

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur
et de la Recherche Scientifique
Université Hassiba Benbouali Chlef



Faculté des Sciences et Sciences de l'Ingénieur

Département d'électronique

Spécialité : *Electronique*

Option : *Nanotechnologie*

Mémoire de Magister

Intitulé

"Modélisation et optimisation des lasers à puits
quantiques à base de nitrures et de matériaux II- VI
utilisant des hétérostructures de l'ordre
de l'Angstrom "

Présenté par : *SELMANE Djamel*

Le : 26/04/2009

Devant le jury composé de :

Dr A. Ali Benamara	M.C.A	U.H.B.Chlef	Président
Dr S. Kouadri Moustefai	M.C.A	U.H.B.Chlef	Examineur
Mr B. Benichou	M.C.B	U.H.B.Chlef	Examineur
Dr Y. Bourezig	Professeur	U.D.L.Sidi Bel Abbès	Rapporteur
Dr B. Bouabdallah	M.C.A	U.D.L.Sidi Bel Abbès	Co-Rapporteur

REMERCIEMENTS

Nous tenons à remercier en premier lieu الله le tout puissant de nous avoir donné le courage, la force et la volonté.

Je remercie vivement tout ce qui de près ou de loin, m'ont aidé à accomplir ce modeste travail, en particulier :

M^{er} A. ALI BENAMARA, d'avoir bien voulu présider le jury de mémoire. C'est pour moi un grand honneur.

M^{elle} S.KOUADRI et **M^{er} B.BENICHOU**, pour l'intérêt qu'ils ont apporté à ce travail, et pour le plaisir qu'ils m'ont fait en acceptant de participer au jury.

M^{me} Y.BOUREZIG et **M^{me} B.BOUABDALAH**, pour avoir dirigé mes travaux. Je tiens à leur exprimer toute ma gratitude pour l'attention qu'elles n'ont cessé de porter à la progression de mon travail.

Enfin, merci à mes collègues et à ma famille pour leur soutien qui n'a jamais failli. J'ai une pensée particulière pour ma mère.

SOMMAIRE

INTRODUCTION GENERALE

1

CHAPITRE I: PROPRIETES DES NITRURES D'ELEMENTS III ET DES MATERIAUX II-VI

I.1 Introduction.....	3
I.2 Caractéristiques des nitrures d'éléments III et des matériaux II-VI	3
I.2.1 Nitrures d'éléments III	4
I.2.1.1 Structure cristallographique	4
I.2.1.2 Propriétés des nitrures binaires.....	5
I.2.1.2.1 Diagramme de bandes.....	5
I.2.1.2.2 Paramètres de maille.....	7
I.2.1.2.3 Coefficients de dilatation thermique.....	7
I.2.1.2.4 Masse effective des porteurs.....	7
I.2.1.3 Propriétés des nitrures ternaires.....	8
I.2.1.3.1 Energie de bande interdite.....	8
I.2.1.3.2 Variation du gap en fonction de la température	10
I.2.1.3.3 Indice de réfraction	12
I.2.2 Matériaux II-VI.....	13
I.2.2.1 Structure cristalline.....	14
I.2.2.2 Structure de bande.....	15
I.2.2.3 Paramètres de maille et énergies de gap	15
I.2.2.4 Indice de réfraction.....	17
I.3 Propriétés optiques.....	19
I.4 Propriétés de transport électronique.....	20
I.5 Conclusion.....	21
Bibliographie.....	22

CHAPITRE II: PHYSIQUE DU LASER

II.1 Introduction.....	24
II.2 Définition.....	24
II.3 Emissions spontanée et stimulée.....	24
II.4 Le puits quantique.....	25
II.4.1. Puits quantiques de type-I.....	26
II.4.2. Puits quantiques de type-II.....	27
II.4.3. Puits quantiques de type-III.....	27
II.5 Dispositifs de puits.....	28
II.6 Effet laser.....	29
II.6.1 Le pompage optique.....	29
II.6.2 Le pompage par injection électrique.....	29
II.6.2 Le pompage électronique.....	29

II.7 Effets de taille quantique	30
II.8 Inversion de population.....	31
II.9 Energies et fonctions d'onde dans un puits quantique.....	33
II.10 Amplification optique.....	35
II.11 Effets excitoniques.....	36
II.12 Effet Wannier Stark dans un puits quantique.....	37
II.13 Les règles de sélection	38
II.14 La probabilité de transition	38
II.15 Les pertes optiques internes	39
II.16 Conclusion.....	40
Bibliographie.....	41

CHAPITRE III: TECHNOLOGIE DE FABRICATION

III.1 Introduction.....	42
III.2 Croissance des puits	42
III.2.1 Épitaxie par jets moléculaires (EJM).....	42
III.2.2 Epitaxie en phase vapeur d'organo-métallique (EPVOM).....	44
III.2.3 Pourquoi l'Epitaxie par Jet Moléculaire (EJM)?.....	45
III.3 Epitaxie des matériaux nitrures.....	45
III.3.1 Epitaxie par jets moléculaires assistée par plasma.....	45
III.3.2 Source ammoniac.....	46
III.4 Défauts dans les semiconducteurs nitrurés.....	47
III.4.1 Dislocations.....	47
III.4.2 Défauts ponctuels.....	47
III.5 Les substrats lasers pour les nitrures d'éléments III.....	48
III.5.1 Substrat GaN massif pour l'homoépitaxie.....	48
III.5.2 Substrat Saphir (Al_2O_3).....	48
III.5.3 Substrat Carbure de Silicium (SiC).	49
III.5.4 Pseudosubstrats GaN et AlN.....	49
III.6 Diagramme de croissance de GaN	49
III.7 Elaboration d'alliages ternaires.....	51
III.7.1 Principe.....	51
III.7.2 Croissance du ternaire AlGaIn.....	52
III.7.3 Difficultés spécifiques.....	52
III.7.4 Diagramme de croissance classique d' $Al_xGa_{1-x}N$ en MBE.....	53
III.7.5 Utilisation de l'indium comme surfactant.....	53
III.8 Epitaxie des matériaux II-VI.....	54
III.9 Conclusion.....	54
Bibliographie.....	55

CHAPITRE IV: PARAMETRES DE CALCUL, MODELISATION ET OPTIMISATION

IV.1 Introduction.....	57
IV.2 Pseudo niveau de Fermi	57
IV.3 Coefficients de gain optique	59
IV.4 Facteur de confinement optique.....	61
IV.5 Gain modal.....	62
IV.6 Condition de seuil laser en amplitude.....	62

IV.7 Modélisation d'un laser à puits quantiques- Résultats et discussions	63
IV.7.1 Longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits...	63
IV.7.2 Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la fraction molaire pour différentes largeurs de puits.....	65 -
IV.7.3 Variation de la longueur d'onde en fonction de la température.....	66
IV.8 Spectre du gain d'émission	70
IV.9 Gain maximal.....	71
IV.9.1 Variation du gain en fonction de la température.....	72
IV.9.2 Influence du dopage sur le gain.....	72
IV.9.2.1 Dopage de type n.....	73
IV.9.2.2 Dopage de type p.....	74
IV.10 Optimisation du facteur de confinement	75
IV.10.1 Variation du facteur de confinement optique dans les systèmes à base de matériaux III- Nitrures en fonction de la largeur de puits	76 -
IV.10.2 Variation du facteur de confinement optique en fonction de la concentration d'aluminium dans les couches de confinement.....	77 -
IV.10.3 Facteur de confinement en fonction du nombre de puits.....	78
IV.11 Gain modal en fonction de la largeur de puits et de la densité de porteurs injectés.....	79 -
IV.12 Facteur de confinement optique dans les systèmes à base de matériaux II-VI....	80
IV.12.1 Variation du facteur de confinement en fonction de la largeur de puits...	81
IV.12.2 Variation du facteur de confinement optique en fonction de la concentration de zinc dans les couches de confinement.....	82 -
IV.13 Comparaison du facteur de confinement dans une structure III- Nitrures et une structure II-VI.....	83 -
IV.14 Conclusion.....	84
Bibliographie.....	85
CONCLUSION GENERALE	86

Liste des symboles utilisés

III-N	: Les semi-conducteurs III- Nitrures.
BC	: La bande de conduction.
BV	: La bande de valence.
CBE	: Chemical beam epitaxy.
DEL	: Les diodes électroluminescentes.
DL	: Diodes lasers.
DH	: Doubles hétérostructures.
EJM ou MBE	: Molecular Beam Epitaxy.
EPVOM	: Epitaxie en phase vapeur d'organo-métallique.
HH	: Trous lourds.
GRIN-SCH	: Hétérostructure à confinement séparés à gradient d'indice.
GSMBE	: Gas source molecular beam epitaxy.
Laser	: Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.
LH	: Trous légers.
MQW	: Multi puits quantiques.
MOCVD	: Dépôt chimique en phase vapeur d'organo- métallique.
MOMBE	: Metal organic molecular beam epitaxy.
MESFET, MISFET, JFET	: Transistors à effet de champ.
mc	: Monocouche.
RF	: Radiofréquence.
RHEED	: Diffraction des électrons de haute énergie en incidence rasante.
SQW	: Puits quantique unique.
SCH	: Hétérostructure à confinement séparé.
SEO	: Single efficace oscillator.
UV	: Ultra-Violet.

Listes des Figures

Chapitr	N°	Titre	page
I	1	Energie de bande interdite et paramètre de maille de divers semi-conducteurs.	3
I	2	Structure wurtzite des semi-conducteurs III- nitrures.	4
I	3	Structure blende de zinc des semi-conducteurs III- nitrures.	5
I	4	Structure de bandes du GaN, AlN, InN.	6
I	5	Variation de l'énergie de la bande Interdite en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}N$.	9
I	6	Variation de l'énergie de la bande Interdite en fonction de la fraction molaire de l'Indium dans $In_xGa_{1-x}N$.	9
I	7	Influence de la température sur la variation de l'énergie de bande Interdite en fonction de la fraction molaire de l' Aluminium .	11
I	8	Influence de la température sur la Variation de l'énergie de bande interdite en fonction de la fraction molaire de l' Indium .	11
I	9	Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}N$.	12
I	10	Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de L'Indium dans $In_xGa_{1-x}N$.	13
I	11	Maille blende de zinc du CdTe.	14
I	12	Structure de bande au centre de zone de Brillouin (matériaux II-VI).	15
I	13	Variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de Zinc dans $Zn_xCd_{1-x}Te$.	16
I	14	Variation de l'énergie de la bande Interdite en fonction de la fraction molaire de Magnésium dans $Mg_xCd_{1-x}Te$.	16
I	15	Variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de Manganèse dans $Mn_xCd_{1-x}Te$.	17
I	16	Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de Cadmium dans $Zn_{1-x}Cd_xSe$ pour différentes énergies d'émission.	18
I	17	Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de Cadmium dans $Zn_{1-x}Cd_xTe$ pour différentes énergies d'émission.	19
I	18	Mobilité de Hall en fonction de la concentration en électrons à 300K pour un certain nombre d'échantillons réalisés par MOVPE et MBE.	21
II	1	Illustration des trois mécanismes d'interaction du photon avec un système à deux niveaux.	25
II	2	Schéma d'une structure de puits quantique selon la nature de la discontinuité de la bande interdite à l'interface puits-barrière.	26
II	3	Profil de puits quantique de type I et discrétisation des niveaux d'énergie des électrons (e), des trous lourds (hh) et légers (lh).	26
II	4	Profil de puits quantique de type II.	27
II	5	Profil de puits quantique de type III.	27
II	6	Dispositifs de puits.	28

II	7	Influence de la densité d'état sur l'inversion de population d'un puits Quantique.	32
II	8	Structure des bandes dans un puits quantique.	34
II	9	Structure des bandes dans un puits quantique sous l'effet d'un champ F .	37
III	1	Machine de Épitaxie par jets moléculaires.	44
III	2	Schéma de la croissance par EJM sous plasma d'azote.	46
III	3	Régimes de croissance de GaN pour un flux d'azote de 0.28 monocouche (mc) par seconde.	50
III	4	Principe d'élaboration d'alliages ternaires.	51
III	5	Diagramme de croissance d' $Al_xGa_{1-x}N$ ($T_{\text{substrat}} = 730^\circ\text{C}$).	53
IV	1	Gap effectif d'une structure a puits quantique.	58
IV	2	Configuration de pompage d'une double hétérostructure et profil d'intensité de son mode guidé.	61
IV	3	Gap effectif d'une structure a puits quantique.	64
IV	4	Variation de la Longueur d'onde d'émission du GaN en fonction de la largeur du puits (L_z).	65
IV	5	Variation de la Longueur d'onde d'émission en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}N$ pour différentes largeur de puits.	65
IV	6	Variation de la Longueur d'onde d'émission en fonction de la fraction molaire de l'Indium dans $In_xGa_{1-x}N$ pour différentes largeur de puits.	66
IV	7	Influence de la température sur la longueur d'onde en fonction de la fraction molaire dans $Al_xGa_{1-x}N$.	68
IV	8	Influence de la température sur la longueur d'onde en fonction de la fraction molaire dans $In_xGa_{1-x}N$.	69
IV	9	Spectre du gain optique dans GaN .	70
IV	10	Gain maximal en fonction de la densité porteurs dans GaN .	71
IV	11	Influence de la température sur le gain max dans le GaN.	72
IV	12	Gain maximal en fonction de la densité de porteurs dans GaN.	73
IV	13	Comparaison du gain maximal entre le GaN dopé N ou P, $L_z = 60 \text{ \AA}$.	74
IV	14	Variation du facteur de confinement optique en fonction de l'énergie d'émission de la structure laser à puits quantique ($GaN / Ga_{0.8}Al_{0.2}N$) pour différentes largeurs de puits.	76

IV	15	Variation du facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits de la structure laser à puits quantique (GaN/Ga _{1-x} Al _x N) pour différentes concentrations d'Aluminium dans les couches de confinement.	77
IV	16	Facteur de confinement optique en fonction du nombre de puits dans le système $In_xGa_{1-x}N / Al_{0,2}Ga_{0,8}N$	79
IV	17	Gain modal en fonction de la largeur du puits pour différentes densités de porteurs.	80
IV	18	Variation du facteur de confinement en fonction de l'énergie d'émission de la structure laser à puits quantique (CdTe/Cd _{1-x} Zn _x Te) pour différentes largeurs de puits.	81
IV	19	Variation du facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits de la structure laser à puits quantique (CdTe/Cd _{1-x} Zn _x Te) pour différentes concentrations de Zinc dans les couches de confinement.	82

Listes des tableaux

Chapitre	N°	Titre	page
I	1	Paramètres de maille à 300 K en phase hexagonale.	7
I	2	Coefficients de dilatation thermique des III-Nitrures en phase hexagonale.	7
I	3	Masses effectives des électrons et des trous lourds.	8
I	4	Energies de gap à 0 K des III-Nitrures.	8
I	5	Coefficients de Varshni des III-Nitrures en phase hexagonale.	10
I	6	Indices de réfraction des III-Nitrures en phase hexagonale.	12
I	7	Paramètres de maille et énergies de gap de quelques éléments binaires de la classe II-VI.	15
I	8	Les paramètres F_0, E_0, f_g et E_g de l'alliage $Cd_xZn_{1-x}Se$.	17
I	9	Relevé des indices de réfraction.	18
I	10	Les paramètres F_0, E_0, f_g et E_g pour l'alliage $Cd_xZn_{1-x}Te$.	18
I	11	Relevé des indices de réfraction.	19
IV	1	Relevé des caractéristiques d'émission du GaN pour $L_z=60 \text{ \AA}$ en fonction du dopage, à une concentration de porteurs de l'ordre de $3.10^{19} \text{ cm}^{-3}$	74
IV	2	Relevé des facteurs de confinement optique correspondants aux pics d'émission pour différentes largeurs de puits.	76
IV	3	Relevé des facteurs de confinement optique pour largeur du puits $L_z = 100 \text{ \AA}$ de la structure laser à puits quantique (GaN/Ga _{1-x} Al _x N).	77
V	4	Relevé du facteur de confinement pour le système $In_xGa_{1-x}N / Al_{0,2}Ga_{0,8}N$ avec une largeur de puits $L_z = 60 \text{ \AA}$.	78
IV	5	Relevé des facteurs de confinement optique correspondants aux pics d'émission pour différentes largeurs de puits de la structure laser à puits quantique ($CdTe / Cd_{1-x}Zn_xTe$).	81
IV	6	Relevé facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits de la structure laser à puits quantique ($CdTe / Cd_{1-x}Zn_xTe$) pour différentes concentrations de Zinc dans les couches de confinement.	82
IV	7	Relevé du facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits dans une structure laser à puits quantique ($GaN / Ga_{0,8}Al_{0,2}N$ et $CdTe / Zn_{0,8}Cd_{0,2}Te$) $\lambda=0.34\mu\text{m}$.	83
IV	8	Relevé du facteur de confinement optique en fonction de l'énergie d'émission dans une structure laser à puits quantique ($GaN / Ga_{0,8}Al_{0,2}N$ et $CdTe / Zn_{0,8}Cd_{0,2}Te$) à largeur de puits $L_z = 80 \text{ \AA}$.	83

***INTRODUCTION
GENERALE***

Grâce à leur large bande interdite, les nitrures présentent un grand intérêt pour la réalisation de dispositifs de détection dans l'UV avec des applications dans l'analyse chimique et biologique, la détection des flammes et les communications inter satellitaires à $\lambda < 280$ nm. En particulier, les hétérostructures à base d'alliage AlGaN sont étudiées pour la réalisation de photodétecteurs UV aveugles à la lumière visible ("solar-blind").

L'utilisation des nitrures pour les photodétecteurs présente des avantages liés à la bonne stabilité chimique, la résistance aux effets des radiations et à la bonne conductivité thermique. Les aspects qui nécessitent l'amélioration sont la qualité cristalline, la mobilité des porteurs ainsi que la mise au point de procédés technologiques fiables et reproductibles pour l'élaboration des dispositifs.

Les caractéristiques des nitrures (stabilité et conductivité thermique, haute vitesse de saturation pour les électrons, large bande interdite) font des nitrures de bons candidats pour la réalisation de composants électroniques de puissance.

Différentes structures de transistors à effet de champ (MESFET, MISFET, JFET) ont été proposées et caractérisées. Dans les transistors à hétérojonction, le gaz bidimensionnel est réalisé à l'interface AlGaN/GaN.

