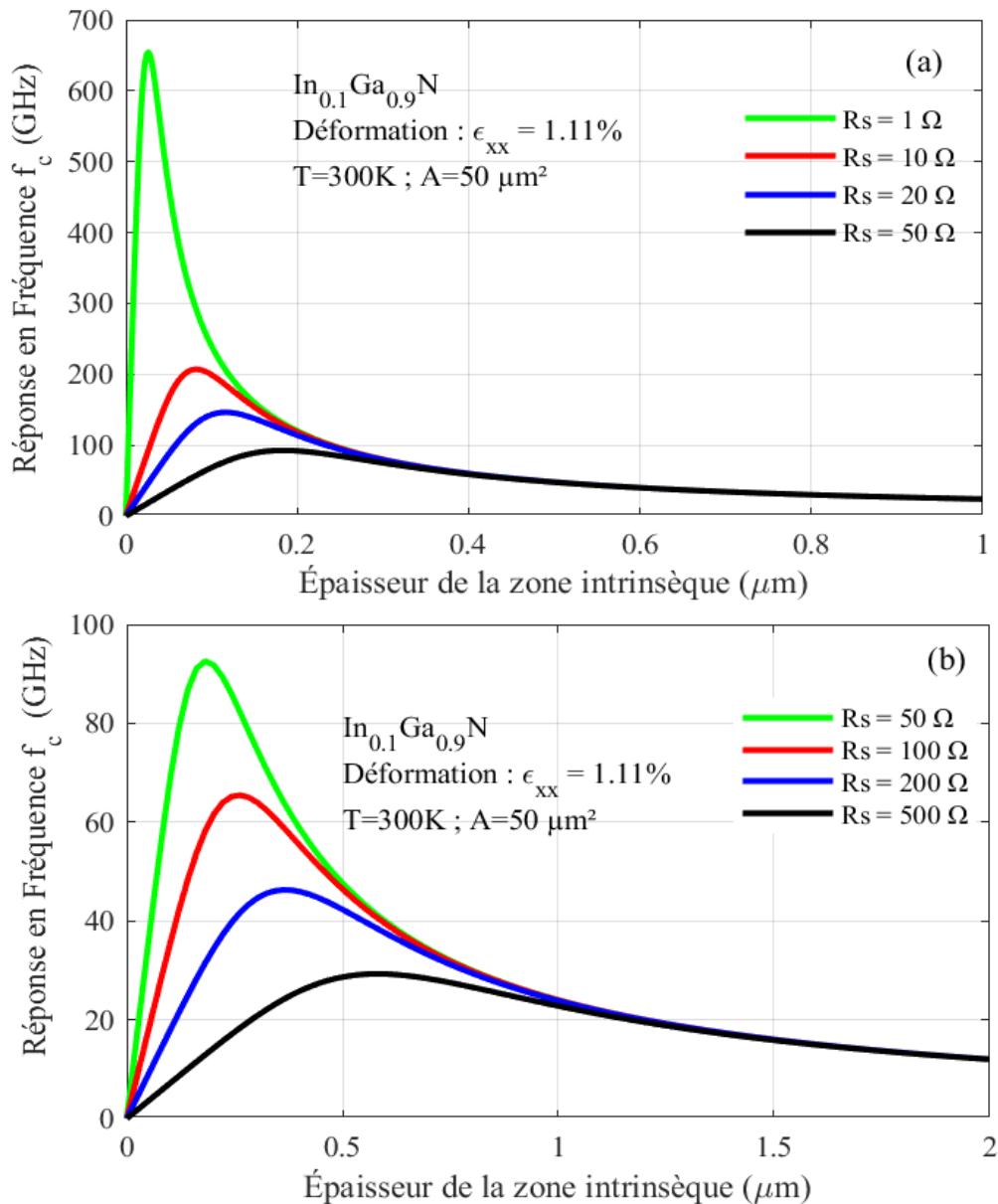
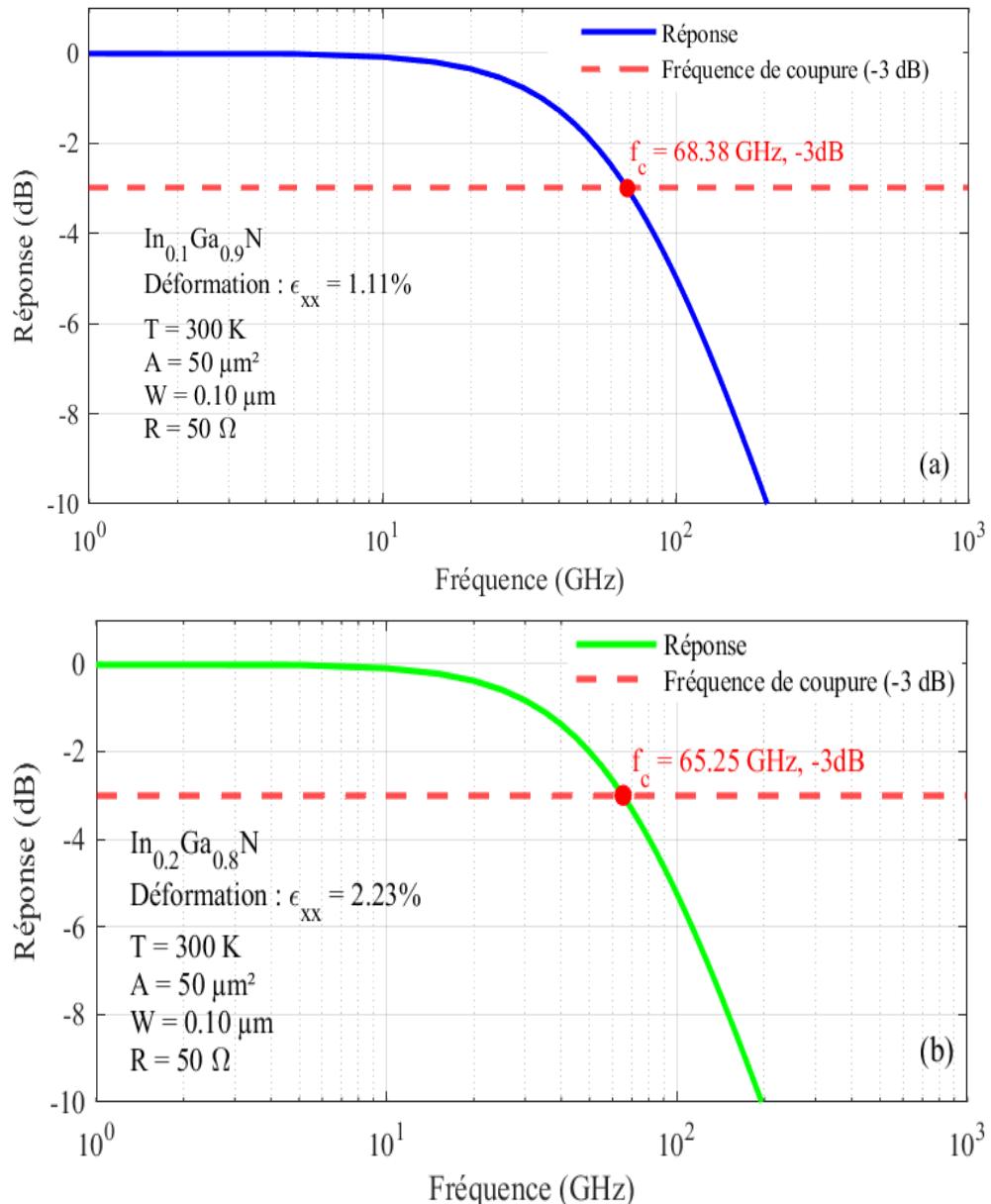


Figure 3.9: Variation de la fréquence en fonction de W pour différentes valeurs de Rs.

4.6 Effet de la composition en indium sur la fréquence de coupure à-3dB

La variation de la réponse en fréquence en dB de la fonction de transfert de la photodiode ainsi que sa fréquence de coupure f_c à -3dB (en tenant compte du temps de transit) sont illustrées sur les figures 3.10 (a, b, c) ci-dessous pour des valeurs fixes de T, x, A, W et Rs. Les valeurs de A et de W ont été choisies de manière à observer une variation de la fréquence dans un régime où la constante de temps RC prédomine soit $W=0,1\mu\text{m} < W_c$ ($A=50\mu\text{m}^2 = 0,2\mu\text{m}$). On constate que lorsqu'on augmente la composition en indium x du InGaN f_c diminue.