Les composés II-VI sont aussi d'un grand intérêt dans le domaine de l'optoélectronique, leurs caractéristiques sont très intéressantes.

En revanche leur élaboration technologique n'est pas facile limitant ainsi le développement de celle-ci.

Ce travail est présenté en quatre (04) chapitres :

Le premier chapitre regroupe les propriétés fondamentales et les données physiques et optiques des matériaux III-N et II-VI à introduire dans la modélisation.

Dans le deuxième chapitre, nous avons exposé un récapitulatif sur la physique du laser et du comportement bidimensionnel à l'intérieur des puits quantiques.

L'élaboration technologique des matériaux III-N, des II-VI et de structures lasers à puits quantiques est donnée au chapitre III.

La modélisation, l'optimisation et l'exposition des différents paramètres caractéristiques des lasers à puits quantiques basés sur les III-N et sur les II-VI sont détaillées dans le chapitre IV.

Nous avons clôturé l'étude par une conclusion générale.

CHAPITRE I

PROPRIETES DES MATERIAUX III-NITRURES ET II-VI

I.1 Introduction

Malgré l'essor qu'ont connu les nitrures et les matériaux II-VI ces dix dernières années, de nombreuses voies restent à explorer dans la connaissance de leurs propriétés physiques et électriques et dans la compréhension du fonctionnement des composants.

L'objet de ce chapitre est de reporter les principaux éléments connus de la physique de ces deux classes de matériaux qui seront utiles pour notre étude. Ainsi, nous récapitulerons ici les propriétés des Nitrures et de quelques matériaux II-VI qui seront destinées à une utilisation en optoélectronique, en particulier comme lasers à puits quantiques.

Ces données seront injectées par la suite dans le modèle analytique de calcul des paramètres des puits quantiques présenté dans les chapitres suivants.

I.2 Caractéristiques des nitrures d'éléments III et des matériaux II-VI

L'énergie de bande interdite est une donnée fondamentale en optoélectronique car les matériaux à *gap* direct ont une force d'oscillateur très importante et l'émission lumineuse se fait généralement à une énergie proche de celle du *gap*. La grande majorité des semi-conducteurs a une énergie de *gap* située dans le visible ou dans le proche infrarouge. Une famille se détache dans le domaine UV lointain : les nitrures. Dans la phase wurtzite, les alliages $Al_xGa_{1-x}N$ couvrent le domaine 3.4 eV – 6.1 eV ,voir la figure I-1 , ce qui fait des nitrures des matériaux de choix pour les diodes électroluminescentes et les diodes laser émettant dans l'ultraviolet.

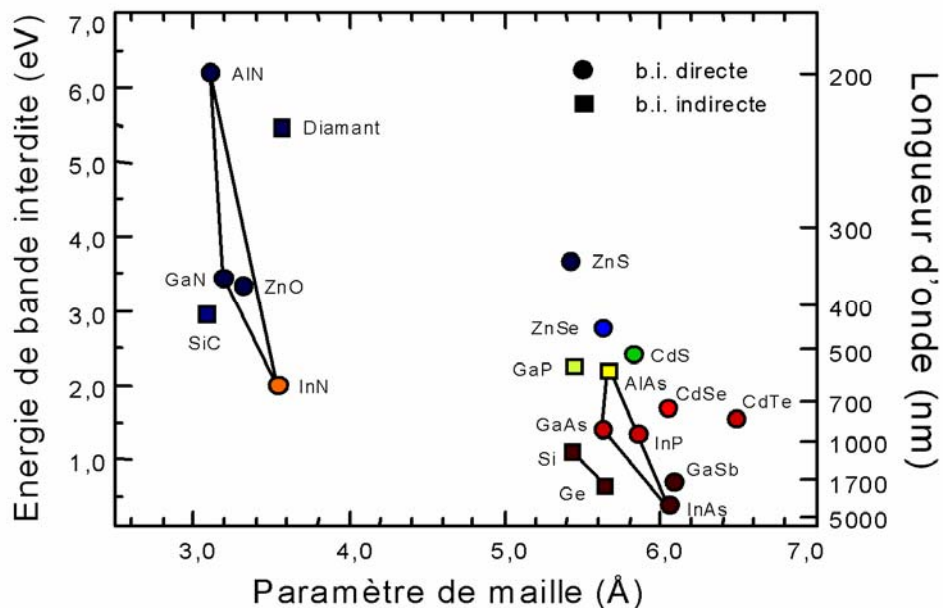


Figure I-1 Energie de bande interdite et paramètre de maille de divers semi-conducteurs [1]

I.2.1 Nitrures d'éléments III

I.2.1.1 Structure cristallographique

Les semi-conducteurs III- nitrures existent sous deux formes cristallines : la phase wurtzite (**hexagonale**) et la phase blende de zinc (**cubique**).

I.2.1.1.1 La structure wurtzite

Elle résulte d'un empilement compact AaBbAaBb selon [0001]. Elle peut être représentée par un réseau hexagonal d'atomes d'azote interpénétrant un même réseau d'atomes d'élément III. Les atomes d'azote forment un réseau hexagonal compact (voir la figure I-2).

Les atomes de Gallium (Indium ou Aluminium) occupent la moitié des sites tétraédriques disponibles. On obtient ainsi deux sous- réseaux hexagonaux compacts, un pour les atomes de Ga et l'autre pour l'azote, décalés selon l'axe c.

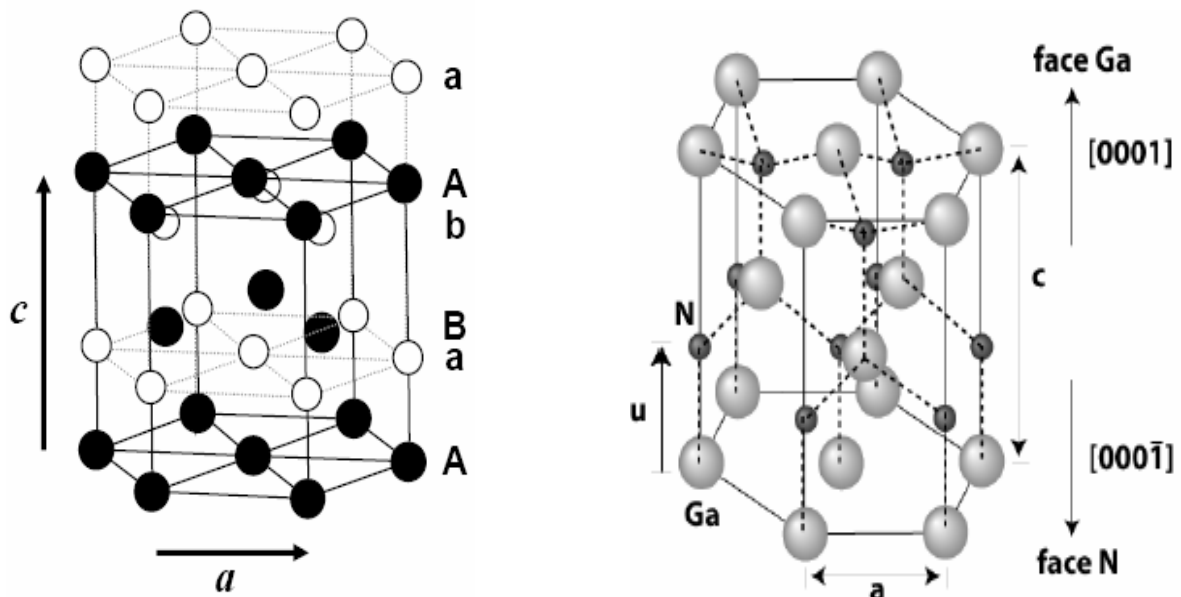


Figure I-2 : Structure wurtzite des semi-conducteurs III- nitrures.

I.2.1.1.2 La structure blende de zinc

Elle peut être considérée comme deux réseaux cubiques faces centrées occupés l'un, par les atomes d'azote, et l'autre par ceux de l'élément III. Ces deux réseaux sont décalés l'un de l'autre de $(\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$ du paramètre de maille a dans le plan. Elle peut également être vue comme un empilement compact de couches successives AaBbCcAaBcCc selon la direction [111] (Voir la figure I-3).

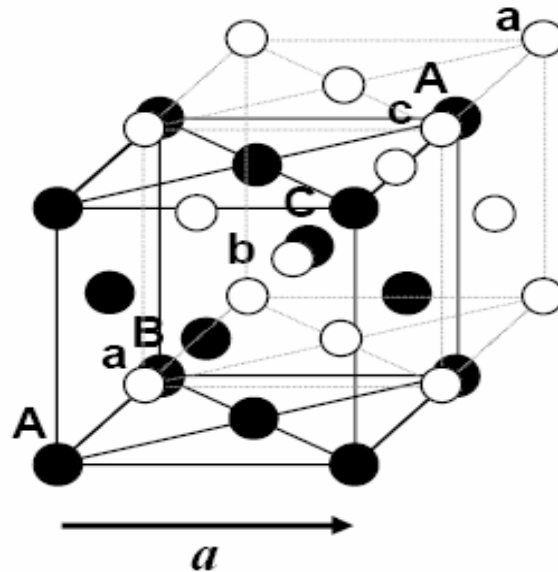


Figure I-3 : Structure blende de zinc des semi-conducteurs III- nitrures.

La phase *hexagonale* est la phase stable obtenue dans les conditions habituelles de croissance et la phase cubique peut être obtenue dans des conditions spécifiques d'épitaxie. Bien que la structure wurtzite soit plus stable d'un point de vue thermodynamique .

Dans tout ce travail, les structures lasers à puits quantiques étudiées sont en phase hexagonale.

I.2.1.2 Propriétés des nitrures binaires

I.2.1.2.1 Diagramme de bandes

Dans la phase hexagonale (La structure wurtzite), les semi-conducteurs AlN, GaN et InN sont à gap direct (voir la figure I-4). Le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont tous les deux situés au centre de la zone de Brillouin.

Au voisinage de ce point, la bande de conduction est unique alors que la bande de valence se subdivise en trois bandes nommées HH, LH et CH Cette séparation est due à deux facteurs :

- ✓ **le champ cristallin** (bande CH).
- ✓ l'interaction **spin-orbite** (bande des trous lourds HH et bande des trous légers LH).

A ces trois bandes correspondent trois types de trous qui peuvent interagir avec les électrons de la bande de conduction pour former des excitons.

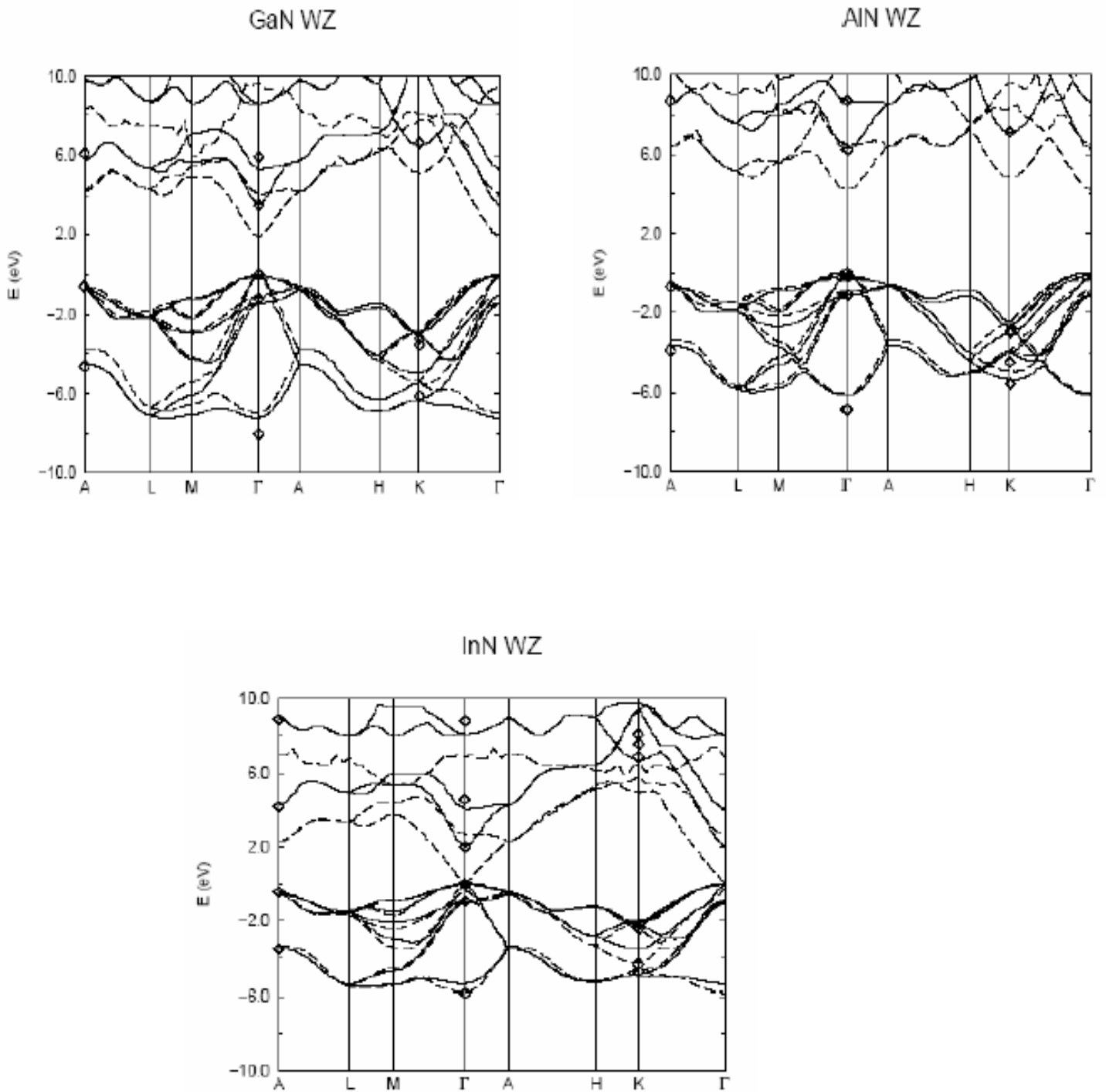


Figure I-4: Structure de bandes du GaN, AlN, InN [1].

Le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont tous les deux situés au centre de la zone de Brillouin

I.2.1.2.2 Paramètres de maille

Le paramètre c/a est important car il représente une mesure de la séparation relative des deux réseaux hexagonaux qui s'interpénètrent pour former la structure wurtzite. La structure est idéale quand elle est composée de tétraèdres réguliers, ce qui est le cas lorsque $c/a = 3/8$ [2].

Tableau I-1 : Paramètres de maille à 300 K en phase hexagonale [3].

Paramètre	AlN	GaN	InN
A (Å)	3.112	3.189	3.545
C (Å)	4.982	5.185	5.703
c/a	1.601	1.626	1.608
u/c	0.382	0.377	0.375

I.2.1.2.3 Coefficients de dilatation thermique

Tout matériau soumis à un changement de température se déforme : c'est le phénomène de la dilatation thermique. Il convient d'en tenir compte lorsque l'on étudie les propriétés des semi-conducteurs à des températures différentes mais également lors de la croissance du matériau car celle-ci se fait à haute température.

Ainsi, une couche hétéroépitaxiée complètement relaxée à la température de croissance peut être contrainte à la température ambiante.

Les coefficients de dilatation thermique permettent d'évaluer la déformation de la maille cristalline en fonction de la variation de température.

Tableau I-2 : Coefficients de dilatation thermique des III-nitrures en phase hexagonale [4].

	GaN	AlN	InN
$\Delta a/a (10^{-6} K^{-2})$	5.59	4.2	4
$\Delta c/c (10^{-6} K^{-2})$	3.17	5.3	3

I.2.1.2.4 Masse effective des porteurs

Dans une structure laser à puits quantiques, le seuil d'émission laser est d'autant plus élevé que la masse effective des porteurs est grande. En effet, pour atteindre ce seuil, il faut obtenir une inversion de population et plus la densité d'états à inverser est grande, plus

l'énergie de pompe nécessaire à l'inversion est élevée. Or la masse effective est inversement proportionnelle à la courbure d'une bande qui est elle-même, pour un puits quantique, proportionnelle à la densité d'états.

Donc plus la masse effective des porteurs est élevée, plus le seuil laser est également élevé [5].

Tableau I-3 : Masses effectives des électrons [3] et des trous lourds [6].

	GaN	AlN	InN
m_{e}^{*}/m_0	0.2	0.3	0.07
m_{hh}^{*}/m_0	0.61-1	1.14	1.63

I.2.1.3 Propriétés des nitrures ternaires

I.2.1.3.1 Energie de bande interdite

La variation de l'énergie de bande interdite de l'alliage en fonction de la composition n'est pas linéaire mais quadratique.

$$E_g^{(A_x B_{1-x} C)} = xE_g^{AC} + (1-x)E_g^{BC} - x(1-x)b \quad \text{I.1}$$

Avec :

x : Fraction molaire

b : Coefficient de non linéarité (bowing parameter), ou paramètre de courbure

b=1 eV pour AlGaN **b=3 eV** pour InGaN [6]

Tableau I-4 : Energies de gap à 0 K des III-nitrures [3].

	GaN	AlN	InN
Eg (0 K) (eV)	3.510	6.25	0.78

Ce qui donne pour une ternaire $Al_x Ga_{1-x} N$ en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium :

$$E_g (Al_x Ga_{1-x} N) = x^2 + 1.47x + 3.51 \quad \text{I.2}$$

x : Fraction molaire de l'Aluminium

L'énergie de bande interdite varie en fonction de la composition des matériaux comme l'illustrent les figures I-5 et I-6.