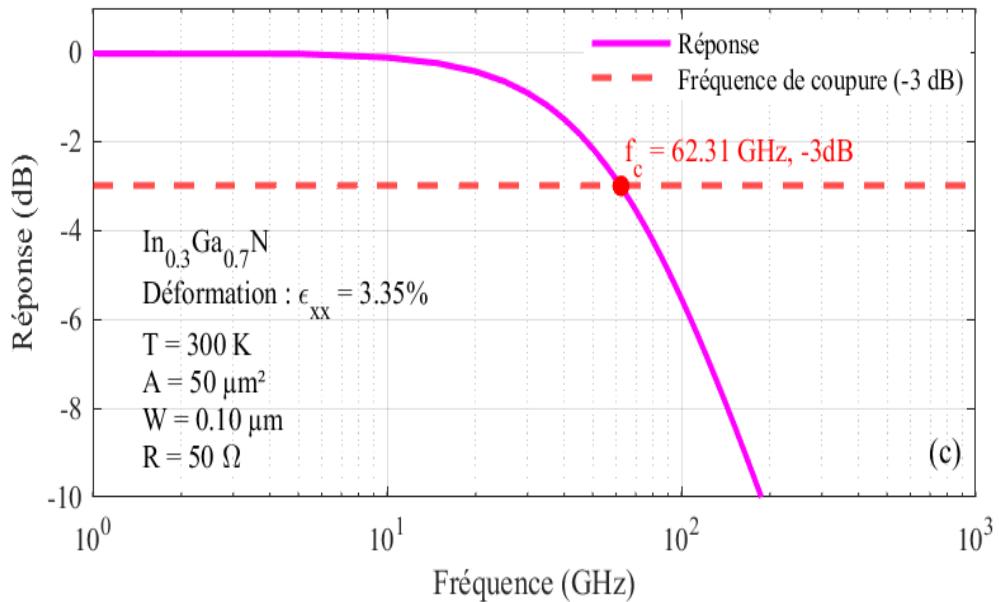
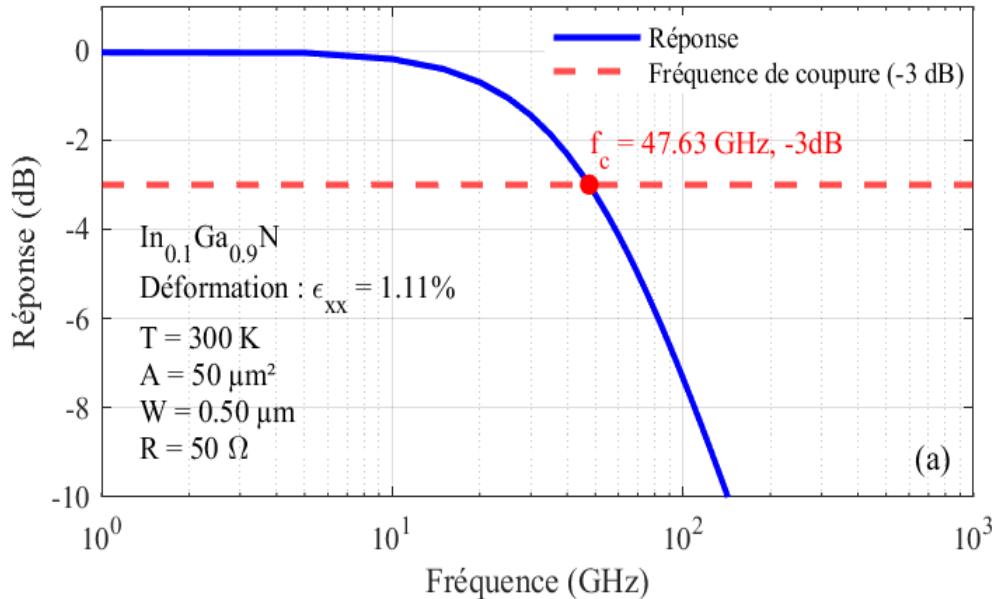


Figure 3.10(a, b, c): Variation de la réponse en dB de la photodiode pour a) $x=0,1$ b) $x=0,2$ c) $x=0,3$ avec $W=0,1\mu\text{m}$

Sur les figures 3.11(a, b, c) la variation de la réponse en dB et de f_c à -3db ont été également illustrées mais cette fois ci pour une valeur de $W=0,5\mu\text{m}^2$ supérieure à W_c où le régime de la fréquence est dominé par le temps de transit des porteurs de charge. Contrairement au cas précédent, on observe ici qu'en augmentant la teneur en indium x f_c augmente.



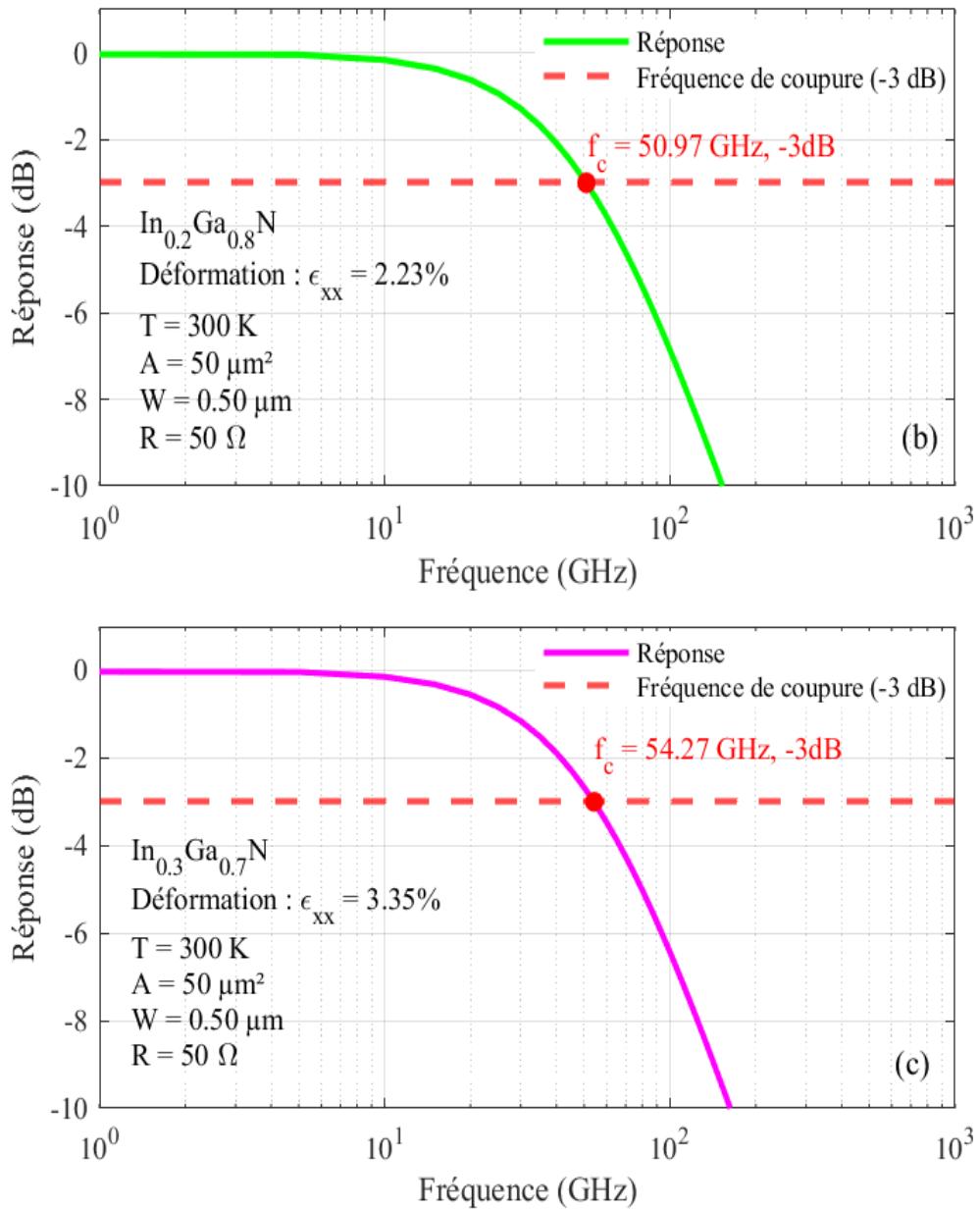


Figure 3.11(a, b, c): Variation de la réponse en dB de la photodiode pour a) x=0,1 b) x=0,2 c) x=0,3 avec W=0.5 μm