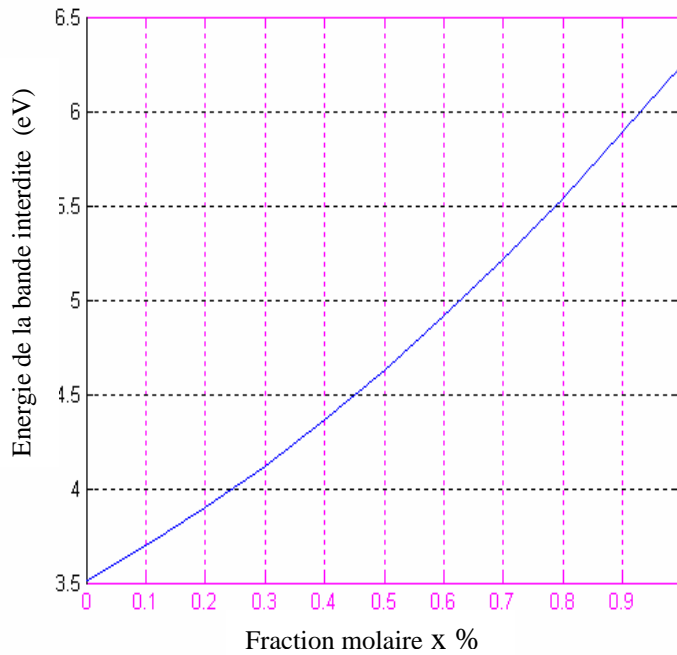


Figure I-5 : Variation de l'énergie de la bande Interdite en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}N$.

La figure I-5 montre que l'énergie de la bande interdite augmente avec l'augmentation de la fraction molaire de l'Aluminium.

Et pour une ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire de l'Indium :

$$E_g(In_xGa_{1-x}N) = 3x^2 - 5.73x + 3.51 \tag{I.3}$$

x : Fonction de la fraction molaire de l'Indium .

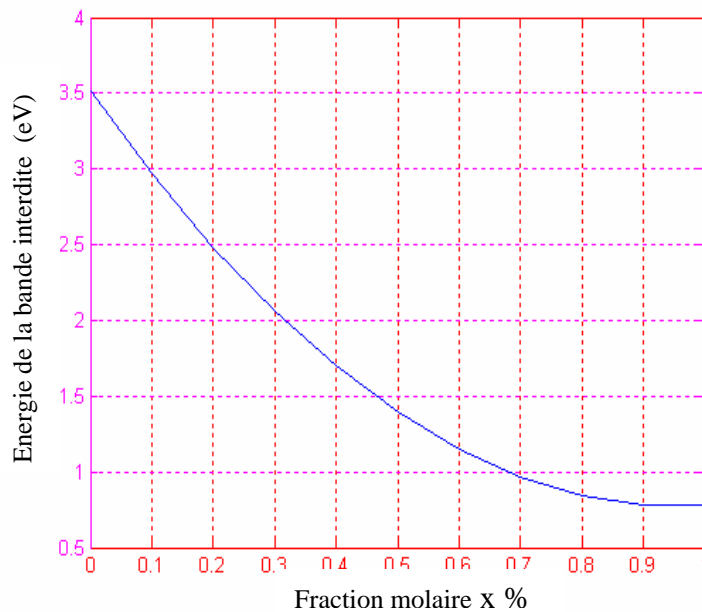


Figure I-6 : Variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de l'Indium dans $In_xGa_{1-x}N$.

I.2.1.3.2 Variation du gap en fonction de la température

La variation de l'énergie de bande interdite $E_g(T)$ en fonction de la température est généralement décrite par la formule empirique de **Varshni** [3].

$$E_g(T) = E_g(0K) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad \text{I.4}$$

Avec :

α et β : Coefficients de Varshni.

Tableau I-5 : Coefficients de Varshni des III-nitrures en phase hexagonale [3].

	GaN	AlN	InN
α (meV/K)	0.909	1.799	0.245
β (K)	830	1462	624

Les coefficients de **Varshni** d' $Al_xGa_{1-x}N$, $In_xGa_{1-x}N$ peuvent souvent être approximés par interpolation linéaire des coefficients de GaN, AlN et InN :

$$\alpha_{A_xB_{1-x}C} = x\alpha_{AC} + (1-x)\alpha_{BC} \quad \text{I.5}$$

Avec :

x : Fraction molaire de la composante A .

α_{ij} : Paramètre de coefficient binaire.

Ce qui donne pour une ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium :

$$E_{g(Al_xGa_{1-x}N)} = 6.25x + 3.51(1-x) - x(1-x) - \frac{[x\alpha_{AlN} + (1-x)\alpha_{GaN}]T^2}{T + [x\beta_{AlN} + (1-x)\beta_{GaN}]} \quad \text{I.6}$$

Avec :

x : Fraction molaire de l'Aluminium .

α_{ij} : Les coefficients de Varshni.

L'énergie de la bande interdite varie en fonction de la composition des matériaux et la température comme l'illustrent les figures I-5 et I-6.

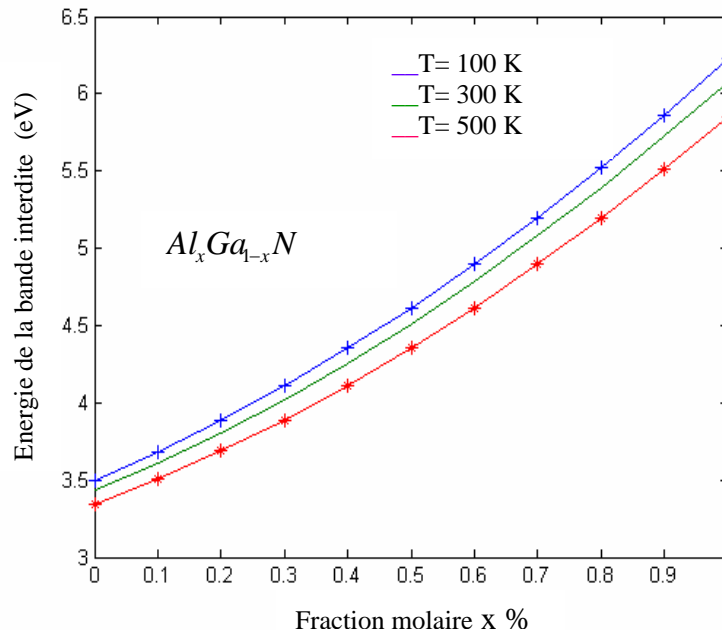


Figure I-7 : Influence de la température sur la variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium.

Et pour une ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire de l'Indium :

$$E_{g(In_xGa_{1-x}N)} = 0.78x + 3.51(1-x) - x(1-x)3 - \frac{[x\alpha_{InN} + (1-x)\alpha_{GaN}]T^2}{T + [x\beta_{InN} + (1-x)\beta_{GaN}]} \quad \text{I.7}$$

x : Fraction molaire de l'Indium.

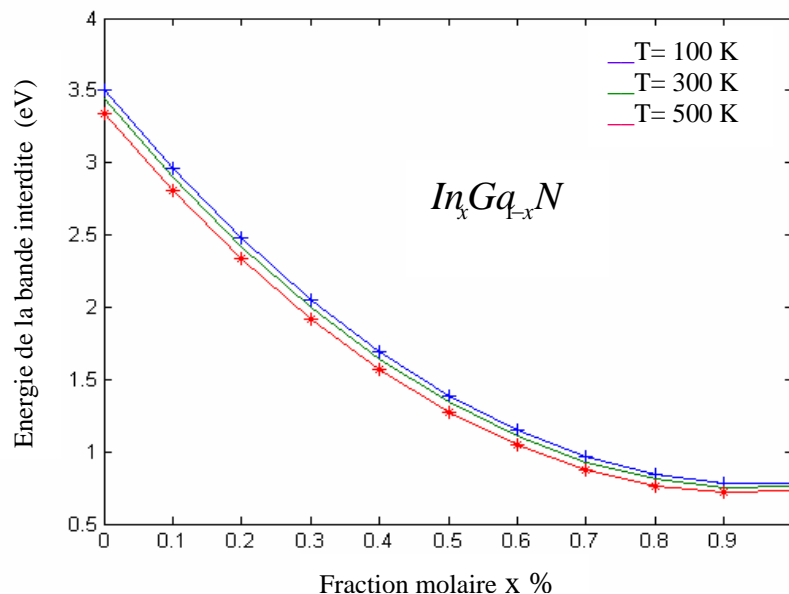


Figure I-8 : Influence de la température sur la variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de l'Indium.

Les figures I-5 et I-6 montrent que l'énergie de gap diminue lorsque la température augmente.

I.2.1.3.3 Indice de réfraction

Les paramètres de maille d' $A_xB_{1-x}C$ peuvent se déduire des paramètres de ACet BC par interpolation linéaire. C'est la loi de **Végar** [3]. Les masses effectives, les coefficients mécaniques et l'indice de réfraction d' $Al_xGa_{1-x}N$, $In_xGa_{1-x}N$ peuvent souvent être approximés par interpolation linéaire des coefficients de GaN, AlN et InN :

$$a_{A_xB_{1-x}C} = x.a_{Ac} + (1-x).a_{BC} \quad \text{I.8}$$

Avec :

a_{i_j} : Paramètre de coefficient binaire (AC et BC).

x : La fraction molaire de A.

Tableau I-6 : Indices de réfraction des III-nitrures en phase hexagonale [7], [8].

	GaN	AlN	InN
n	2.67	2.03	3.05

Ce qui donne pour une ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium :

$$n(Al_xGa_{1-x}N) = xn_{AlN} + (1-x)n_{GaN} \quad \text{I.9}$$

$$n(Al_xGa_{1-x}N) = -0.64x + 2.67$$

Avec :

x : Fraction molaire de l'Aluminium.

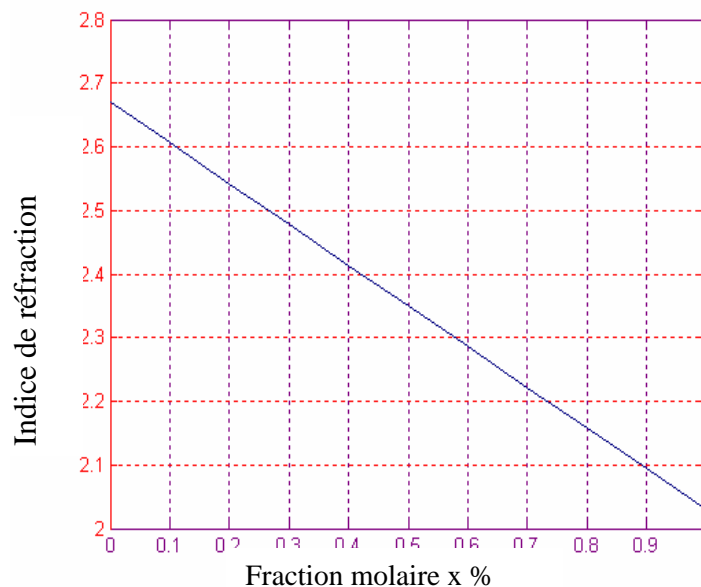


Figure I-9 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}N$.

La figure I-9 montre que de l'indice de réfraction diminue lorsque la fraction molaire de l'Aluminium augmente.

Et pour une ternaire $Al_xGa_{1-x}N$ en fonction de la fraction molaire de l'Indium :

$$n(In_xGa_{1-x}N) = xn_{InN} + (1-x)n_{GaN} \quad \mathbf{I.10}$$

$$n(In_xGa_{1-x}N) = 0.38x + 2.67$$

Avec :

x : Fraction molaire de l'Indium.

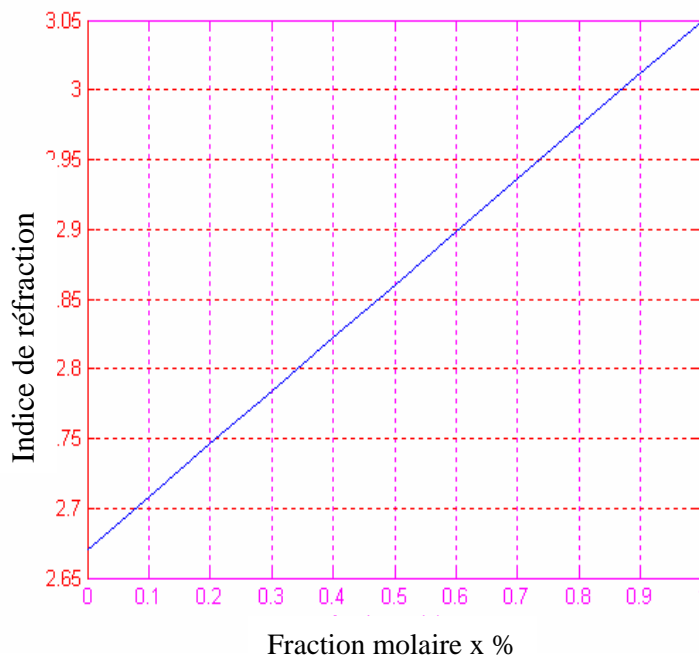


Figure I-10 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de l'Indium dans $In_xGa_{1-x}N$.

La figure I-10 montre que de l'indice de réfraction augmente lorsque la fraction molaire de l'Indium augmente.

I.2.2 Matériaux II-VI

L'énergie d'espace de bande de la plupart des semi-conducteurs II-VI chute entre 1 et 3eV voir la figure I-1, les rendant utiles pour des applications en optoélectronique. Un grand effort de recherche a été donc consacré à l'étude des propriétés optiques des composés II –VI et de leurs alliages ternaires [9], [10].

Ces matériaux sont également employés comme guides d'ondes, et revêtements des couches prévues pour optimiser le confinement optique [11], [12].

I.2.2.1 Structure cristalline

Le CdTe, le ZnTe, et leur alliage $Zn_xCd_{1-x}Te$ cristallisent dans la structure blende de zinc. Elle est composée de deux sous-réseaux cubiques à face centrée (cfc), occupés l'un par les anions (VI) et l'autre par les cations (II), et décalés l'un par rapport à l'autre d'un quart de la diagonale [111] du cube .

Un semiconducteur blende de zinc de direction [100] est donc un empilement de bicouches d'éléments II et VI. La distance entre deux plans successifs est égale à la moitié du paramètre de maille, soit 3.24 Å pour CdTe.

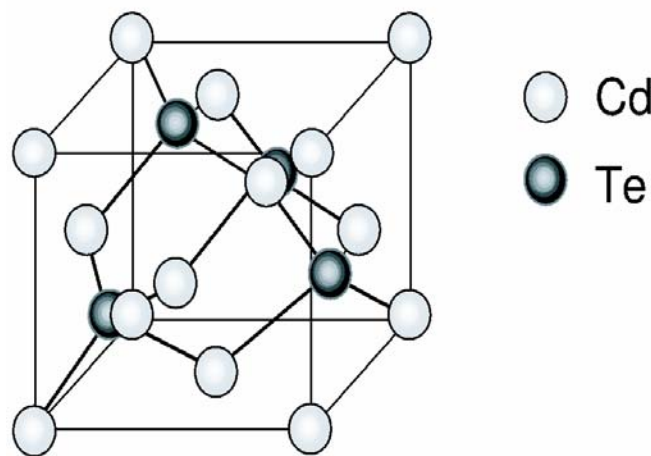


Figure I-11 : Maille blende de zinc du CdTe. [9].

Le $Mn_xCd_{1-x}Te$ cristallise naturellement dans cette structure pour $x = 0.75$, et garde cette configuration jusqu'à $x = 1$ s'il est épitaxié sur un substrat blende du zinc.

Le manganèse est peu soluble dans les tellurures, mais l'alliage est possible à obtenir car l'épitaxie par jets moléculaires est une méthode de croissance hors équilibre et à faible vitesse (inférieure à 1 monocouche par seconde).

Le $Cd_xMg_{1-x}Te$ cristallise naturellement dans cette structure jusqu'à $x = 0.3$ et dans la structure wurtzite pour $x \geq 0.65$. Là encore l'alliage gardera sa forme sphalérite s'il est épitaxié sur substrat, et ce jusqu'à $x = 1$. Cependant les couches de CdMgTe sont instables à partir de $x = 0.75$: elles se dégradent très rapidement lorsqu'elles sont exposées à l'air (probablement par oxydation) ou même sous atmosphère d'azote.

Cette dégradation survient même si les couches sont encapsulées en dessous de $x = 0.6$, il n'y a aucune dégradation notable.

I.2.2.2 Structure de bande

Ces éléments possèdent un gap direct, c'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se trouvent au centre de la zone de Brillouin. Le schéma simplifié de leur structure de bande dans cette zone est représenté sur la figure I-12.

La transition d'énergie minimale entre ces deux bandes a alors lieu plus efficacement (c'est-à-dire sans changement de vecteur d'onde) que dans un semi-conducteur à gap indirect comme le silicium.

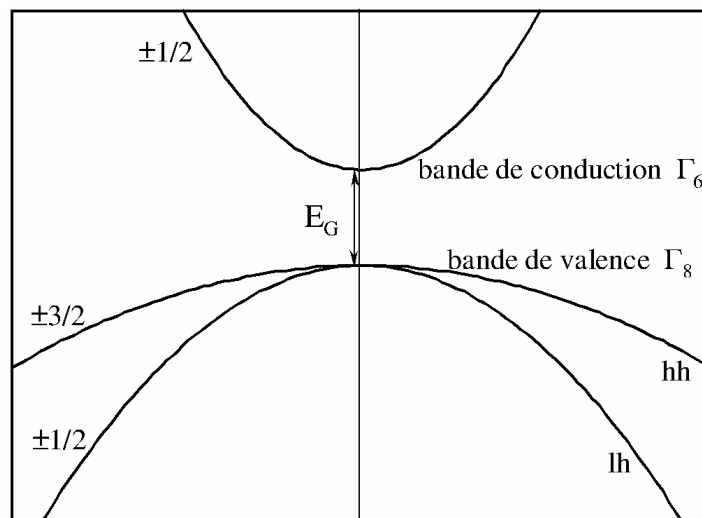


Figure I-12 : Structure de bande au centre de zone de Brillouin [10].

I.2.2.3 Paramètres de maille et énergies de gap

Les paramètres de maille a dans la structure blende de zinc et les bandes interdites E_g sont données dans le tableau I-7.