En résumé, l'évolution de la fréquence de coupure f_c à -3dB avec la composition en indium x dépend du régime de fonctionnement. Dans le premier cas, où la constante de temps RC prédomine (figures 3.10), f_c diminue avec x. En effet, la permittivité du matériau, qui est la seule grandeur dépendant de x dans ce régime, augmente avec la teneur en indium. Cela conduit à une augmentation de la capacité de jonction, donc du produit RC, et par conséquent à une réduction de f_c . En revanche, dans le deuxième cas (figures 3.11), où le temps de transit domine, l'effet inverse

est observé : la vitesse de saturation des porteurs de charge, qui croît avec x , entraîne une diminution du temps de transit. Ainsi, la fréquence de coupure f_c augmente avec l'indium.

4.7 Variation de la sensibilité en fonction de l'épaisseur W

La figure 3.12 a permis d'observer la variation de la sensibilité de la photodiode en fonction de l'épaisseur de la zone active W pour $x=0.1$ à $T=300K$. On constate que l'augmentation de l'épaisseur W de la zone active améliore la sensibilité de la photodiode. Une zone active plus épaisse absorbe davantage de photons. Cela rend la photodiode plus efficace à convertir la lumière incidente en signal électrique.

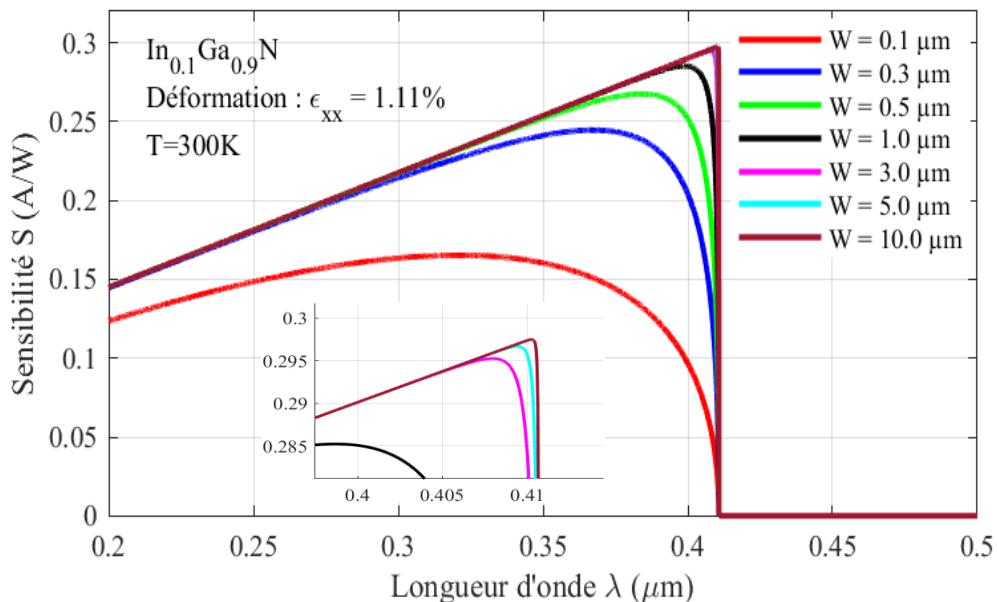


Figure 3.12: Variation de la sensibilité de la photodiode pour différentes valeurs de W

4.8 Variation de la sensibilité en fonction de la tension de polarisation

La figure 3.13 montre la variation de la sensibilité de la photodiode en fonction de sa tension de polarisation pour $x=0,1$ à $T=300K$. On constate que plus la photodiode est polarisée en inverse et plus elle devient sensible. En effet lorsque la photodiode est polarisée en inverse, la zone active s'élargit et donc plus de photons sont absorbés.

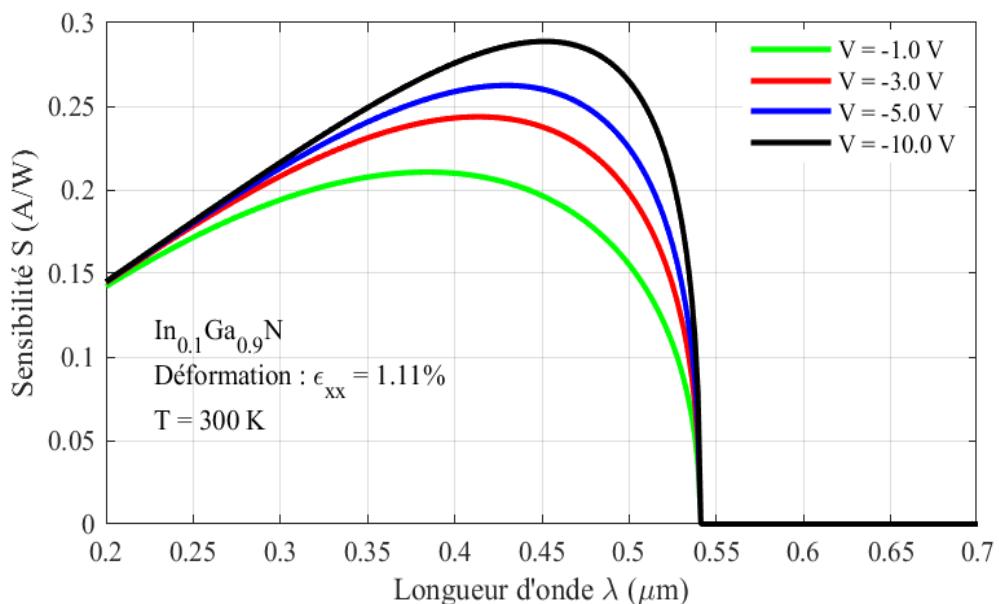


Figure 3.13: Variation de la sensibilité de la photodiode pour différentes valeurs de la tension de polarisation

4.9 Effet de la composition en indium x et de l'épaisseur W sur la sensibilité maximale de la photodiode.

La figure 3.14 présente la variation de la sensibilité maximale S_{\max} de la photodiode en fonction de x et W à T=300K. On observe que S_{\max} augmente avec l'augmentation de x. De plus elle présente une évolution caractéristique avec W : elle croît dans un premier temps, puis tend à se stabiliser au-delà d'une certaine valeur de W. On en déduit qu'au-delà d'un seuil donné pour W, l'augmentation de l'épaisseur de la zone active n'améliore pas plus la sensibilité de la photodiode.