Tableau I-7: Paramètres de maille et énergies de gap de quelques éléments binaires de la classe II-VI.

matériaux	E_g (eV)	a (Å)
CdTe [9]	1.606	6.4810
ZnTe [13]	2.391	6.1037
MgTe [14]	3.6	6.420
MnTe [15]	3.198	6.337

Les formules suivantes donnent une approximation des largeurs de bande interdite des II-VI. en (eV) [9],[14],[16], qui varient en fonction de la composition des matériaux comme l'illustrent les figures I-11, I-12 et I-13.

$$E_g(Cd_{1-x}Zn_xTe) = 1.606(1-x) + 2.391x - 0.26x(1-x) \quad \text{I.11} \quad \text{I.11}$$

$$E_g(Cd_{1-x}Mg_xTe) = 1.606(1-x) + 3.6x - 0.3x(1-x) \quad \text{I.12} \quad \text{I.12}$$

$$E_g(Cd_{1-x}Mn_xTe) = 1.606(1-x) + 3.198x \quad \text{I.161} \quad \text{I.13}$$

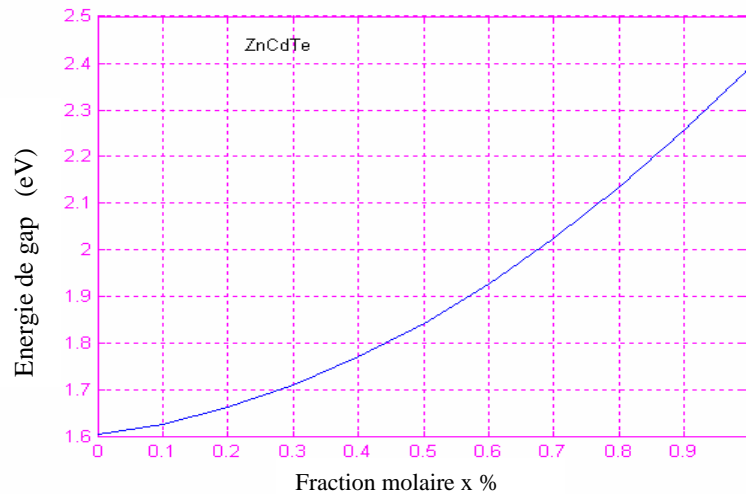


Figure I-13 : Variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de **Zinc** dans $Zn_xCd_{1-x}Te$.

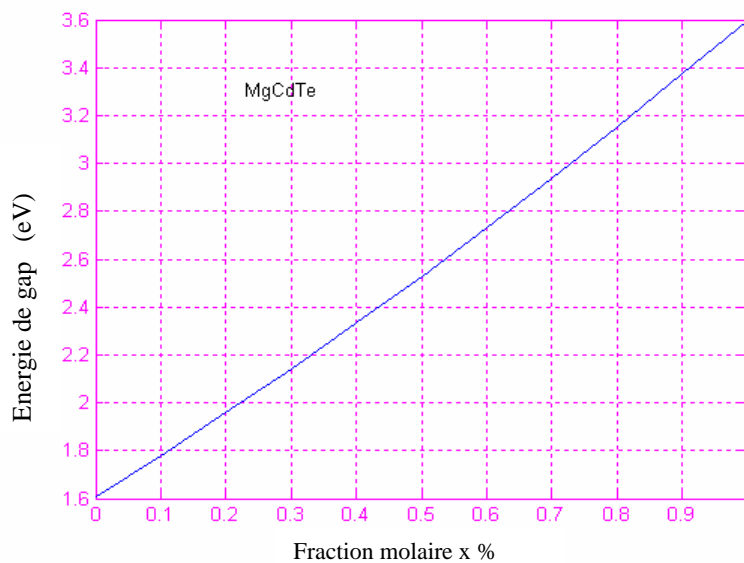


Figure I-14 : Variation de l'énergie de la bande Interdite en fonction de la fraction molaire de **Magnésium** dans $Mg_xCd_{1-x}Te$.

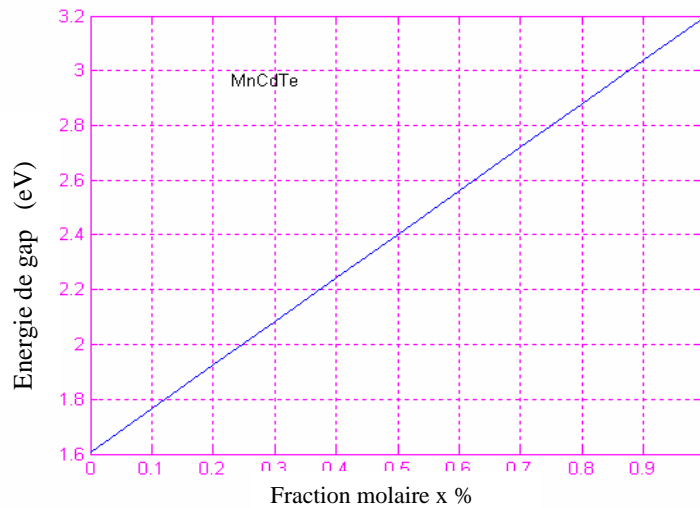


Figure I-15 : Variation de l'énergie de la bande interdite en fonction de la fraction molaire de Manganèse dans $Mn_xCd_{1-x}Te$.

I.2.2.4 Indice de réfraction

Beaucoup de modèles donnant l'indice de réfraction des matériaux II-VI ont été entrepris par plusieurs chercheurs [17], [18] Wemple et DiDomenico [19], en plus aux modèles établis, ont pris en considération le phénomène de biréfringence et la variation de ce dernier en fonction de la fréquence.

Un modèle connu sous le nom " Single efficace oscillator (SEO)". Récemment, une modification a été apportée au SEO. Un nouveau modèle donc a été adopté [20], et dans lequel l'indice de réfraction est donné par les équations I.14 et I.15.

$$n^2 - 1 = \frac{F_0 E_0^2}{E_0^2 - E^2} + \frac{f_g E^2}{E_g^2 - E^2} \quad \text{I.14}$$

$$F_0 = E_d / E_0 \quad \text{I.15}$$

Avec :

E_0 , E_d , E_g , E , f_g respectivement, les paramètres représentant l'approximation SEO, l'énergie de gap du matériau, l'énergie d'émission et la force d'oscillation .

Tableau I-8 : Les paramètres F_0 , E_0 , f_g et E_g de l'alliage $Cd_xZn_{1-x}Se$ Obtenus par [20].

F_0	$4.899(1-x) + 5.084x + 0.042x(1-x)$
E_0 (eV)	$5.207(1-x) + 3.908x - 0.306x(1-x)$
f_g	0.03-0.05
E_g (eV)	$2.723(1-x) + 1.681x - 0.269x(1-x)$

La figure I-16 donne de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de Cadmium dans $Zn_{1-x}Cd_xSe$ pour différentes énergies d'émission E.

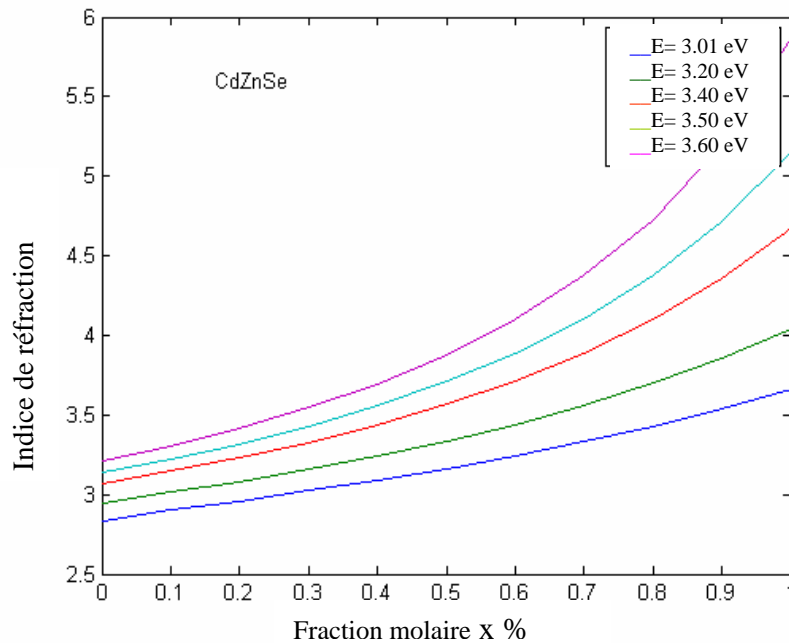


Figure I-16 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de Cadmium dans $Zn_{1-x}Cd_xSe$ pour différentes énergies d'émission.

Tableau I-9 : Relevé des indices de réfraction.

Indice de réfraction \ Energie d'émission (eV)	Energie d'émission (eV)				
	E = 3.01	E = 3.2	E = 3.4	E = 3.5	E = 3.6
$n(x=0)$ (ZnSe)	2.8345	2.9468	3.0679	3.1348	3.2077
$n(x=1)$ (CdSe)	3.6624	4.0444	4.6748	5.1607	5.8757

Tableau I-10 : Les paramètres F_0, E_0, f_g et E_g pour l'alliage $Cd_xZn_{1-x}Te$ obtenus par [20] :

F_0	6.209
E_0 (eV)	$4.291(1-x)+3.743x-0.424x(1-x)$
f_g	0.02-0.05
E_g (eV)	$2.276(1-x)+1.517x-0.095x(1-x)$

La figure I-17 donne de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de Cadmium dans $Zn_{1-x}Cd_xTe$ pour différentes énergies d'émission E.

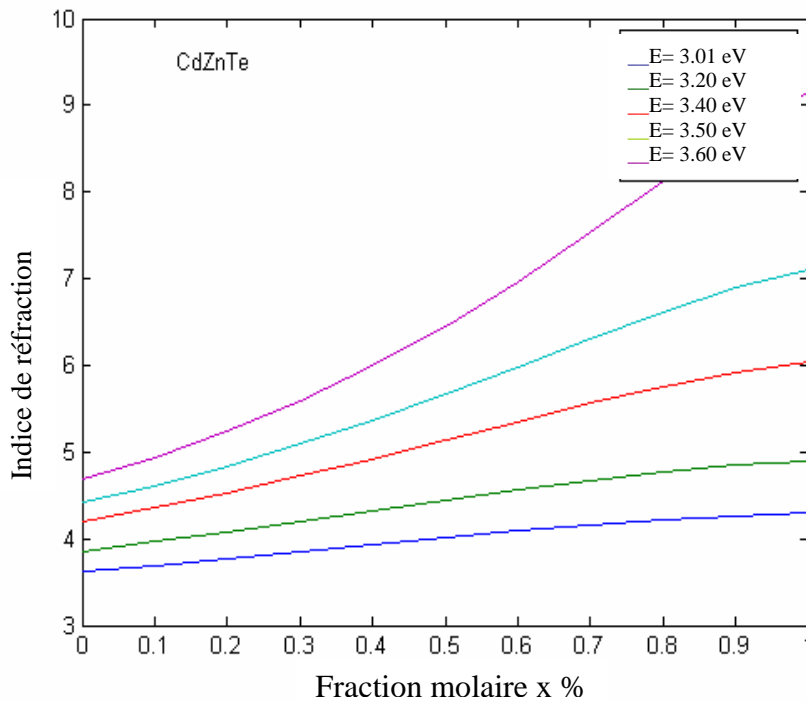


Figure I-17 : Variation de l'indice de réfraction en fonction de la fraction molaire de Cadmium dans $Zn_{1-x}Cd_xTe$ pour différentes énergies d'émission.

Tableau I-11 Relevé des indices de réfraction.

Energie d'émission en (eV)	E = 3.01	E = 3.2	E = 3.4	E = 3.5	E = 3.6
n(x=0) (ZnTe)	3.6176	3.8579	4.1952	4.4131	4.6796
n(x=1) (CdTe)	4.3006	4.8996	6.0372	7.0972	9.1538

I.3 Propriétés optiques

Dans les semi-conducteurs, les propriétés optiques résultent des transitions électroniques entre les niveaux de la bande de valence et de la bande de conduction. Les transitions peuvent être directes ou indirectes, peuvent impliquer des interactions entre les paires électron-trou et les niveaux énergétiques dus à des impuretés ou des défauts.

Les propriétés optiques dépendent donc beaucoup de l'échantillon lui-même. Les mesures optiques donnent des informations sur la structure et la composition.

Le nitrure de gallium est biréfringent. La connaissance de son indice de réfraction est importante pour l'élaboration des structures des dispositifs d'opto-électronique. Il a été mesuré par spectroscopie, réflectivité, transmission ou encore luminescence dans le visible et l'infrarouge. Dans cette région, la partie imaginaire de l'indice de réfraction est négligeable. La valeur de sa partie réelle s'exprime de la manière suivante, en fonction de l'énergie E de la source lumineuse.

$$n = \left[1 + \frac{A}{E_0^2 - E^2} \right] \quad \text{I.16}$$

Avec

$$A = 385$$

$$E_0 = 9\text{eV}$$

La valeur de l'indice de réfraction varie entre 2,1 à 1900nm et 2,5 à 480nm pour une structure cristalline de GaN de bonne qualité [21].

I.4 Propriétés de transport électronique

Le transport électronique est caractérisé par la concentration en porteurs et la mobilité de Hall

$$\mu = \frac{R}{\rho} \quad \text{I.17}$$

Avec

R : Le coefficient de Hall

ρ : La résistivité.

La figure I-18 donne la mobilité en fonction de la concentration d'électrons à 300 K pour des échantillons synthétisés par divers auteurs [22]. On constate que la mobilité diminue régulièrement lorsque la concentration en électrons augmente. Elle est de l'ordre de $100 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ à 10^{20} cm^3 et peut aller jusqu'à $900 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ à $3 \cdot 10^{16} \text{ cm}^3$.

Les valeurs de mobilité les plus élevées ont été obtenues par dopage non intentionnel. Une mobilité de $1000 \text{ cm}^2 \text{ v}^{-1} \text{ s}^{-1}$ pourrait être obtenue pour une concentration d'électrons de 10^{14} cm^3 .

La tendance observée montre aussi que la méthode de synthèse n'influe pas en elle-même, seule la concentration en porteurs détermine la mobilité de Hall.

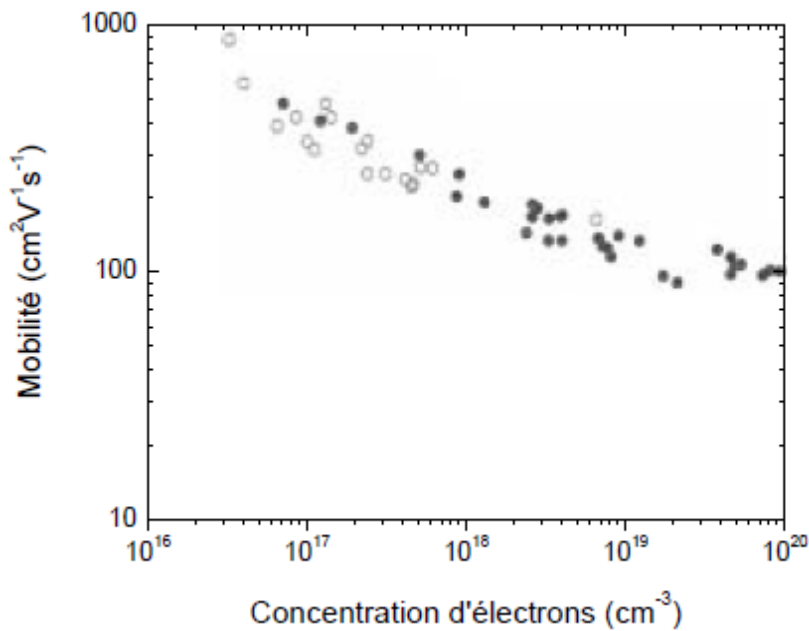


Figure I-18: Mobilité de Hall en fonction de la concentration en électrons à 300 K pour un certain nombre d'échantillons réalisés par MOVPE et MBE[22].

○ : GaN dopé inintentionnellement.

● : GaN dopé avec Si ou Ge.

I.5 Conclusion

L'une des caractéristiques principales d'un matériau semi-conducteur pour les applications optoélectroniques est son diagramme de bandes. Il est essentiel de connaître la nature (directe ou indirecte) et l'énergie de sa bande interdite. Les techniques les plus utilisées pour sonder la bande interdite sont la photoluminescence et la cathodoluminescence. Mais ces techniques ne sont pas toujours fiables car les impuretés et les défauts modifient le spectre d'émission. La méthode la plus fiable consiste à comparer les mesures d'absorption/réflexivité avec les spectres de luminescence.

A cause de leurs propriétés et caractéristiques intéressantes, les matériaux à base de nitrides et de II-VI sont favorisés à une utilisation dans le domaine de l'optoélectronique, notamment en lasers à puits quantiques comme nous allons le constater dans les chapitres suivants.

Bibliographie

- [1] Julien BARJON « Etude d'un laser UV compact à semiconducteurs (Al,Ga)N pompé par micropointes » Thèse de Doctorat CEA Grenoble (2002).
- [2] J. L. Birman « Electronic Energy Bands in ZnS: Potential in Zincblende and Wurtzite » Phys. Rev. 109, 810 (1958).
- [3] I. Vurgaftman, J. R. Meyer « Band parameters for nitrogen-containing semiconductors » J. Appl. Phys.94, 3675 (2003).
- [4] H. Morkoç, S. Strite, G. B. Gao, M. E. Lin, B. Sverdlov, M. Burns « Large-band-gap SIC, III-V nitride, and II-VI ZnSe-based semiconductor device technologies » J. Appl. Phys.76, 1363 (1994).
- [5] S. H. Park, S. L. Chuang « Comparison of zinc-blende and wurtzite GaN semiconductors with spontaneous polarization and piezoelectric field effects » J. Appl Phys .87, 353 (2000).
- [6] J. Simon «Etude des propriétés optiques de nanostructures quantiques à base de nitrures d'éléments III » Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier – Grenoble 1 (2001).
- [7] R. Hui, S. Taherion, Y. Wan, J. Li, S. X. Jin, J. Y. Lin, et H. X. Jiang, « GaN-based waveguide devices for long-wavelength optical communications » Appl. Phys. Lett. **82**, 1326-8 (2003).
- [8] S.Strite,H.Morkoc « Propriétés optiques de nitrure d'aluminium » J.vac.sci.Technol,B10 (1992), 1237.
- [9] J. K. Furdyna « Preparation of the Nitrides of Al and Ga » J. Appl. Phys. 64, R29 (1988)
- [10] B. Sermage, S. Petiot, C. Tanguy, L. S. Dang, and R. Andre « Observation of Strong-Coupling Effects in a Diluted Magnetic Semiconductor $Ga_{1-x}Fe_xN$ » J. Appl. Phys.**83**, 7903 (1998).
- [11] Y. R. Lee, A. K. Ramdas, L. A. Kolodziejski, and R. L. Gunshor « Piezo- and photomodulated reflectivity spectra of ZnSe/GaAs and CdTe/InSb epilayers » Phys. Rev. B **38**, 13143 (1988).
- [12] D. Pereda Cubian, M. Haddad, R. Andre', R. Frey, G. Roosen, J. L. Arce Diego, and C. Flytzanis « Photoinduced magneto-optic Kerr effects in asymmetric semiconductor microcavities » Phys. Rev. B **67**, 045308 (2003).
- [13] Landolt-Börstein. « Numerical data and functional relationships in science and technology » volume 17 (semiconductors). Springer-Verlag Berlin, (1982).
- [14] J.M.Hartmann, J.Ciber, F.Kany, H.Mariette, M.Charleux, P.Aleysson, R.Langer, and G.Feuillet « CdTe/MgTe heterostructures : Growth by atomic layer epitaxy and determination of MgTe parameters » J.AppLPhys., 80(11) :6257, (1996).