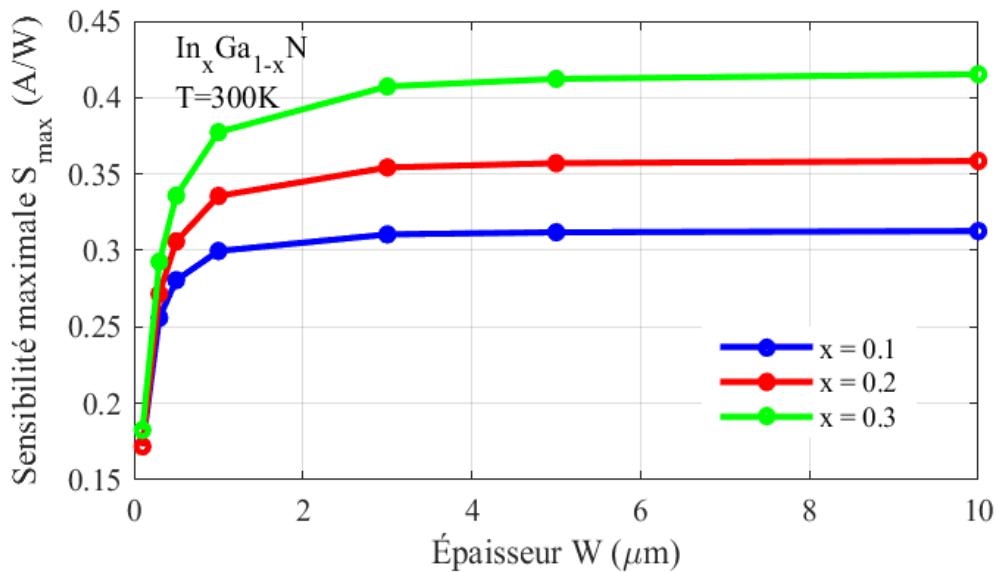


Figure 3.14 : Variation de la sensibilité maximale de la photodiode en fonction de W

4.10 Effet de la température sur la sensibilité de la photodiode

La figure 3.15 présente la variation de la sensibilité maximale S_{\max} de la photodiode en fonction de la température et de x pour $W=0,5\mu\text{m}$. On observe que S_{\max} augmente avec l'augmentation de la température et de x . Cette augmentation est due à la diminution de l'énergie de bande interdite E_g du InGaN avec la température, ce qui favorise l'absorption des photons et accroît la génération de porteurs. Ainsi, la sensibilité de la photodiode est améliorée lorsque la température augmente.

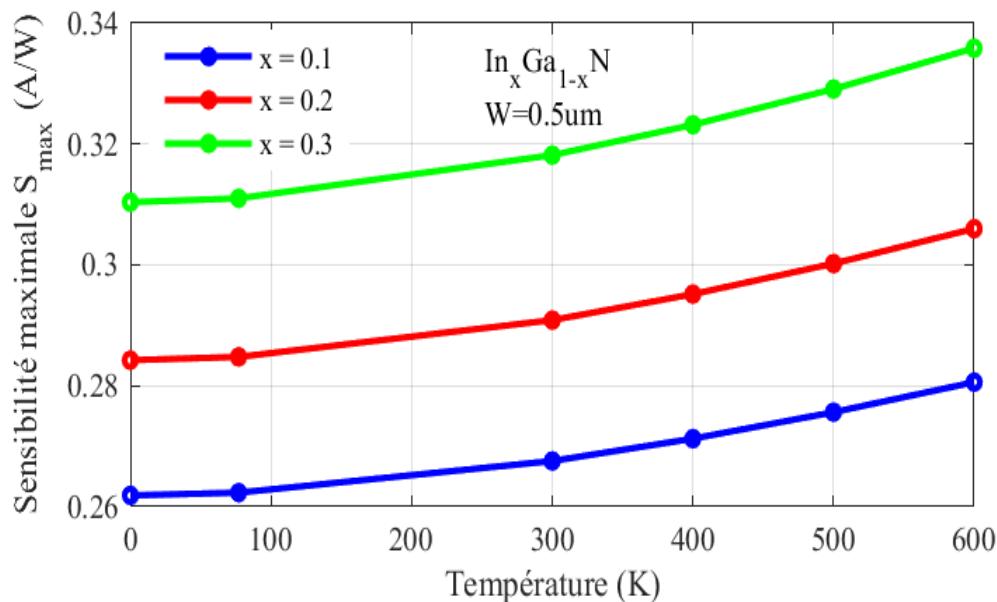


Figure 3.15 : Variation de S_{\max} en fonction de T

4.11 Comparaison des résultats sur la sensibilité

Dans cette figure 3.16 , nous avons comparé la sensibilité de notre photodiode PIN avec celle rapportée dans des données expérimentales. Notre sensibilité a été tracée dans les conditions suivantes :

- Photodiode hétérojonction GaN(p)/InGaN(i)/GaN(n);
- Épaisseur de la zone intrinsèque $W=0,5 \mu\text{m}$;
- Température $T=300 \text{ K}$.

La sensibilité utilisée pour la comparaison a été obtenue sous d'autres conditions :

- Photodiode hétérojonction InGaN(p)/GaN(i)/GaN(n);
- Épaisseur de la zone intrinsèque $W=0,3 \mu\text{m}$;

- Température T=300 K.

Nous observons que notre sensibilité est supérieure d'environ 0,2 A/W par rapport à la référence. Cette amélioration s'explique par notre choix d'une épaisseur $W=0,5 \mu\text{m}$, qui favorise une meilleure absorption des photons dans la zone intrinsèque et donc une augmentation de la génération de porteurs. De plus, une zone intrinsèque plus épaisse contribue à réduire l'effet capacitatif de la photodiode. Cela dit, l'épaisseur W doit rester modérée : une trop grande épaisseur ralentirait le temps de transit des porteurs, limitant ainsi la vitesse de réponse de la photodiode. Le choix de $W=0,5\mu\text{m}$ constitue donc un compromis optimal entre haute sensibilité et vitesse de réponse rapide.

On a également constaté que la plage d'absorption en longueurs d'ondes est légèrement plus étendue dans notre cas, atteignant jusqu'à 400 nm. Cela résulte du choix du matériau InGaN dans la zone intrinsèque, dont la composition ($x=0,1$) permet une absorption efficace des photons dans la plage UV jusqu'à 400 nm. Ce choix de matériau favorise également un élargissement du spectre d'absorption, par rapport à une zone intrinsèque en GaN pur comme c'est le cas avec la sensibilité référence.

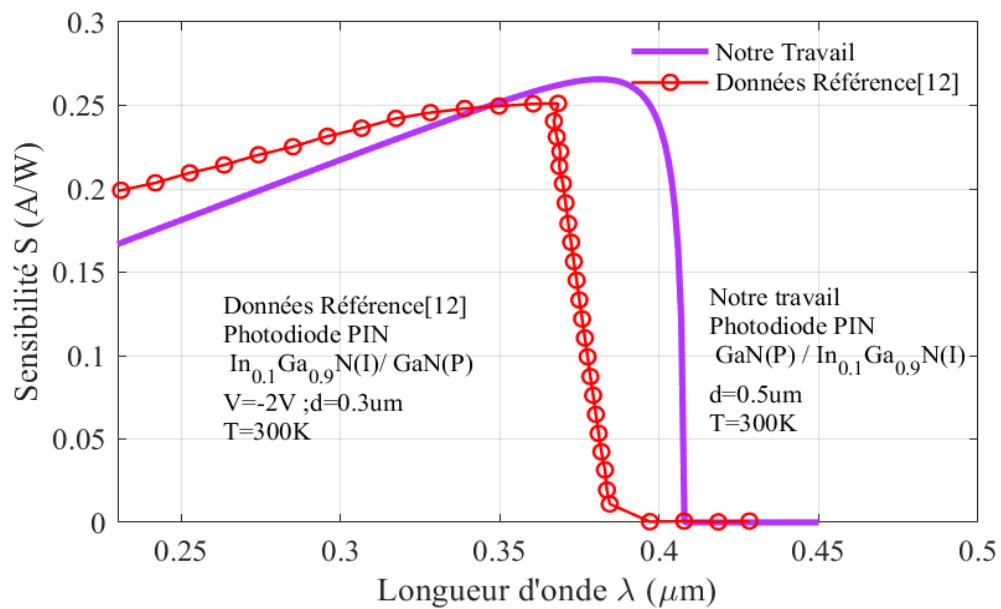


Figure 3.16: Comparaison des sensibilités

4.12 Variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension

La variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension a été étudié dans la figure 3.17 sous ces conditions : $x=0,1$; Puissance optique $P_{\text{opt}}=1000 \text{ W/m}^2$; $W=0,5 \mu\text{m}$ et $\lambda=0,4\mu\text{m}$. On observe sous éclairement, un fort courant en polarisation inverse, ce qui indique que le matériau aréagit efficacement à la lumière en générant de nombreuses paires électron-trou. Autrement dit, la photodiode capte bien la lumière incidente. J_{cc} est le courant de court-circuit de la photodiode pour une tension nulle et V_{co} représente la tension de circuit ouvert lorsque le courant est nul.

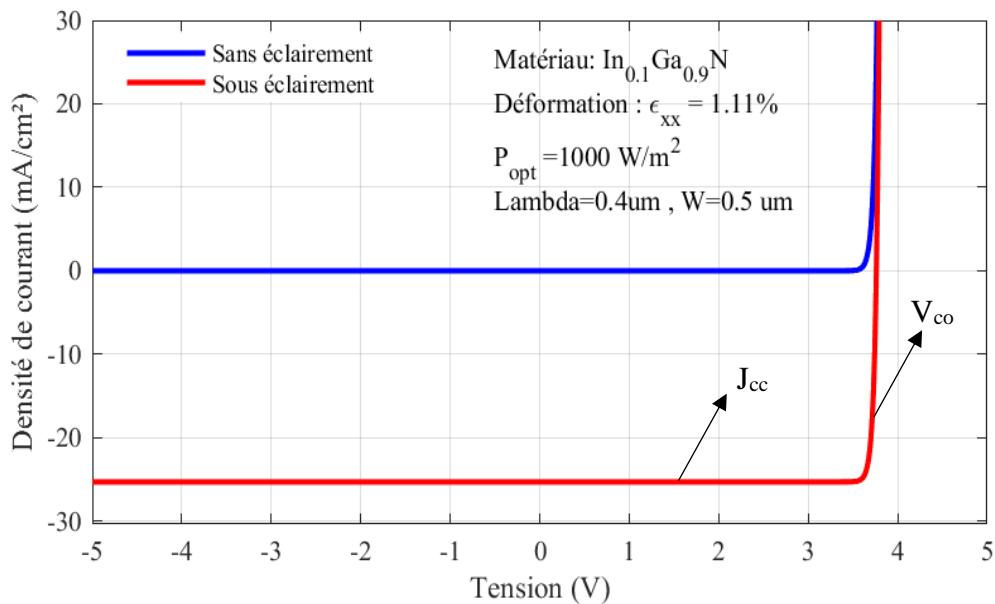


Figure 3.17: Variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension de polarisation

4.13 Effet de x sur la densité de courant de la photodiode

La figure 3.18 illustre la variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension de polarisation pour différentes valeurs de x . On remarque que l'augmentation de x induit une augmentation du courant de court-circuit J_{cc} de la photodiode mais une diminution de la tension de circuit ouvert V_{co} de cette dernière. Toutefois à partir de $x=0,2$ le courant J_{cc} tend à se stabiliser alors que la diminution de V_{co} reste presque linéaire avec l'augmentation de x . Ces résultats montrent que l'augmentation de la teneur en indium dans l'alliage $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ n'apporte qu'un gain limité en densité de courant mais affecte plus la tension de sortie qui se dégrade.

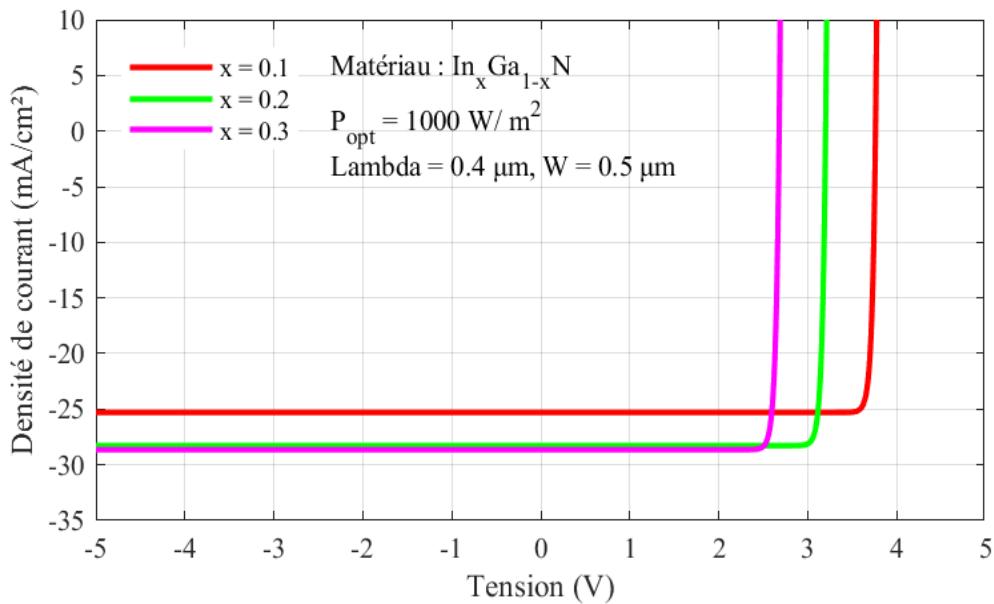


Figure 3.18: Variation de la densité de courant en fonction de la tension pour différentes x

4.14 Effet de la température T sur la densité de courant de la photodiode

La figure 3.19 illustre la variation de la densité de courant de la photodiode en fonction de la tension pour différentes valeurs de T . On remarque que l'augmentation de T induit une augmentation du courant de court-circuit J_{cc} de la photodiode mais une diminution de la tension de circuit ouvert V_{co} de cette dernière.

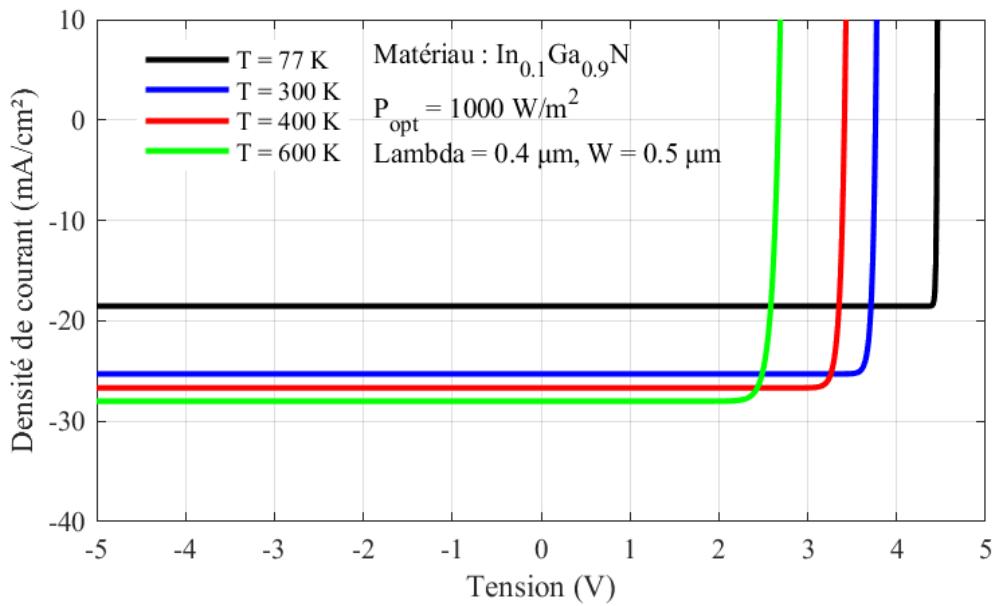


Figure 3.19: Variation de la densité de courant en fonction de la tension pour différentes T

4.15 Variation du bruit thermique de la photodiode en fonction de T et de la résistance R

La figure 3.20 illustre la variation du bruit thermique de la photodiode en fonction de T pour différentes valeurs de R. On observe que l'intensité du bruit thermique augmente avec la température. Elle croît également avec l'augmentation de R de la photodiode, pour une température donnée. On en déduit que la température et la résistance contribuent à l'accroissement du bruit, ce qui dégrade les performances de détection de la photodiode. En effet, même si la sensibilité propre augmente, l'augmentation du bruit réduit le rapport signal/bruit (SNR), limitant ainsi la capacité à détecter des signaux faibles.