- [15] E. Janik, E. Dynowska, J. Bak-Misiuk, M. Lesczynski, W. Szuskkiewicz, T. Wojtowocz, G. Karczewski, A.K. Zakrzewski, and J. Kossut. « Structural properties of cubic MnTe layers grown by MBE » *Thin Solid Films*, 267(74), (1995).
- [16] V.A. Tyagai, O.V. Snitko, V.N. Bondarenko, N.I. Vitrikhovskii, V.B. Popov, and A.N. Krasiko. Sov «Electrical and optical properties of Iodine doped CdZnTe layers grown by metalorganic vapor phase epitaxy » *Phys. Solid State*, 16(5) :885, (1974).
- [17] L. X. Benedict, E. L. Shirley, and R. B. Bohn « Theory of optical absorption in diamond, Si, Ge, and GaAs » *Phys. Rev. B* **57**, R9385 (1998).
- [18] M .Z. Huang and W. Y. Ching, « Calculation of optical excitations in cubic semiconductors. I. Electronic structure and linear response » *Phys. Rev. B* **47**, 9449 (1993).
- [19] S. H. Wemple and M. DiDomenico « Optical Dispersion and the Structure of Solids » Jr, *Phys. Rev. Lett.* **23**, 1156 (1969) 24, 193(E) (1970); *Phys. Rev. B* **3**, 1338 (1971).
- [20] Xinyu Liua and J. K. Furdyna « Optical dispersion of ternary II–VI semiconductor alloys» Department of Physics, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana 46556,(2004).
- [21] J.A. MIRAGLIOTTA «Properties of group III nitride» J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p190-194,(1994).
- [22] D. K. GASKIL, L. B. ROWLAND and K. DOVERSPIKE « Properties of group III nitride » J. EDGAR, Publication INSPEC, Datareview series n°11, p101-116,(1994).

CHAPITRE II
PHYSIQUE DU LASER

I.1 Introduction

La connaissance des règles fondamentales des lasers est essentielle et permet de l'explication des résultats est tenue de la modélisation.

Donc l'objet de cette section est de rappeler la physique du laser et de donner quelques brèves définitions des différentes structures lasers à puits quantiques qui seront par la suite exploitées dans la partie calcul.

II.2 Définition

Le terme "**laser**" est un acronyme qui signifie amplification de lumière par émission stimulée (*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*). Tout laser est constitué de trois éléments : un milieu amplificateur, une cavité résonante et une source de pompage. Le milieu amplificateur est un milieu optiquement actif qui transforme en photons l'énergie injectée par le pompage et dans lequel il y a du gain (émission stimulée).

Les nanostructures à base de matériaux semiconducteurs sont fabriquées par des techniques de croissance qui permettent de réaliser des empilements de couches (puits quantiques) ou des îlots tridimensionnels (boîtes quantiques) en combinant plusieurs matériaux cristallins, toujours à l'échelle du nanomètre.

Le but est d'obtenir et d'étudier des propriétés nouvelles liées au confinement quantique.

En particulier, en ajustant la composition des matériaux constituants et la dimension des objets nous pouvons en contrôler la structure électronique.

II.3 Emissions spontanée et stimulée

Dans un système à deux niveaux, un photon ayant une énergie égale à l'énergie E séparant les niveaux peut être absorbé pour conduire l'électron du niveau fondamental à l'état excité. Si aucun photon n'arrive avec cette énergie pendant que l'électron se trouve dans cet état, l'électron relaxe son excès d'énergie E spontanément au bout d'un certain temps, en émettant un photon de phase et de direction aléatoires. C'est le phénomène d'émission spontanée. Par contre quand l'électron se trouve dans un état excité et qu'un photon d'énergie E arrive, une autre possibilité de recombinaison radiative est possible: L'émission stimulée. (Voir la figure II-1).

L'émission stimulée correspond à l'émission d'un photon d'énergie E induite par un photon de la même énergie. Les deux photons sont parfaitement cohérents, c'est à dire que le photon émis par émission stimulée a les mêmes fréquence, direction et phase que le photon inducteur. Tout va en fait dépendre de la densité d'excitation. Si l'on excite peu le matériau, le

nombre de porteurs dans les états excités est faible et la probabilité d'absorption est alors plus grande que celle de l'émission stimulée. Cependant lorsque l'on augmente la densité d'excitation, on augmente aussi le nombre de porteurs dans des états excités et à partir d'un certain seuil, la probabilité de recombinaison par émission stimulée est plus grande que celle de l'absorption. On dit qu'on est en régime d'inversion de population et qu'on a du gain (notion que nous allons clairement exposer).

Dans un semiconducteur massif, ce sont les bandes de conduction et de valence qui vont jouer le rôle d'état fondamental et d'état excité. Ces deux bandes sont séparées par une énergie appelée énergie de bande interdite E_g .

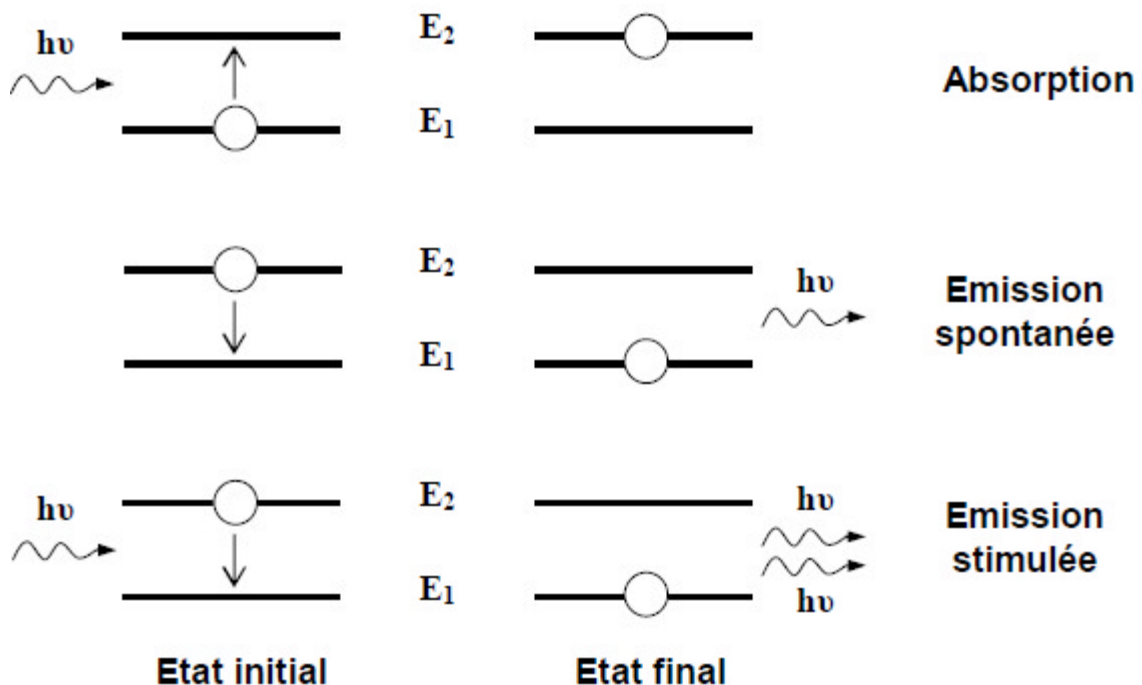


Figure II-1 : Illustration des trois mécanismes d'interaction du photon avec un système à deux niveaux.

II.4 Le puits quantique

Un puits quantique est formé par une fine couche (quelques nm) d'un matériau semiconducteur de faible gap entourée de matériaux de plus grand gap. (Voir la figure II-2).

On réalise ainsi un puits de potentiel artificiel de taille quantique dans lequel les porteurs libres du semiconducteur (électrons et trous) vont se retrouver confinés sur des

niveaux d'énergie discrets. A chacune des énergies liées permises à l'intérieur du puits est associée une fonction d'onde dont le carré représente la densité de probabilité de présence sur le niveau d'énergie quantifiée. L'utilisation de puits quantiques au sein de la zone active engendre un confinement des électrons et des trous dans un plus faible volume, ce qui pour une injection donnée, permet d'augmenter la densité de porteurs et donc d'atteindre l'inversion de population plus facilement.

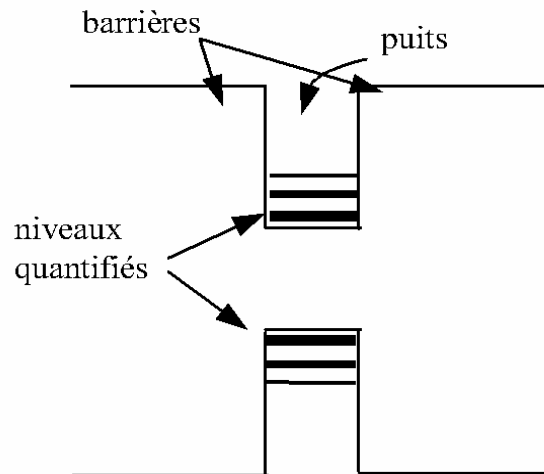
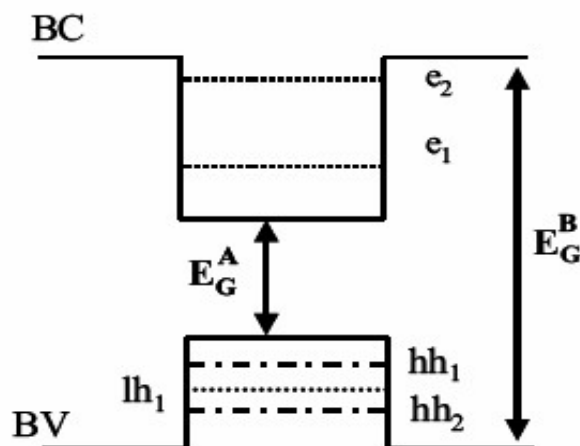


Figure II-2 : Schéma d'une structure de puits quantique selon la nature de la discontinuité de bande interdite à l'interface puits-barrière.

Trois types de puits quantiques existent :

1. Puits quantiques de type-I

Des puits quantiques de type-I où les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau constituant le puits. L'énergie du photon dépend des énergies de confinement des porteurs et du gap du matériau puits. (Voir la Figure II-3).



2. Puits quantiques de type-II

Des puits quantiques de type-II où les porteurs sont confinés dans deux matériaux adjacents. Dans ce cas, l'énergie du photon est fonction des énergies de confinement des porteurs mais aussi des gaps des deux matériaux formant l'hétérostructure, Voir la Figure II-4.

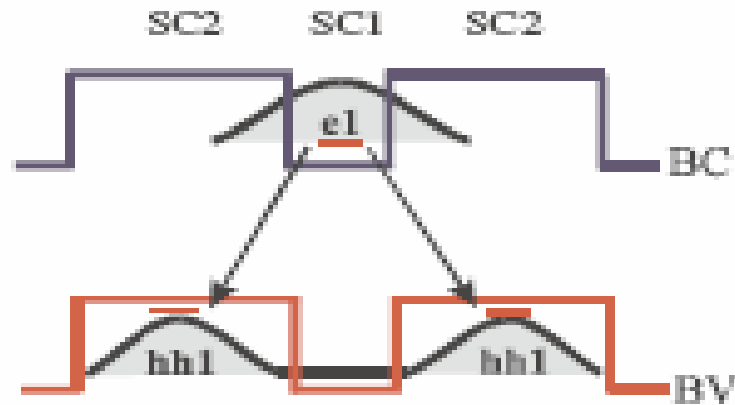


Figure II-4 : Profil de puits quantique de type II.

3. Puits quantiques de type-III

La configuration dite de type-III qui est un cas particulier du type-II dans lequel le bas de la bande de conduction se trouve en dessous du haut de la bande de valence. Cette situation appelé aussi configuration semi-métallique, Elle offre une grande souplesse dans le choix de la longueur d'onde d'émission puisque l'énergie du photon émis n'est alors fonction que des énergies de confinement des électrons et des trous, donc des épaisseurs des couches, Voir la figure II-5.

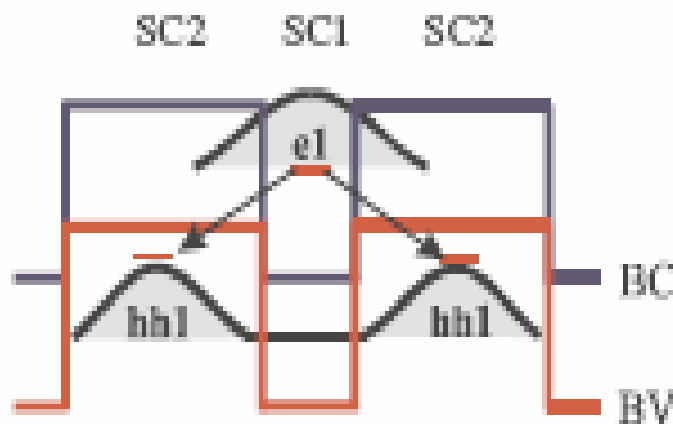
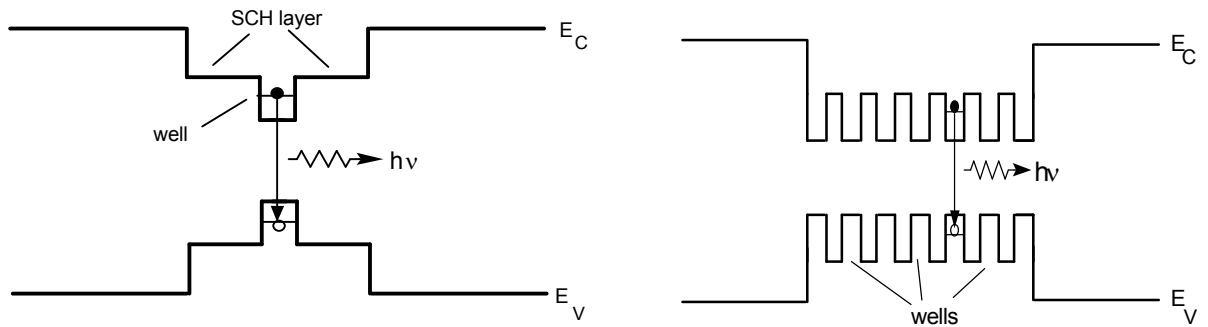


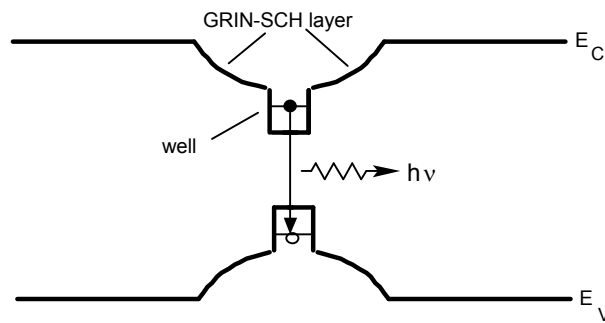
Figure II-5 : Profil de puits quantique de type III.

II.5 Dispositifs de puits :

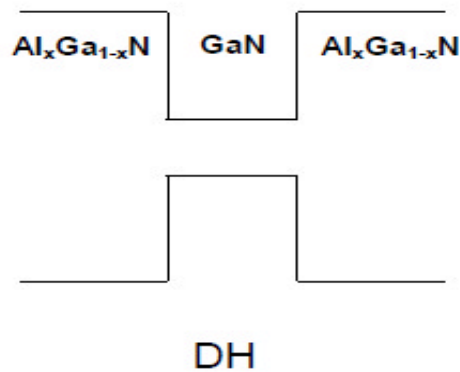
On parle de Laser a puits quantique unique (SQW) ou multiples (MQW) suivant qu'un ou plusieurs puits sont insérés dans le guide optique.



1- Hétérostructure à confinement séparés (SCH) 2- Laser à multi puits quantiques (MQW)



3- Hétérostructure à confinement séparés à gradient d'indice (GRIN-SCH)



4- Les doubles hétérostructures (DH) constituées d'une couche épaisse de GaN entre deux couches d'Al_xGa_{1-x}N.

Figure II-6 : Dispositifs de puits :

1- SCH 3- GRIN-SCH

This document was created with the trial version of Print2PDF!
 Once Print2PDF is registered, this message will disappear!
 Purchase Print2PDF at <http://www.software602.com/>

II.6 Effet laser

L'effet laser dans un semiconducteur a été démontré pour la première fois en 1962 : L'émission stimulée a été obtenue d'un semiconducteur presque simultanément par injection de courant dans une jonction pn en GaAs [1] et par pompage optique de InSb [2].

C'est en 1964 que les soviétiques Bassov, Bogdankévitch et Déviatkov [3] ont obtenu pour la première fois l'effet laser dans un cristal de CdS par bombardement d'électrons de haute énergie. Depuis cette époque, les semiconducteurs qui possèdent une bande interdite de type directe autorisant l'émission lumineuse ont été intensément étudiés. Ils sont nombreux et selon l'énergie de cette bande interdite, ils émettent dans un très large éventail de longueurs d'onde : de l'Ultra-Violet ($0.2 \mu\text{m}$) à l'Infra-Rouge ($30 \mu\text{m}$).

L'effet laser se produit lorsque, d'une part, l'émission stimulée devient prépondérante par rapport à l'émission spontanée (inversion de population) et, d'autre part, le gain dans le milieu amplificateur devient supérieur aux pertes optiques dans la cavité :

- Pertes par propagation.
- Pertes par réflexions sur les miroirs.

Dans le cas d'un laser à semi-conducteurs, il existe trois types de pompage couramment utilisés :

II.6.1 Le pompage optique

Le matériau laser est pompé par une excitation optique : soit un flash lumineux très intense soit un autre laser de longueur d'onde plus courte appelé laser de pompe. C'est la technique utilisée dans le premier laser fabriqué en 1960 (laser à rubis) [4].