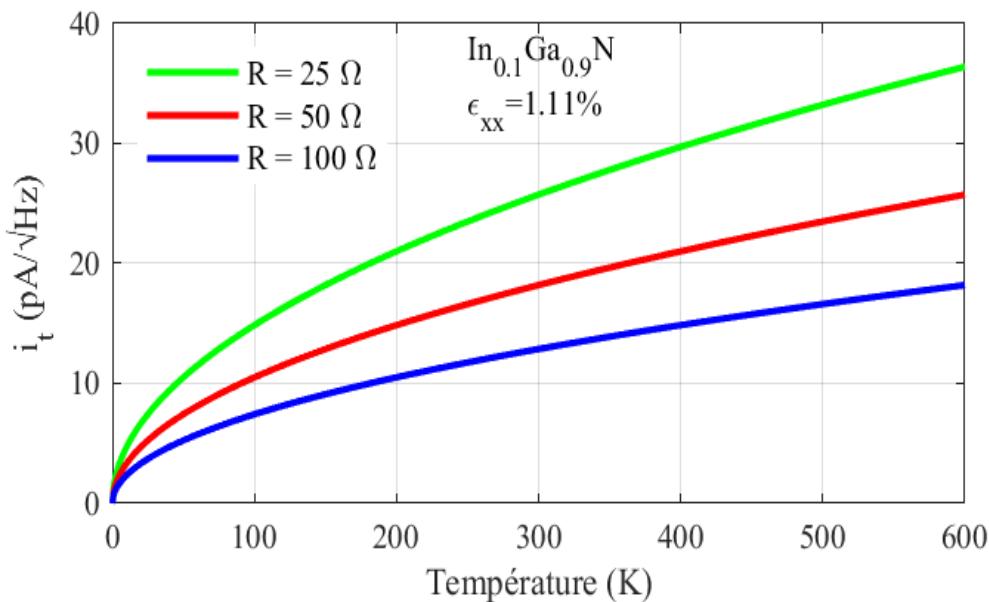


Figure 3.20: Variation du bruit thermique en fonction de T pour différentes valeurs de R

5. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons analysé l'impact des paramètres techniques sur les performances d'une photodiode. L'épaisseur de la zone active a été étudiée et il a été montré qu'un compromis était nécessaire entre une couche trop fine, qui augmente la capacité et ralentit la réponse, et une couche trop épaisse, qui retarde le transport des porteurs. Ensuite, la composition en indium a été examinée : son augmentation améliore la sensibilité en augmentant le courant généré, mais réduit la tension de sortie. Enfin, l'effet du bruit thermique a été évalué, soulignant que l'augmentation de la température et de la résistance limite le rapport signal/bruit, surtout pour les faibles signaux.

Ainsi, ce chapitre a permis de mettre en lumière la nécessité de comprendre et d'équilibrer ces paramètres pour concevoir des photodiodes plus rapides, sensibles et fiables.

CONCLUSION GÉNÉRALE

Ce travail nous a permis de mieux comprendre et d'optimiser le comportement d'une photodiode à base d'InGaN/GaN destinée à la détection UV. Il s'est construit en trois étapes essentielles.

Dans un premier temps, nous avons posé les bases théoriques nécessaires à la compréhension des interactions lumière-matière, et des propriétés fondamentales des semi-conducteurs. Cela a permis de cerner le rôle central des matériaux III-V et des structures PN dans la conception de dispositifs optoélectroniques performants.

Dans un second temps, nous nous sommes intéressés aux effets de la composition en indium et de la température sur les propriétés structurales et optiques de l'InGaN. Nous avons notamment observé qu'une augmentation de la teneur en indium x entraîne une déformation cristalline plus importante (de 1,11 % à 2,23 % entre $x=0,1$ et $x=0,2$) et une réduction de la bande interdite, ce qui permet une extension de l'absorption vers les grandes longueurs d'onde. Cette capacité à moduler la bande interdite en fonction de la composition et de la température est l'une des propriétés clés du matériau InGaN. Elle ouvre la voie à la conception de capteurs optiques spécifiques, capables de s'adapter à différentes plages spectrales, notamment pour des applications de détection dans l'ultraviolet le visible et même l'infrarouge. Ainsi, le InGaN offre des possibilités uniques pour concevoir des dispositifs optoélectroniques performants et sur mesure.

Enfin, dans le troisième chapitre, des simulations ont permis d'analyser finement l'impact des différents paramètres géométriques des matériaux sur les performances de la photodiode. Il en ressort que le choix de l'épaisseur de la zone active est un compromis délicat : Pour une surface d'absorption de $50\mu\text{m}^2$, lorsque l'épaisseur W est de $0,1 \mu\text{m}$ la fréquence de coupure atteint 68 GHz, mais l'effet capacitif devient pénalisant. À l'inverse, une épaisseur de $W=0,5 \mu\text{m}$ permet de réduire cet effet et d'atteindre une fréquence de 48 GHz, tout en conservant un temps de transit acceptable. Pour une même surface de $50\mu\text{m}^2$ avec une épaisseur $W=0,5 \mu\text{m}$, la sensibilité de la photodiode augmente de 0.27A/W à 0.32 A/W pour une teneur en indium passant de 10% à 20% tout comme la densité de courant photo-généré qui évolue de 25 mA/cm^2 à 28 mA/cm^2 . La fréquence de coupure suit également cette tendance, s'élevant d'environ 48 GHz à 51 GHz traduisant une amélioration du temps de réponse du dispositif. Cependant, un point d'équilibre pertinent a été identifié : la composition $x=0.1$ représente un excellent compromis entre faible déformation, absorption efficace dans l'UV, fréquence élevée, effet capacitif moins important et

sensibilité satisfaisante, tout en évitant la transparence dans le bleu visible (Pour $x=0.2$ le matériau est transparent aux longueurs d'ondes du visible le bleu). Ce choix stratégique permet ainsi de répondre efficacement aux exigences d'un capteur UV performant, rapide et stable.

Dans ce contexte, la comparaison avec une photodiode de référence InGaN(p)/GaN(i)/GaN(n) a mis en évidence la meilleure sensibilité et l'élargissement de la bande spectrale de notre conception, résultant d'un choix optimisé d'épaisseur et de matériaux pour la région active. Ainsi ce travail nous a permis de mieux comprendre comment la structure et les propriétés optiques et électroniques influencent les performances d'une photodiode InGaN/GaN et d'identifier également les meilleures conditions de fonctionnement pour améliorer les capteurs optiques utilisés dans l'ultraviolet.

L'intégration de boîtes quantiques dans la zone active constitue une piste prometteuse pour améliorer certaines performances clés de la photodiode, comme la sensibilité, la sélectivité spectrale ou la réduction du bruit, offrant ainsi un potentiel intéressant pour le développement de capteurs UV plus efficaces et adaptés à des applications avancées.

ANNEXES

Tableau récapitulatif des paramètres physiques et constante utilisés

Paramètres	GaN	InN	Références
C ₁₃ ; C ₃₃ ; C ₃₁ (GPA)	106 ; 398 ; 405	121 ; 182 ; 224	[8]
e ₃₁ ; e ₃₃ (C/ m ²)	-0.49 ; 0.73	-0.57 ; 0.97	[8]
A	9.31	13.55	[26]
B	3.03	2.05	[26]
Permittivité relative ε _r	8.9	15.3	[26]
Vitesse de saturation (x10 ⁷ cm/s)	1.4	2.5	[27]
Mobilités des Electrons (μ _{min} / μ _{max})(cm ² /V.s)	295 ; 1460.7	774 ; 3138.4	[28]
Mobilités des Trous (μ _{min} / μ _{max}) (cm ² /V.s)	3 ; 170	3 ; 340	[29]
β ₁	-1.02	-6.39	[28]
β ₂	-3.84	-1.81	[28]
β ₃	3.02	8.05	[28]
β ₄	0.81	-0.94	[28]
γ	0.66	0.68	[28]
Masses effectives des électrons m _e *	0.2	0.12	[8]
Masses effectives des trous lourds m _h *	1.0	0.17	[8]
Densités d'états N _c (10 ¹⁸ cm ⁻³)	2.3	0.9	[30]
Densités d'états N _v (10 ¹⁹ cm ⁻³)	1.8	5.3	[30]
Paramètre de bowing	C=1,43		[12]