II.6.2 Le pompage par injection électrique

C'est la technique standard utilisée dans les diodes lasers. L'excitation se fait par un courant électrique circulant entre des régions dopées n et p de la diode laser. En plus de la maîtrise du dopage du matériau, ce type de pompage nécessite la réalisation de contacts ohmiques de qualité. Le premier laser semi-conducteur fonctionnant par injection de courant a été réalisé en 1962. Il s'agissait d'une jonction p-n en GaAs.

II.6.3 Le pompage électronique

Ce type de pompage est basé sur le même principe que la cathodoluminescence ; un faisceau d'électrons accélérés sous une tension de l'ordre d'une dizaine de kilovolts est utilisé pour exciter le milieu actif.

Le premier laser fonctionnant sur ce principe a été mis au point en 1964 par les chercheurs soviétiques Bassov, Bogdankevitch et Deviatkov [5].

II.7 Effets de taille quantique

La couche active des structures DH ou SCH constitue un puits de potentiel pour les électrons et pour les trous, compte tenu du raccordement des BC et BV. Lorsque son épaisseur devient inférieure à leur libre parcours moyen, soit environ (10-100 nm) à 300 K, de nouveaux effets dits de taille quantique ou bidimensionnels surviennent.

Le mouvement des électrons perpendiculaire aux interfaces est quantifié et leurs densité d'état permis devient constante (escalier), au lieu d'une densité parabolique dans un semi conducteur massif.

Les niveaux d'énergie associent E_1 et E_2 dans un puits d'épaisseur L_z confiné par des barrières de hauteur E_B .

Dans les structures SCH, le mouvement des particules est quantifié seulement dans la direction z, ces particules sont libres dans les directions x et y, d'où le nom de gaz d'électrons bidimensionnel. La composante $K_z = 2\pi / \lambda_z$ du vecteur d'onde est quantifiée et, pour un puits infini, une bonne approximation pour le premier niveau d'un puits pas trop étroit est donnée par la relation suivante:

$$2L_z / \lambda_{zn} = n \quad \text{II.1}$$

Où :

n : est un nombre entier

λ_z : est la longueur d'onde correspondante.

La composante suivant z du vecteur quantité de mouvement de l'électron est exprimée par:

$$E = p^2 / 2m_e^* = (p_x^2 + p_y^2 + p_z^2) \frac{1}{2m_e^*} \quad \text{II.2}$$

Ou :

m_e^* : est la masse effective de l'électron.

De sorte que l'énergie minimale des électrons au dessous du bas de la bande de conduction ($p_x = p_y = 0$, $n = 1$) est :

$$E_{c1} = \frac{h^2}{8 m_e^* L_z^2} \quad \text{II.3}$$

$$E_{h1} = \frac{h^2}{8 m_h^* L_z^2} \quad \text{II.4}$$

II.8 Inversion de population

La condition d'inversion de population s'obtient en utilisant les relations d'Einstein. Ces relations expriment les taux d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée qui, dans le cas des semiconducteurs, gouvernent les transitions entre les bandes de conduction et de valence du semiconducteur.

Les porteurs sont considérés, par hypothèse, comme étant en quasi équilibre thermodynamique à l'intérieur des bandes. Cela revient à dire qu'on peut définir une température pour les électrons et les trous.

Il est alors possible de décrire la distribution d'un nombre n_e (n_h) de porteurs dans les bandes au moyen de la statistique de Fermi Dirac, en définissant des quasi niveaux de Fermi des trous E_{Fh} dans la bande de valence et des électrons E_{Fe} dans la bande de conduction:

$$n_e = \int \rho_c(E) \cdot f_c(E) dE \quad \text{II.5}$$

Ou :

$$f_c(E) = \frac{1}{1 + e^{\left[\frac{E - E_{Fe}}{kT} \right]}} \quad \text{II.6}$$

Est la loi de distribution de Fermi Dirac des électrons dans la bande de conduction

ρ_c : représente la densité d'états des électrons dans la bande de conduction.

Dans la pratique, les électrons se thermalisent entre eux beaucoup plus vite qu'avec le réseau cristallin [6]. Par ailleurs dans le cas des boîtes quantiques, à basse température, il est parfois erroné de considérer l'équilibre thermodynamique [7].

Plus on augmente l'injection de porteurs et plus les quasi niveaux de Fermi des électrons et des trous se séparent. Bernard et Durraffourg [8] ont montré que l'inversion de population était atteinte dès que la séparation des quasis niveaux de Fermi dépassait l'énergie de la transition optique $E_e - E_h$:

$$E_{Fe} - E_{Fh} > E_e - E_h \quad \text{II.7}$$

La condition d'inversion de populations entre les niveaux d'énergie E_{c1} et E_{v1} s'exprime par l'inégalité :

$$f_c(E_{c1}) - f_v(E_{v1}) > 0 \quad \text{II.8}$$

La figure II-7 illustre bien l'influence de la densité d'état sur l'inversion des porteurs dans un puits quantique. Dans le cas des nitrures, la masse effective du trou vaut à peu près 4 fois celle de l'électron. Or la densité d'état 2D d'un puits quantique est directement proportionnelle à la masse des porteurs. On se trouve dans le cas défavorable (b): d'après l'équation, le niveau de Fermi des trous descend 4 fois moins vite que ne monte le niveau de Fermi des électrons. Il faudra alors un nombre de porteurs supérieur au cas (a) pour obtenir la condition de transparence de **Bernard et Durralfourg** qui montre que l'énergie d'émission du laser est bornée entre l'énergie de gap et l'énergie de séparation entre les deux niveaux de **Fermi**. Cette condition est donnée par :

$$E_{fc} - E_{fv} \geq \hbar\omega \geq E_g \quad \text{II.9}$$

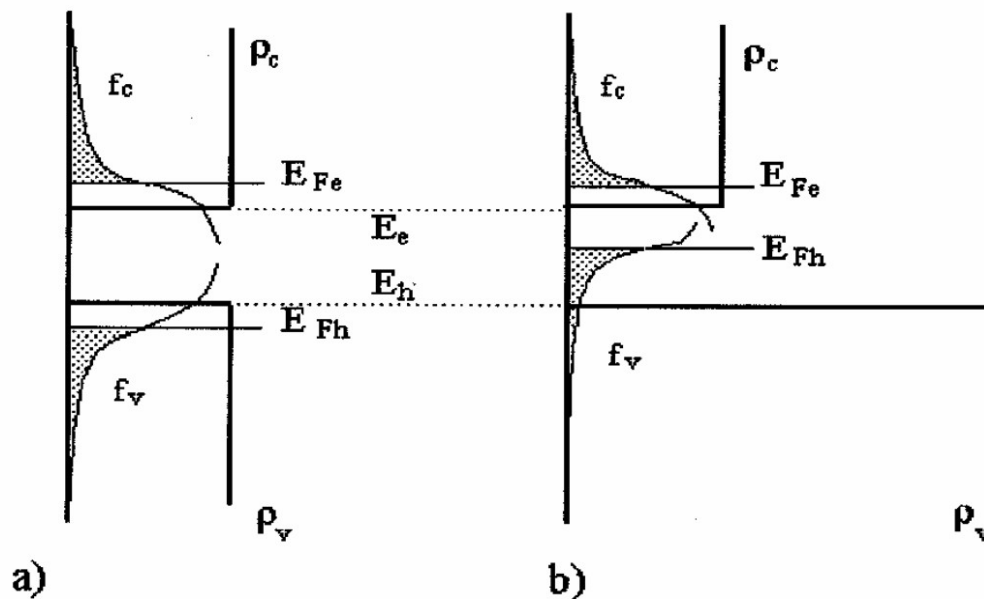


Figure II-7 : Influence de la densité d'état sur l'inversion de population d'un puits Quantique [8].

(a) $\rho_v = \rho_c$ le nombre de porteurs nécessaires à l'inversion de population est le plus faible possible; les quas niveaux de Fermi sont alors situés à l'intérieur des bandes de conduction et de valence.

(b) $\rho_v = 3\rho_c$ pour le même nombre de porteurs injectés, le niveau de Fermi des trous réagit moins vite, et reste à l'intérieur de la bande interdite. Il faudra alors un plus grand nombre de porteurs pour séparer les quasi-niveaux de Fermi au delà de l'énergie de bande interdite, le seuil de transparence est donc plus élevé.

Les masses effectives des électrons et des trous sont chacune 2 et 3 fois supérieures dans le GaN. L'inversion de population y est donc beaucoup plus difficile : les seuils laser des semiconducteurs nitrures seront naturellement plus élevés que dans les semiconducteurs classiques. Pour obtenir des seuils laser raisonnables dans les nitrures, il suffirait alors de travailler avec des systèmes de densité d'états plus faible.

II.9 Energies et fonctions d'onde dans un puits quantique

Pour la détermination de l'énergie de quantification dans le puits quantique de potentiel fini d'une structure laser le formalisme le plus simple est l'utilisation de l'approximation de la fonction enveloppe. La théorie de la fonction enveloppe s'applique bien aux structures telles que les puits quantiques. La fonction enveloppe est déterminée avec une bonne approximation avec l'équation de **Schrödinger** :

$$-\frac{\hbar^2}{2m^*} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + (V(z) - E_n)\psi(z) = 0 \quad \text{II.10}$$

Où :

Ψ : Une fonction d'onde enveloppe.

E_n : L'énergie de quantification de niveau n.

V : La barrière de potentiel.

Les conditions de raccordements sont données par les continuités de la fonction enveloppe et de la densité de courant aux interfaces.

Le puits quantique est constitué d'une couche d'épaisseur nanométrique comprise entre deux couches de matériau barrière. Pour obtenir le confinement des porteurs, le matériau constituant le puits a une bande interdite inférieure à celle du matériau barrière.

On décrit la fonction d'onde électronique comme le produit de la fonction enveloppe

f_i et de la fonction de Bloch u_v qui a la périodicité du réseau :

$$\Psi_i(r) = f_i(r)u_v(r) \quad \text{II.11}$$

Où :

i : L'indice relatif à la fonction enveloppe.

V : La bande considérée.

L'hamiltonien pour la fonction enveloppe comprend le terme cinétique et le potentiel

$$\text{du puits } V(\mathbf{r}) : \quad -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 f_i(\mathbf{r}) + V(\mathbf{r})f_i(\mathbf{r}) = E_i f_i(\mathbf{r}) \quad \text{II.12}$$

Dans un puits quantique le potentiel $V(\mathbf{r})$ est égal à $V(z)$ vu que le confinement a lieu uniquement dans la direction de croissance. Les fonctions enveloppes sont, dans ce cas, séparées en produit d'ondes planes $e^{i(x,y)r}$ et d'une fonction $\chi(z)$, dépendante uniquement de la coordonnée z [9].

Dans le cas simple d'un puits quantique avec des barrières de potentiel infinies. Les solutions pour $\chi(z)$ sont alors des fonctions proportionnelles à $\sin(kz + \varphi)$ qui s'annulent à l'interface du puits avec les barrières Voir la figure II-8.

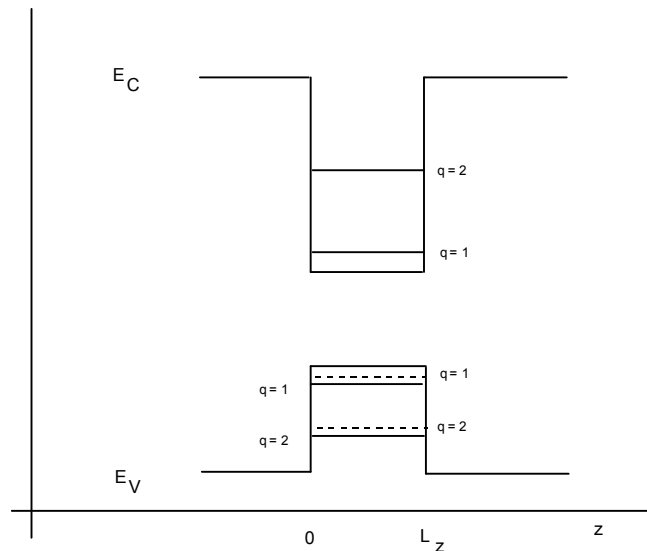


Figure II-8: Structure des bandes dans un puits quantique.

$$V(z) = \infty \quad \text{pour } z < 0 \text{ et } z > L$$

$$V(z) = 0 \quad \text{pour } 0 < z < L$$

Les conditions aux limites

$$f_i(z = 0) = 0$$

$$f_i(z = L) = 0$$

Dans le puits de potentiel $v(z) = 0$ l'équation s'écrit :

$$\frac{d^2 f_i(z)}{dz^2} + k^2 f_i(z) = 0 \quad \text{II.13}$$

$$\text{Avec } k = \frac{\sqrt{2m_e E}}{\hbar}$$

II.14

Les solutions de cette équation sont des sinusoïdes de la forme :

$$f_i(z) = A \sin(kz + \varphi)$$

II.15

Les conditions aux limites :

$$f_i(z=0) = 0 \quad \text{donc } \varphi = 0$$

$$f_i(z=L) = 0 \quad \text{donc } k = \frac{n\pi}{L}$$

Il en résulte une structure de sous bande d'énergie avec une quantification discrète suivant k_z et une variation pseudo continue suivant $k_{//} = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$

L'énergie totale s'écrit :

$$E(k) = E_c + E_i + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad \text{II.16}$$

L'énergie E_i des différents sous bandes sont évidemment fonction de la profondeur et

de la largeur du puits :

$$E_n = n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L^2} \quad \text{II.17}$$

Donc :

$$E(k) = E_c + n^2 \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e L^2} + \frac{\hbar^2 k_{//}^2}{2m_e} \quad \text{II.18}$$

L'étape suivante consiste à introduire des barrières finies avec une discontinuité ΔE_c (ΔE_v) en bande de conduction (valence). Une solution numérique ou graphique est alors possible et les solutions des fonctions d'onde dans le puits sont de type sinus (cosinus) pour les états pairs (impairs) avec une décroissance exponentielle dans les barrières. [10]. La solution numérique n'est pas vraiment évidente et facile, c'est pour cette raison que nous avons recours à une modélisation simple utilisant des équations analytiques descriptives des phénomènes physiques se manifestant dans les puits quantiques.

II.10 Amplification optique

Lorsqu'on écrit les expressions des taux d'absorption, d'émission spontanée et d'émission stimulée, on peut voir apparaître simplement une expression du gain comme la

différence des taux d'émission stimulée et d'absorption [11]. On obtient alors de façon qualitative l'expression suivante du gain optique pour un photon d'énergie E :

$$g(E) = K \cdot \rho_v(E_e) \cdot \rho_c(E_h) [f_c(E_e) + f_v(E_h) - 1] \quad \text{II.19}$$

Cette relation signifie que dans un semiconducteur, le gain est proportionnel à :

- La probabilité de la transition optique (force d'oscillateur) K
- À l'inversion de population représentée par le facteur $f_c + f_v - 1$ qui une fois développé permet de retrouver la condition de **Bernard et Durraffourg**
- Aux densités d'états des électrons et des trous.

II.11 Effets excitoniques

Les électrons passent de la bande de valence à la bande de conduction. Ensuite, ils sont piégés par les niveaux situés à l'intérieur du puits quantique. Il s'établit alors une distribution d'équilibre de la population des niveaux ($n=1, n=2..$) qui dépend uniquement de la température. Puis, ces électrons se recombinent sur les différents niveaux de trous qui se trouvent dans le puits quantique situé dans la bande de valence. Ces recombinaisons radiatives sont soumises à des règles de sélection (paragraphe suivant).

Lorsqu'un électron est amené de la bande de valence à la bande de conduction, on dit souvent que celui-ci est libre. Ceci est une approximation. En réalité, l'électron subit toujours la force d'attraction coulombienne du trou restant dans la bande de valence. L'électron peut donc se lier à ce trou et former ce qu'on appelle un **exciton**. L'énergie de liaison de cette quasi-particule est donnée par:

$$E_n^{ex} = \frac{13.6eV}{\epsilon^2} \frac{\mu_{ex}}{m_0} \frac{1}{n^2} \quad \text{II.20}$$

ϵ : Est la constante diélectrique du matériau où se trouve l'exciton.

Où :

$$\frac{1}{\mu_{ex}} = \frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_h^*} \quad \text{II.21}$$

L'énergie de transition s'écrit :

$$\hbar\omega = E_g + E_{e1} + E_{h1} - E_{ex} \quad \text{II.22}$$

E_g : est le gap du matériau constituant le puits

E_{e1} : Les énergies de confinement des électrons et des trous

E_{hl} : Les énergies de confinement des électrons et des trous

E_{ex} : L'énergie de liaison exciton

II.12 Effet Wannier Stark dans un puits quantique

En présence d'un champ électrique F , les niveaux d'énergie et les fonctions d'onde sont modifiées à cause de l'effet Stark, voir la figure II-9.

Le potentiel $V(z)$ étant périodique de période L dans la direction Z , les états d'énergie varient par sauts de valeur :

$$\Delta E = eFL \quad \text{II.23}$$

Dans les limites du modèle, effectuer un mouvement périodique dans la direction du champ électrique avec une fréquence caractéristique (**oscillations de Bloch**) :

$$f = \frac{eFL}{h} \quad \text{II.24}$$

L'énergie de transition s'écrit :

$$\hbar\omega = E_g + E_{el} + E_{ht} - eFL \quad \text{II.25}$$

Où :

$-eFL$: Champ interne l'emporte sur les énergies de confinement

e : La charge de l'électron,

F : La valeur du champ électrique interne

L'énergie $\hbar\omega$ de la transition entre les deux sous-bandes est diminuée, le bord d'absorption de la structure se déplace vers les grands d'onde. Donc le champ électrique modifie l'énergie de liaison de l'exciton.

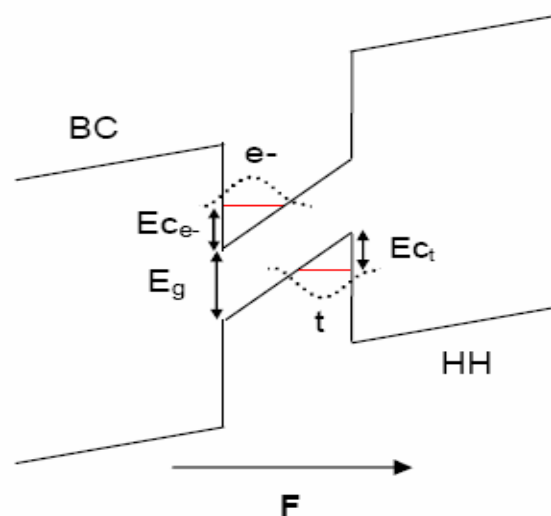


Figure II-9: Structure des bandes dans un puits quantique sous l'effet d'un champ F .