**Tableau des valeurs des coefficients d'absorptions du Silicium Si et du germanium Ge:
Références [31 ,32]**

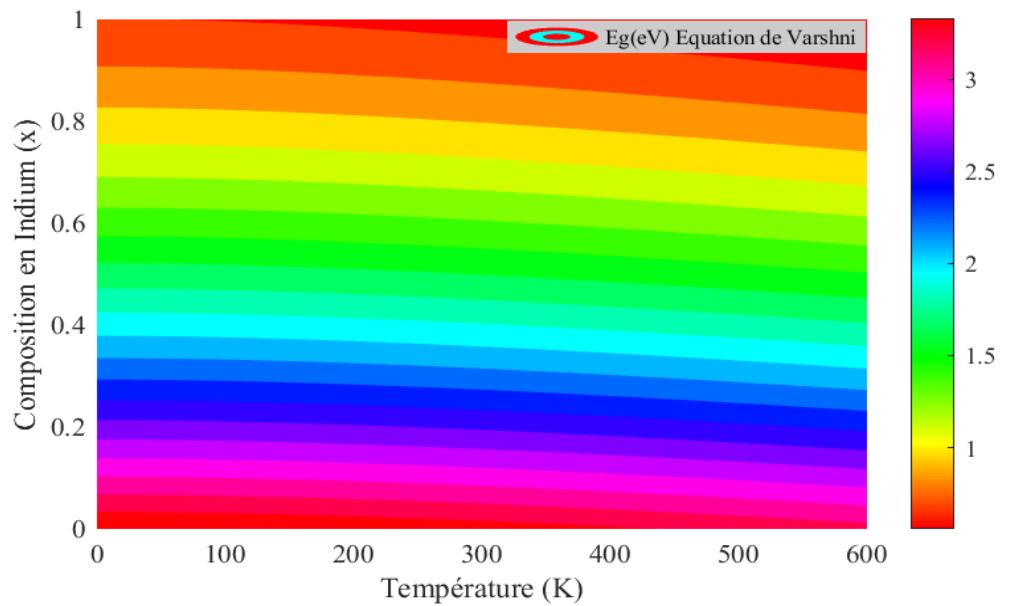
Longueurs d'ondes	Coefficients absorption Ge
200 nm	1.7046e+6 cm ⁻¹
300 nm	1.5520e+6 cm ⁻¹
400nm	6.8397e+5 cm ⁻¹
500nm	5.9147e+5 cm ⁻¹
600nm	2.7257e+5 cm ⁻¹
700nm	75697 cm ⁻¹
800nm	42618 cm ⁻¹
900nm	29332 cm ⁻¹
1000nm	21560 cm ⁻¹
1100nm	16014 cm ⁻¹
1200nm	11271 cm ⁻¹
1300nm	8502.2 cm ⁻¹
1400nm	6345.8 cm ⁻¹
1500nm	4693.1 cm ⁻¹
1600nm	183.51 cm ⁻¹
1700nm	43.057 cm ⁻¹
1800nm	9.2277 cm ⁻¹
1900nm	1.7325 cm ⁻¹
Longueurs d'ondes	Coefficients absorption InGaAs(x=0.48)
250 nm	1.3876e+6 cm ⁻¹
300 nm	9.7738e+5 cm ⁻¹
400nm	5.5488e+5 cm ⁻¹
500nm	3.0457e+5 cm ⁻¹
600nm	1.2423e+5 cm ⁻¹
700nm	74894 cm ⁻¹
800nm	43256 cm ⁻¹
900nm	25190 cm ⁻¹

Longueurs d'ondes	Coefficients absorption Ge
200 nm	1.7046e+6 cm ⁻¹
300 nm	1.5520e+6 cm ⁻¹
400nm	6.8397e+5 cm ⁻¹
500nm	5.9147e+5 cm ⁻¹
600nm	2.7257e+5 cm ⁻¹
700nm	75697 cm ⁻¹
800nm	42618 cm ⁻¹
900nm	29332 cm ⁻¹
1000nm	21560 cm ⁻¹
1100nm	16014 cm ⁻¹
1200nm	11271 cm ⁻¹
1300nm	8502.2 cm ⁻¹
1400nm	6345.8 cm ⁻¹
1500nm	4693.1 cm ⁻¹
1600nm	183.51 cm ⁻¹
1700nm	43.057 cm ⁻¹
1800nm	9.2277 cm ⁻¹
1900nm	1.7325 cm ⁻¹
Longueurs d'ondes	Coefficients absorption InGaAs(x=0.48)
250 nm	1.3876e+6 cm ⁻¹
300 nm	9.7738e+5 cm ⁻¹
400nm	5.5488e+5 cm ⁻¹
500nm	3.0457e+5 cm ⁻¹
600nm	1.2423e+5 cm ⁻¹
700nm	74894 cm ⁻¹
800nm	43256 cm ⁻¹
900nm	25190 cm ⁻¹
1000nm	17125 cm ⁻¹
1100nm	14756 cm ⁻¹

1000nm	17125 cm ⁻¹
1100nm	14756 cm ⁻¹
1200nm	11806 cm ⁻¹
1300nm	10327 cm ⁻¹
1400nm	8993.2 cm ⁻¹
1500nm	7300.0 cm ⁻¹
1600nm	4612.1 cm ⁻¹
1700nm	1444.1 cm ⁻¹
1800nm	1070.7 cm ⁻¹
1900nm	959.99 cm ⁻¹
2000nm	865.06 cm ⁻¹

1200nm	11806 cm^{-1}
1300nm	10327 cm^{-1}
Longueurs d'ondes	Coefficients absorption Si
250 nm	$1.8040\text{e+}6 \text{ cm}^{-1}$
300 nm	$1.7970\text{e+}6 \text{ cm}^{-1}$
400nm	$1.0250\text{e+}5 \text{ cm}^{-1}$
500nm	12200 cm^{-1}
600nm	3879.0 cm^{-1}
700nm	1907.0 cm^{-1}
Longueurs d'ondes	Coefficients absorption Si
800nm	827.10 cm^{-1}
900nm	294.50 cm^{-1}
1000nm	61.600 cm^{-1}
1100nm	3.4520 cm^{-1}
1200nm	0.014560 cm^{-1}
1300nm	$0.000026320 \text{ cm}^{-1}$

Longueurs d'ondes	Coefficients absorption Si
250 nm	$1.8040\text{e+}6 \text{ cm}^{-1}$
300 nm	$1.7970\text{e+}6 \text{ cm}^{-1}$
400nm	$1.0250\text{e+}5 \text{ cm}^{-1}$
500nm	12200 cm^{-1}
600nm	3879.0 cm^{-1}
700nm	1907.0 cm^{-1}
Longueurs d'ondes	Coefficients absorption Si
800nm	827.10 cm^{-1}
900nm	294.50 cm^{-1}
1000nm	61.600 cm^{-1}
1100nm	3.4520 cm^{-1}
1200nm	0.014560 cm^{-1}
1300nm	$0.000026320 \text{ cm}^{-1}$



Courbe ISO 2D de l'énergie de bande interdite Eg de l'alliage InGaN

- La vitesse de saturation des porteurs de charges dans la zone active dépend de la mobilité par cette relation :

$$v_{sat} \approx \mu E$$

avec μ la mobilité et E le champ électrique critique ; $v_{sat}(\text{InN})$ et $v_{sat}(\text{GaN})$ sont calculés à partir de cette équation .

Ainsi la vitesse de saturation des porteurs de charges du matériau InGaN de la zone active se détermine donc par interpolation linéaire :

$$v_{sat}(\text{In}_x\text{Ga}_{(1-x)}\text{N}) = v_{sat}(\text{InN})x + v_{sat}(\text{GaN})(1 - x)$$

- La densité de courant de saturation J_s est déterminée par cette expression :

$$J_s = A \cdot T^2 \cdot e^{\left(-E_g/kT\right)}$$

Où : A est la constante de constante de Richardson (A/cm²·K²)

- m_0 est la masse de l'électron libre , c'est une constante physique égale à $9,1 \cdot 10^{-31}$ kg.
- $\mu = \frac{q\tau}{m^*}$ est la formule de la mobilité des porteurs de charge avec τ le temps de relaxation ou temps moyen pendant lequel le porteur de charge (électron ou trou) peut se déplacer sans subir de collision avec les défauts, phonons ou impuretés dans le cristal.