L'effet Stark longitudinal, qui résulte d'un champ électrique parallèle à l'axe de puits, présente quant à lui des effets spécifiques du confinement quantique, qui n'existent pas dans le matériau massif.

Les distributions de charges associées aux électrons et aux trous sont alors spatialement séparées.

II.13 Les règles de sélection

Considérons une transition stimulée d'un électron d'une bande de conduction vers un état vide (trou) de la bande de valence d'après la statistique de Fermi Dirac les états $n=1$ dans la bande de conduction possède la plus grande densité d'électrons et de même pour les niveaux hauts de la bande de valence (les trous du premier niveau quantifié).

Il s'ensuit qu'un gain optique élevé est obtenu en considérant les transitions des premiers niveaux quantifiés :

$$E_{cv} = E_{c1} - E_{v1} \quad \text{II.26}$$

Comme les fonctions d'onde des électrons et trous liés aux niveaux bas dépendent de la direction z on a:

$$\int_{-L_z/2}^{+L_z/2} 2Z \cos^2 \frac{\pi \cdot Z}{L_z} = 0 \quad \text{II.27}$$

Donc le champ optique est polarisé selon X ou Y .

Le champ polarisé le long de la direction Z ne stimule aucune transition entre deux niveaux et ainsi ne contribue pas au gain.

II.14 La probabilité de transition

La probabilité de transition est :

- ✓ Un paramètre important déterminant les propriétés d'émission de rayonnement.
- ✓ Une quantité de base qui détermine le taux de transition des électrons entre les niveaux hauts et les niveaux bas en présence d'une radiation.

La probabilité de transition est remarquable si les transitions sont permises par les règles de sélection.

Dans le cas des matériaux III-V et II-VI les transitions verticales s'établissent entre le haut de la bande de valence et le fond de la bande de conduction, donc entre les niveaux qui sont les premiers à se peupler de porteurs de charge excédentaires.

La probabilité de transition optique est caractérisée par une matrice dipolaire donnée par :

$$M_0(\hbar\omega) = \frac{e^2}{2m_0(\hbar\omega)} |M|^2 \quad \text{II.28}$$

Ou :

M : est l'élément de matrice de l'opérateur moment reliant la fonction d'onde de l'état supérieur $\psi_2(r)$ pour les électrons et $\psi_1(r)$ pour les trous donnée par :

$$M = \frac{1}{j} \int \psi_2^*(r) \cdot \nabla_A \psi_1(r) d^3r \quad \text{II.29}$$

Avec :

\mathbf{r} : Le vecteur déplacement.

∇_A : La composante de l'opérateur gradient le long de la direction du vecteur électrique du champ électromagnétique.

Dans un potentiel périodique, toutes les fonction d'onde peuvent être exprimées par le produit d'une fonction qui possède la périodicité du réseau appelée fonction de **Bloch** $u(r)$ par la fonction aux phases.

La matrice de transition des matériaux **III-N** avec des systèmes hexagonaux est donnée par :

$$M_0(\hbar\omega) = \frac{e^2 \cdot \hbar^2}{2 \cdot m_0 \cdot (\hbar\omega)^2} \cdot \left(\frac{m_0}{m_e^*} - 1 \right) \cdot \frac{(E_g + \Delta_1 + \Delta_2) \cdot (E_g + 2\Delta_2) - 2(\Delta_3)^2}{(E_g + 2\Delta_2)} \quad \text{II.30}$$

Avec $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3$ sont les énergies de déplacement spin-orbite [12].

II.15 Les pertes optiques internes

Le coefficient de pertes internes α_i additionne tous les processus qui conduisent à la disparition d'un photon du mode laser se propageant le long de la cavité, à l'exception du processus d'absorption bande à bande dans la zone active, pri en compte dans le coefficient de gain. Ces processus sont des pertes dues à l'absorption par les porteurs libres α_{pl} , des pertes par diffusion α_d et des pertes par couplage α_c .

$$\alpha_i = \alpha_{pl} + \alpha_d + \alpha_c \quad \text{II.31}$$

L'absorption par les **porteurs libres** comprend surtout des processus intra

bandes comme la diffusion entre deux porteurs ou la diffusion entre un phonon et un porteur.

Les pertes par diffusion sont souvent occasionnées par le fait que les interfaces qui constituent le guide d'onde ne sont pas planes. Plus généralement, l'onde électromagnétique peut être diffusée par toutes les imperfections qui se situent le long du guide d'onde lui permettant ainsi de quitter le cristal dans une autre direction (rugosité des interfaces, variations locales de l'indice de réfraction, réseaux de dislocations).

Les pertes par couplage sont provoquées par l'interaction du mode optique avec toutes les couches non émettrices - donc absorbantes- de la structure. Un photon peut par exemple être absorbé pour exciter un niveau profond du matériau constituant le guide optique. On inclut également dans ce terme pertes par couplage les fuites de lumière provoquées par le couplage du mode optique avec une couche d'indice élevé (souvent le substrat) insuffisamment éloignée de la zone active.

II.16 Conclusion

Connaître la structure à utiliser et le comportement des porteurs à l'intérieur est un premier pas avant d'entamer la modélisation décrite au chapitre IV.

Les pertes par propagation dues à la rugosité des interfaces sont nettement plus élevées que dans le cas d'un guide d'onde binaire (DH avec une couche épaisse de GaN comme milieu actif ou SCH à puits quantiques d' $\text{In}_y\text{Ga}_{1-y}\text{N}$ dans GaN). De plus, la diffusion des porteurs dans la structure est insuffisante pour assurer un bon transfert des porteurs de la barrière vers le puits quantique. Ce phénomène est dû aux inhomogénéités de l'alliage qui tendent à localiser les porteurs. Ces deux problèmes ont pour conséquence un seuil d'émission stimulée élevé et une durée de vie très courte.

Cependant, une amélioration notable et systématique de la qualité des échantillons cela a permis une réduction importante des pertes par propagation. On a pu également constater une augmentation de la luminescence de la zone active, ce qui implique un rendement radiatif plus élevé et/ou une meilleure diffusion des porteurs vers les puits quantiques. Toutefois cette diffusion reste encore très insuffisante et une étude plus approfondie de ce problème est nécessaire afin de réduire le seuil de façon significative.

Bibliographie

- [1] R.N. Hall, O.E. Fener, J.D. Kingsley, T.J. Soltys, R.O. Carlson « Stimulated Emission and Laser Operation (cw, 77°K) Associated with Deep Isoelectronic Traps in Indirect Semiconductors » *Phys. Rev. Lett.* 2-9 ,366. (1962).
- [2] C. Tric, C. Benoit, J.M. Debever « Band-to-Band Radiative recombination in Groups IV, VI, and III-V Semiconductors (II) » *C.R. Acad. Sci.* 255 ,3152. (1962).
- [3] O. Bogdankévitch, S. Darznek, P. Elisséev « Les lasers à semiconducteurs » Editions de Moscou MIR (1979).
- [4] T. H. Maiman « Optical and microwave-optical experiments in ruby » *Phys. Rev. Lett.*, 4, 564 (1960).
- [5] O. V. Bogdankevich « Electron-beam-pumped semiconductor lasers » *Quantum Electron.*, 24, 1031 (1994).
- [6] F. Binet, J.Y. Duboz, J. Off, F. Scholz, « Righ excitation photoluminescence in GAN: Rot-carrier effects and the Mott transition » *Phys. Rev. B* 60 ,4715,(1999).
- [7] J.D. Summers, J.D. Thomson, P.M. Snowton, P. Blood, M. JJopkinson « Thermodynamic balance in quantum dot lasers » *Semic. Sci. Technol.* 16 ,140,(2001).
- [8] M.G.A. Bernard and G. Durraffourg « Spontaneous and Stimulated Recombination Radiation in Semiconductors » *Phys. Stat. Solidi* 1 699,(1961).
- [9] M. Helm « The basic physics of intersubband transistons, dans Intersubband transitions in quantum wells » Academic Press, San Diego, (2000).
- [10] C. Weisbuch, B. Vinter, « Quantum Semiconductor structures: Fundamentals and Applications » Academic Press, Inc, San Diego, (1991).
- [11] D. Hervé « Etude et réalisation d'un laser à semiconducteur compact de type à pompage électronique (par micropointes) émettant dans le visible (bleu) » Thèse de Doctorat de l'Université Joseph Fourier, Grenoble I, (1995).
- [12] S.L.Chuang and C .S.Chang « Theory of coherent acoustic phonons in $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}/\text{GaN}$ multiple quantum wells » *phys.Rev.B.Vol* 54.pp.2491-2504, juillet (1996).

CHAPITRE III

TECHNOLOGIE DE FABRICATION

III.1 Introduction

Vient maintenant le rôle de la technologie qui cherche à réduire au maximum le coût de fabrication, à faciliter l'élaboration technologique, à réduire les pertes dans les dispositifs.

Plusieurs techniques d'élaboration des nitrures et des II-VI sont exposées dans ce chapitre.

III.2 Croissance des puits

L'élaboration des couches dans le mode 2D en restant cohérent avec le substrat requiert un faible désaccord de maille entre le matériau déposé et le substrat. Ceci impose certaines limitations entre les divers matériaux employés. Cependant, le désaccord de maille peut être modulé au moyen de la composition dans un alliage mais dans tous les cas, l'épaisseur est limitée à une certaine valeur (l'épaisseur critique) au-dessus de laquelle se produit la relaxation via la formation de dislocations. Lorsque l'épaisseur du puits est inférieure à son épaisseur critique, il est possible d'empiler plusieurs puits dans un même échantillon, en particulier lorsque l'épaisseur de la barrière est importante pour qu'il n'existe pas d'interactions entre deux puits successifs.

Deux techniques de croissance des couches sont couramment utilisées:

III.2.1 Épitaxie par jets moléculaires (EJM)

L'Épitaxie par Jets Moléculaires (EJM ou MBE pour Molecular Beam Epitaxy), apparue à la fin des années 70, est une technique de croissance cristalline qui permet d'élaborer des hétérostructures composées d'empilements de très faibles épaisseurs (jusqu'à une fraction de monocouche atomique) de matériaux différents, avec une excellente qualité cristalline. Cette technique est particulièrement adaptée au cas des semi-conducteurs, puisqu'elle rend possible la croissance de structures complexes.

Épitaxier une couche mince, c'est déposer des atomes à la surface d'un substrat de telle sorte que ces atomes s'arrangent en une couche mince qui prolonge le réseau cristallographique préexistant dans le substrat. Les flux d'atomes incidents sont de l'ordre de 10^{18} à 10^{20} atomes.cm².s⁻¹ dans un vide de si bonne qualité (UltraVide < 10⁻⁹ mbar) que sur leur chemin, ces derniers ne rencontrent aucune particule : C'est la raison pour laquelle on peut parler de jets atomiques ou moléculaires, schématisée en Figure III-1.

Le paramètre le plus important pour la croissance est alors la température du substrat **T_s** qui active (ou bloque) les différents phénomènes physiques qui ont lieu à sa surface.

Cette technique utilise des faisceaux moléculaires ou atomiques qui réagissent à la surface du substrat pour former le cristal épitaxié. Le substrat est maintenu à haute température dans une enceinte ultravide.

Le processus de croissance, qui se produit hors de l'équilibre thermodynamique, est gouverné par les facteurs cinétiques. Les vitesses de croissance, typiquement de l'ordre de 1 monocouche par seconde permettent la migration des espèces sur la surface.

Le contrôle de la composition et de la morphologie des couches est obtenu en ajustant les rapports des flux et la température du substrat. Pour les matériaux nitrures, les espèces actives d'éléments III (Al, Ga, In) ainsi que les dopants (Si, Mg) sont fournis par l'évaporation d'éléments atomiques depuis des cellules conventionnelles [1].

L'azote qui est un gaz inerte dans les conditions standards de température et pression, ne peut pas être utilisé directement comme source pour la croissance des nitrures. En effet, la triple liaison entre les atomes de la molécule N_2 la rend très stable avec une énergie de dissociation élevée (946kJ/mol).

La dissociation de la molécule N_2 est obtenue par plasma. On forme ainsi de l'azote atomique qui réagit avec les éléments III pour former les composants binaires.

Une autre possibilité, consiste à utiliser de l'ammoniac comme précurseur d'azote. Les espèces réactives sont ainsi obtenues par décomposition pyrolytique à la surface.

Le flux d'azote est constant et détermine la vitesse de croissance. Le flux d'élément III est contrôlé par la température de la cellule correspondante.

La croissance bidimensionnelle dans les nitrures est obtenue dans les conditions "riche en élément III" [2], [3], [4].

Pour cela il faut établir un équilibre entre l'adsorption et la désorption d'élément III de la surface de croissance.

L'adsorption dépend des propriétés de la surface alors que la désorption est déterminée essentiellement par la température du substrat.

Il s'agit donc de trouver les bonnes conditions de température et de flux afin d'obtenir une couverture constante de la surface par l'élément-III.

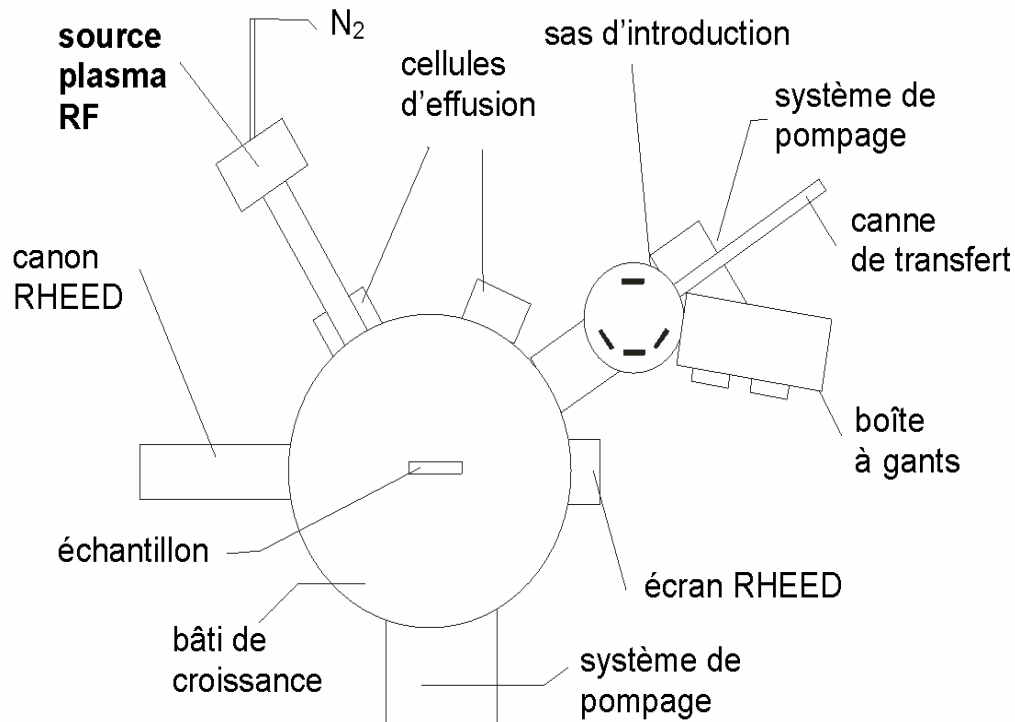


Figure III-I : Machine de Épitaxie par jets moléculaires.

III.2.2 Epitaxie en phase vapeur d'organo-métallique (EPVOM)

Appelée aussi dépôt chimique en phase vapeur d'organo- métallique (MOCVD), son principe repose sur un dépôt chimique en phase vapeur, à partir de la réaction de matériaux organo-métalliques (appelés aussi composants organiques) et des sources hybrides.

Contrairement à l'épitaxie par jet moléculaire, cette croissance est purement chimique. Elle ne se produit pas dans le vide mais à partir d'une pression moyenne de 2 à 100KPa.

Ce processus permet d'obtenir une bonne qualité des couches épitaxiées et offre l'avantage d'un contrôle permanent des épaisseurs déposées et de la concentration de dopant.

Ainsi, les sources organo-métalliques sont mises dans un précurseur. L'hydrogène, généralement utilisé est introduit via le précurseur contenant le composant organo-métallique.

Les sources vapeurs ainsi obtenues sont acheminées vers les sources hybrides où elles se combinent pour former un mélange uniforme. Le mélange est par la suite introduit dans la

chambre du réacteur où se trouve le substrat. Un phénomène de catalyse produit alors la décomposition du mélange [5].

III.2.3 Pourquoi l'Épitaxie par Jet Moléculaire (EJM)?

- D'un point de vue environnemental, l'EJM est un procédé moins contraignant que la technique alternative d'épitaxie en phase vapeur (EPVOM). En effet, dans l'EJM, fondée sur l'ultravide, il n'y a ni emploi ni rejet de gaz toxiques tels que les hydrures.

- Les matériaux épitaxiés par jets moléculaires montraient de meilleures propriétés optoélectroniques que ceux réalisés en EPVOM, ce qui laissait penser que la qualité du matériau était meilleure en EJM. On pouvait donc espérer bénéficier de cet avantage pour les dispositifs.

- Par ailleurs, la technique EPVOM est protégée par un brevet international de la société Rockwell. La technique EJM est au contraire librement exploitable.

III.3 Épitaxie des matériaux nitrures

Les nitrures d'éléments III sont des matériaux durs, très stables, quasiment inertes chimiquement [1]. Leur problématique de croissance réside en grande partie dans la stabilité très élevée de la liaison III-N à l'origine de la faible mobilité des atomes lors de leur croissance. L'autre problème est lié à la production de radicaux libres d'azotes.

Si l'on utilise le gaz N_2 par exemple comme source d'azote, la température du substrat de croissance (500- 1500°C) est trop faible pour la dissocier efficacement (énergie de liaison d'environ 5 eV par molécule). Pour remettre une réaction avec un métal de la colonne III du tableau périodique, il s'agit donc de fournir des radicaux libres en quantité suffisante.