RÉFÉRENCES

- [1] Kartable. *Les spectres lumineux*. Cours de Physique-Chimie, niveau Seconde
- [2] Chovet, A., & Masson, P. *Cours de Physique des Semi-conducteurs*. École Polytechnique, Université de Marseille.
- [3] Madrangeas, V. (s.d.). *Jonction P-N*. Université de Limoges
- [4] F. Gatt : "Etude ab initio des propriétés structurales, électroniques, élastiques et optique des Composés III-V". Mémoire Master, Université Med Khider Biskra, 2013-2014.
- [5] Alamy. (2024). *Periodic Table of the Elements* (Image ID: 3DJNAR8). Disponible sur <https://www.alamy.com/periodic-table-of-the-elements-image64929049.html>
- [6] Université Saad Dahlab Blida. *Cours de Matériaux – Filière Microélectronique, Master 1* [Support de cours]. Module : Matériaux semi-conducteurs.

- [7] Agnès Messanvi. *Composants photoniques à base de fils de nitrures d'élément III : du fil unique aux assemblées*. Matériaux. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT: 2015GREAY062. Tel-01311168
- [8] Institut Ioffe. *Semiconductors – Paramètres de base*. NSM Archive. Consulté le 15 Avril 2025, sur <https://www.ioffe.ru/SVA/NSM/Semicond/GaN/basic.html>
- [9] ATLAS User's Manual, Device Simulation Software, Version 5.20.2. R, SILVACO International, Santa Clara, CA, 2016.
- [10] M. E. Levinshtein, S. L. Rumyantsev, M. S. Shur, *Properties of Advanced Semiconductor Materials*. Wiley, Chichester, UK 2001, pp. 1.
- [11] Farahmand M, Garetto C, Bellotti E, Brennan K F, Goano M, Ghillino E, Ghione G, Albrecht JD and Ruden P 2001 Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride Wurtzite phase materials system: Binaries and Ternaries IEEE. Trans. Electron Devices 48 535–42
- [12] Saidani Okba. (2023). *Propriétés électriques des photodiodes ultra-rapides à base de nitrures d'éléments III-V* (Thèse de doctorat, spécialité Microélectronique et micro-systèmes embarqués, Doctorat LMD en électronique, 08 juin 2023).
- [13] Cédric Lacam. *Épitaxie sélective en phase vapeur aux organométalliques pour la modulation de la longueur d'onde de multipuits quantiques InGaN/GaN*. Matière Condensée [cond-mat]. Université Grenoble Alpes, 2022. Français. NNT: 2022GRALY021. Tel-03885939
- [14] Nakamura, S., Mukai, T., & Senoh, M. (1991). *High-brightness InGaN blue, green and yellow light-emitting diodes with quantum well structures*. Japanese Journal of Applied Physics, 30(12A), L1998–L2001.
- [15] Y.P. Varshni. *Temperature dependence of the energy gap in semiconductors*. Physica, Volume 34, Issue 1, 1967, Pages 149–154.
- [16] Junqiao Wu. *When group-III nitrides go infrared: New properties and perspectives*. Applied Physics Reviews—Focused Review. Journal of Applied Physics, 106(1), 011101 (2009). DOI: 10.1063/1.3155798.
- [17] Gabriel Tourbot. *Croissance par épitaxie par jets moléculaires et détermination des propriétés structurelles et optiques de nanofils InGaN/GaN*. Autre [cond-mat.other]. Université de Grenoble, 2012. Français. NNT: 2012GRENY026. tel-00745125
- [18] Keller, S., Li, H., Laurent, M., Hu, Y.-L., Pfaff, N., Lu, J., Brown, D. F., Fichtenbaum, N. A., Speck, J. S., DenBaars, S. P., & Mishra, U. K. (2014). *Recent progress in metal-organic*

- chemical vapor deposition of N-polar group-III nitrides.* Semiconductor Science and Technology, 29(11), 113001. DOI: [10.1088/0268-1242/29/11/113001](https://doi.org/10.1088/0268-1242/29/11/113001)
- [19] Bernardini, F. Fiorentini, V., & Vanderbilt, D. (1997). *Spontaneous polarization and piezoelectric constants of III-V nitrides.* Physical Review B, 56(16), R10024–R10027.
 - [20] Belmiloud, N. (2008, 11 juin). *Modélisation Schrödinger-Poisson de la polarisation piézo-électrique et spontanée dans les nanostructures de GaN/AlGaN et GaN/InGaN* (Mémoire de Magister, spécialité Physique, option Micro-Opto-Électronique). Université d'Oran, Faculté des Sciences, Département de Physique.
 - [21] Indium : élément chimique rare et précieux - olliewood.fr, <https://olliewood.fr/indium-quest-ce-que-cest-structure-proprietes-utilisations-risques/> (accessed Apr. 28, 2025).
 - [22] De nouvelles électrodes transparentes à faible coût pour l,
<https://cordis.europa.eu/article/id/233264-new-lowcost-transparent-electrodes-for-optoelectronics/fr> (accessed Apr. 28, 2025).
 - [23] El Besseghi, M. (2015). *Nanophotodiodes pour interconnexions optiques ultra-compactes et ultra-rapides* [Thèse de doctorat, Université de Blida 1]. Université Saad Dahlab de Blida.
 - [24] Coillot, C. (2013). *Transparent cours Bruits.* Laboratoire de Physique des Plasmas(LPP).
 - [25] Zebentout, A. D. B. (2012). *Contribution à l'étude de photorécepteurs rapides : cas du photodétecteur métal-semiconducteur-métal sur matériau III-V* [Thèse de doctorat, Université Djillali Liabès de Sidi Bel Abbès].
 - [26] Silvaco Data Systems, Inc. (2009). *Atlas User Manual, Version 5.15.31.C.* Silvaco International.
 - [27]] Quay, M. (2006). *Modélisation des propriétés de transport dans les matériaux semi-conducteurs III-V.* Thèse de doctorat, Université technique de Vienne. Disponible en ligne : <https://www.iue.tuwien.ac.at/phd/quay/node39.html>
 - [28] M. Farahmand *et al.*, "Monte Carlo simulation of electron transport in the III-nitride wurtzite phase materials system: binaries and ternaries," in *IEEE Transactions on Electron Devices*, vol. 48, no. 3, pp. 535-542, March 2001, doi: 10.1109/16.906448. keywords: {Monte Carlo methods},
 - [29] Laxmi, N., Routray, S., & Pradhan, K. P. (2020). *III-Nitride/Si Tandem Solar Cell for High Spectral Response: Key Attributes of Auto-tunneling Mechanisms.* Silicon, 12(10), 2455–2463.

- [30] Mesrane, A., Rahmoune, F., Mahrane, A., & Oulebsir, A. (2015). *Design and Simulation of InGaN p-n Junction Solar Cell*. International Journal of Photoenergy, 2015, Article ID 594858, 9 pages.
- [31] Schinke, C., Peest, P. C., Schmidt, J., Brendel, R., Bothe, K., Vogt, M., Kröger, I., Winter, S., Schirmacher, A., Lim, S., Ree, H. S., & Bakr, M. S. A. (2015). Uncertainty analysis for the coefficient of band-to-band absorption of crystalline silicon. *AIP Advances*, 5(6), 067168. <https://doi.org/10.1063/1.4923379>. Données extraites de : Refractiveindex.info (<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Si&page=Schinke>)
- [32] Nunley, T. N., & Kim, K. H. (2016). Dielectric function and optical constants of germanium from 0.05 to 6.6 eV. *Journal of Applied Physics*, 119(9), 095703. <https://doi.org/10.1063/1.4943167>. Données extraites de : Refractiveindex.info (<https://refractiveindex.info/?shelf=main&book=Ge&page=Nunley>)
- [33] Walukiewicz, W. (2004). *Narrow band gap group III-nitride alloys*. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 20(3-4), 300–307.
- [34] Elbar, M., Alshehri, B., Tobbeche, S., & Dogheche, E. (2018). *Design and Simulation of InGaN/GaN p-i-n Photodiodes*. *physica status solidi (a)*, 215(9), 1700521. <https://doi.org/10.1002/pssa.201700521>