Les molécules source doivent donc être dissociées par un procédé particulier, tel qu'un plasma radiofréquence (RF) en MBE assistée par plasma. Une autre possibilité consiste à utiliser de l'ammoniac comme source d'azote puisqu'il s'associe à des températures plus faibles.

III.3.1 Épitaxie par jets moléculaires assistée par plasma

C'est une cellule à plasma radiofréquence (RF) qui a permis de dissocier la molécule d'azote avant son arrivée sur le substrat placé au coeur d'une chambre d'épitaxie par jets moléculaires (MBE), schématisée en Figure III-2. Elle permet la croissance des nitrures à des températures de l'ordre de 700°C. La MBE offre un contrôle complet des paramètres de

croissance et elle permet le suivi en temps réel de l'évolution du front de croissance par diffraction des électrons de haute énergie en incidence rasante RHEED.

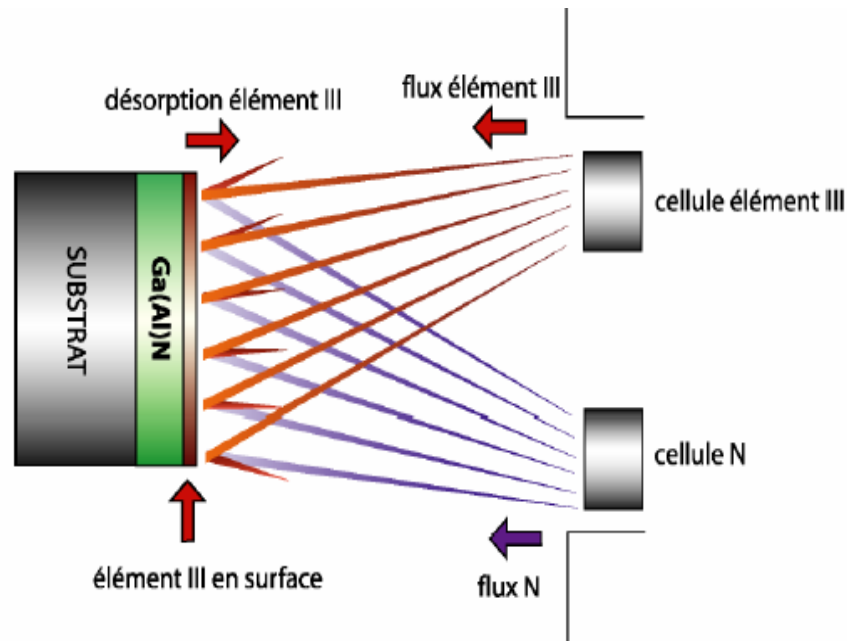


Figure III-2: Schéma de la croissance par EJM sous plasma d'azote.

De façon générale, la source plasma RF utilisée dans cette méthode de croissance pose le problème de la faible mobilité des espèces chimiques en surface aux températures de croissance de 700°C typiques pour GaN.

Pour la croissance d'AlN, la température idéale se situerait aux alentours de 1000°C, ce qui pose le problème du collage du substrat sur son support réalisé usuellement à l'indium, celui-ci s'évapore au delà de 700°C. Cette méthode reste toutefois particulièrement adaptée à la croissance de nanostructures fines en séquences compliquées grâce à son très bon contrôle des conditions de croissance.

III.3.2 Source ammoniac

L'utilisation de cellule ammoniac NH_3 est la méthode la plus répandue pour dissocier l'azote puisqu'elle équipe les installations MOCVD d'épitaxie en phase vapeur par précurseurs métallo-organiques (**Metal Organic Chemical Vapor Deposition**) utilisées dans l'industrie des diodes électroluminescentes et des diodes laser violettes. En effet, dans NH_3 , l'atome d'azote est plus faiblement lié que dans la molécule N_2 .

La décomposition de la molécule d'ammoniac en surface a aussi l'avantage de stabiliser la surface de croissance, ce qui permet de travailler à des températures de croissance

relativement élevées - typiquement 1000°C pour GaN en MOCVD. Les cellules ammoniac ont été transposées avec succès en épitaxie par jets moléculaires (MBE) au CHREA à Sophia Antipolis [2]; [3]; [4] et par le groupe de Morkoç, dans un système baptisé en anglais Reactive MBE [6]. Les températures de croissance sont de 700-800°C et la vitesse de croissance de quelques $\mu\text{m/h}$.

III.4 Défauts dans les semiconducteurs nitrurés

Ces défauts agissent comme des centres de recombinaison, sur lesquels les porteurs peuvent venir se piéger. On les classe généralement en deux types : **les dislocations et les défauts ponctuels**.

III.4.1 Dislocations

Il en existe de plusieurs sortes et dans GaN, il a été démontré qu'elles agissent comme centre de recombinaison non radiatif [7]. Les plus défavorables et aussi les plus nombreuses dans les nitrures sont les dislocations dites «traversantes », qui comme leur nom l'indique ont la propriété de traverser toute la structure le long de l'axe de croissance.

Dans les nitrures, les grains issus des nombreux centres de nucléation au départ de la croissance coalescent pour former des colonnes séparées par des joints de grains. Selon que ces colonnes sont tintées ou twistées, les contraintes générées au niveau du joint sont relaxées par l'introduction de dislocations vis ou coin.

Les autres dislocations sont les dislocations provoquées par une relaxation plastique lors d'une croissance en désaccord de maille appelées dislocations de misfit. Ces dislocations sont moins gênantes pour les applications optiques puisque elles sont générées dans le plan de croissance et dans la structure wurtzite on considère en général qu'elles y restent figées. Il est donc possible de les enterrer loin de la zone active du laser.

III.4.2 Défauts ponctuels

Ponctuellement, des défauts peuvent être introduits dans le réseau cristallin lors de l'épitaxie (faute d'empilement, lacune, inclusions d'impuretés,...). Dans GaN par exemple, les lacunes liées à l'oxygène forment des niveaux profonds responsables d'une émission dans le jaune (bande jaune). Nous avons constaté cependant que dans AlGaN, il n'y a pas d'émission dans cette gamme de longueur d'onde ce qui tendrait à prouver que ce type de défauts n'est pas présent. Dans AlN, la luminescence sur les défauts profonds est plutôt attendue dans le violet [8].

Cependant les défauts profonds peuvent être aussi des centres non radiatifs efficaces et dans ce cas ils peuvent engendrer une diminution toute aussi importante du rendement d'émission lumineuse.

Finalement, on peut relire la problématique de croissance des semiconducteurs nitrures à la lumière de ce paragraphe. Pour les dislocations provoquées par la nature colonnaire de ces composés, c'est la mobilité de surface des espèces chimiques sur le substrat qui détermine la dimension de ces grains. Plus elle sera élevée plus les grains seront larges, et faible sera la densité de dislocations traversantes. La problématique de croissance vis à vis des défauts ponctuels est beaucoup moins évidente.

On peut seulement évoquer certains principes :

- ✓ leur nombre dépend de la pureté des espèces chimiques employées.
- ✓ la quantité de gaz résiduel au cours de la croissance.

Comme les défauts ponctuels se forment généralement à l'équilibre thermodynamique, ils seront d'autant moins nombreux que sera grande la température de croissance.

III.5 Les substrats lasers pour les nitrures d'éléments III

III.5.1 Substrat GaN massif pour l'homoépitaxie

La croissance de monocristaux de GaN massif est l'apanage de l'équipe polonaise de UNIPRESS à Varsovie. Cette équipe est la seule à maîtriser suffisamment la croissance à très haute pression et haute température (12-20 kbar de pression d'azote, 1400-1700 °C [9]), pour permettre la croissance de monocristaux qui à l'heure actuelle, n'ont pas de prétentions commerciales à cause de leur coût de réalisation élevé et leur taille limitée. Cependant avec une densité de défauts de seulement quelques 10^2cm^{-2} ils servent de référence pour les propriétés optiques et électroniques de GaN intrinsèque, tout comme pour les hétérostructures épitaxiées sur ce substrat.

III.5.2 Substrat Saphir (Al_2O_3)

Le substrat le plus répandu pour l'épitaxie des nitrures est le saphir en orientation (0001) pour la croissance des diodes électroluminescentes (DEL). Bien que de coût faible (10 € pour une tranche de 2 pouces) et disponible en grandes dimensions (jusqu'à 6 pouces), il est loin d'être le substrat idéal pour la croissance des semiconducteurs nitrures.

Un obstacle à la fabrication de dispositifs laser vient également du fait que le saphir ne se clive pas. Dans la technologie des diodes laser violettes InGaN/GaN, les miroirs sont formés par une étape de gravure sèche chlorée [10].

Enfin, la dissipation thermique du saphir est si faible qu'il doit être retiré pour ensuite coller le semiconducteur sur un substrat thermique.

III.5.3 Substrat Carbure de Silicium (SiC)

Avec une bonne conductibilité thermique, un clivage aisé, c'est un substrat laser par excellence. Fujitsu et Cree sont les deux principales sociétés impliquées au niveau mondial dans le développement de diodes laser sur substrat SiC: toutes deux ont déjà démontré son utilisation en tant que substrat laser [11], [12].

En 1999, le record de durée de vie était détenu par Fujitsu avec 57 h de fonctionnement en continu. Son quasi accord de maille avec AlN en fait également un substrat de choix pour les applications dans l'UltraViolet (émission d'AlN vers 200 nm - 6.2 eV).

III.5.4 Pseudosubstrats GaN et AlN

Une voie qui s'est avérée essentielle pour réduire la densité de défauts dans les diodes lasers. Elle consiste à déposer d'abord une couche de silice sur une couche épitaxie de GaN. Ensuite on grave des ouvertures en forme de ruban. Puis on fait croître du GaN sur le substrat gravé. La croissance commence d'abord dans les zones gravées (sans silice), ensuite grâce à une croissance latérale GaN coalesce au-dessus des rubans de silice. En répétant ce procédé plusieurs fois, dans les zones situées au dessus des rubans de silice, la densité de dislocations peut descendre jusqu'à 10^6 cm^{-2} [13].

La recroissance latérale permet en effet d'annuler un grand nombre de dislocations traversantes en les courbant dans le plan de la couche. C'est grâce à ces pseudo-substrats, que les performances des diodes laser ont été améliorées, en particulier la durée de vie qui a pu ainsi atteindre 10000 h [14]. Ce domaine est en pleine effervescence actuellement et la recroissance latérale est actuellement déclinée sous différents aspects en laboratoire en vue d'une commercialisation prochaine: C'est le cas d'AlN/Al₂O₃ [13] et de GaN/Al₂O₃ [15].

III.6 Diagramme de croissance de GaN

En épitaxie par jets moléculaires assistée par plasma, deux types de paramètres permettent de contrôler la croissance d'une couche donnée :

1. Les flux des différentes espèces émises par les cellules à effusion.
2. La température du substrat (T_s).

Le choix de ces paramètres va déterminer la nature de la couche épitaxiée mais également sa qualité cristalline.

Dans le cas d'une couche épaisse de GaN, il existe quatre régimes de croissance dont un seul est optimal pour obtenir une couche de bonne qualité [16]. On peut représenter ces différents régimes sur un diagramme montrant le flux de gallium en fonction de la température du substrat pour un flux d'azote donné. Voir la figure III-3

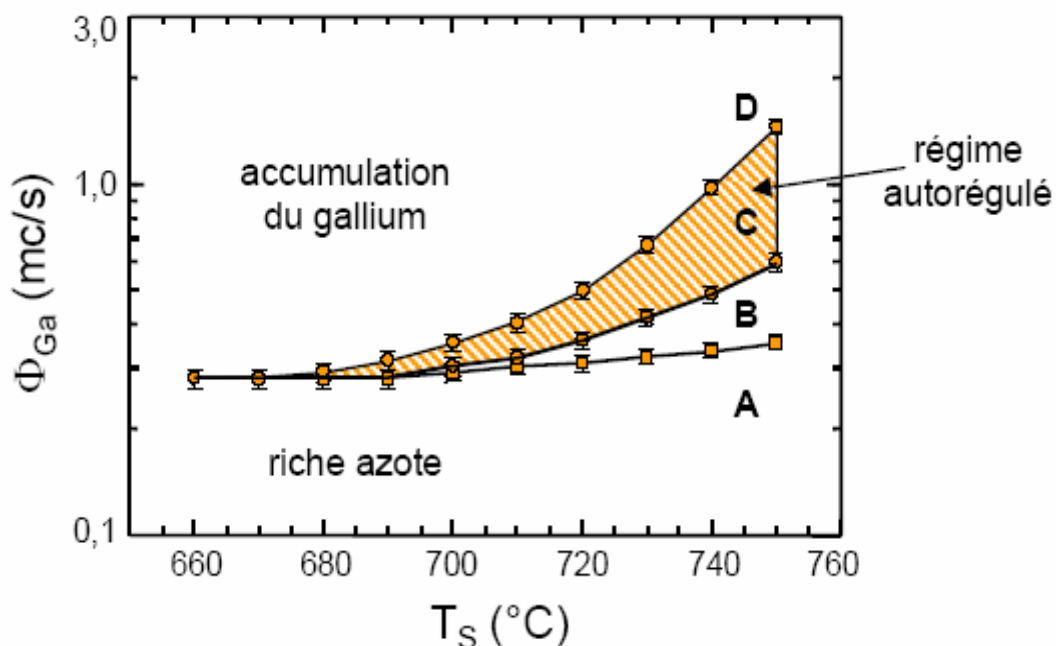


Figure III-3: Régimes de croissance de GaN pour un flux d'azote de 0.28 monocouche (mc) par seconde [16]

On distingue ainsi :

A. Le régime "riche azote" conduit à une surface très rugueuse et augmente la densité de dislocations.

B. Le régime "riche gallium" avec un taux de couverture du gallium inférieur à une monocouche est similaire au précédent.

C. Le régime autorégulé représente les conditions optimales. C'est également un régime "riche gallium" avec un taux de couverture de 2.5 monocouches de gallium en surface pendant la croissance.

D. Dans le régime d'accumulation du gallium, l'excès de métal en surface finit par former des gouttelettes de plusieurs dizaines de microns de diamètre qui dégradent localement les propriétés du matériau de façon très significative.

La croissance se fait donc dans le régime autorégulé C.

Par ailleurs il a été montré que la présence d'indium à des températures suffisamment élevées pour éviter l'incorporation modifie la cinétique de surface en favorisant une croissance bidimensionnelle. Cet effet, qualifié de surfactant (catalyseur de surface), permet d'améliorer notablement la qualité des couches de GaN [17].

III.7 Elaboration d'alliages ternaires

III.7.1 Principe

Le principe d'élaboration des alliages ternaires à partir d'un composé binaire est illustré sur la figure III-4. Partant de la courbe du binaire (BC), on se place dans des conditions riche élément C (N dans le cas des nitrures) et on envoie ensuite l'autre métal A (In ou Al) pour compléter le déficit de métal B (Ga dans le cas de GaN).

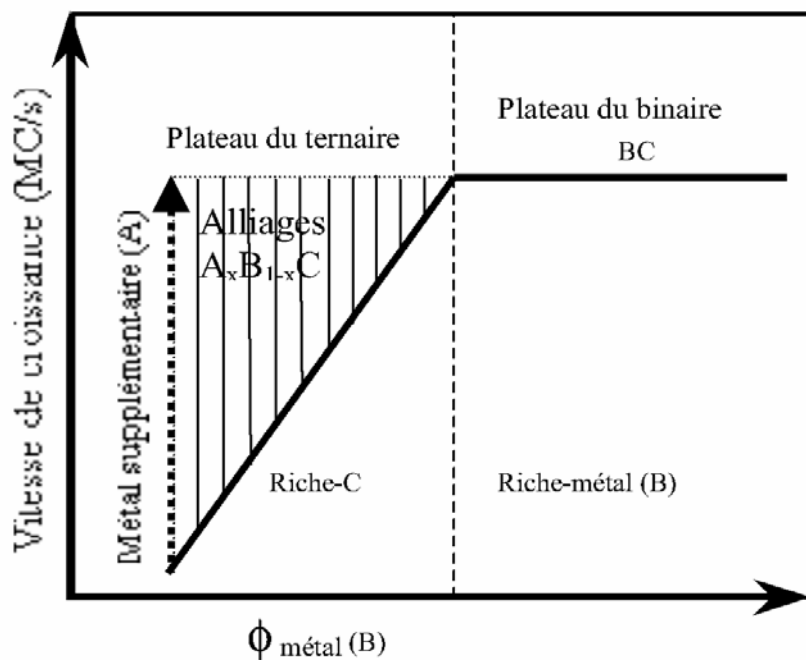


Figure III-4: Principe d'élaboration d'alliages ternaires.

En variant le rapport des deux métaux concernés, il est alors possible en principe d'élaborer des alliages dans toute la gamme de composition. L'expérience nous montre cependant que le mécanisme est complexe et implique la mobilité des espèces en surface, la dépendance du coefficient d'incorporation de l'élément concerné avec la température de substrat, des possibles effets surfactants. L'influence de chacun de ces facteurs rend difficile

le contrôle d'élaboration des alliages à la fois avec une composition désirée et une bonne qualité optique. En mesurant les oscillations de RHEED durant le dépôt simultané de Ga, de N et d'Al (ou d'In) sur GaN, nous sommes en mesure d'étudier certains de ces phénomènes. Finalement nous démontrons dans le cas de l' $Al_xGa_{1-x}N$, la possibilité d'ajuster non seulement les épaisseurs mais aussi de déterminer de façon directe la composition de l'alliage au moyen de la vitesse de croissance déduite des oscillations de RHEED.

III.7.2 Croissance du ternaire AlGaN

La croissance de ce ternaire est conditionnée par la grande différence de mobilités des atomes de Gallium et d'Aluminium en surface de l'échantillon. Pour ces températures, il est généralement reconnu que l'Aluminium, moins mobile, colle préférentiellement au Gallium. C'est grâce à ce principe que l'on contrôle alors la stoechiométrie des composés ternaires. En pratique, il s'agit de contrôler les flux d'aluminium et de gallium. Connaissant le rapport de flux métal/azote réalisant la stoechiométrie d'AlN, le flux d'Al est diminué en proportion de la concentration de Ga désirée dans l'alliage et complétée par un flux de Ga en quantité suffisante.

Deux possibilités s'offrent alors pour déposer des couches de qualité :

- Pour $T_s > 700^\circ \text{C}$, il est possible de contrôler l'excès de gallium de manière à croître dans un régime autorégulé semblable à celui de la croissance de GaN avec une bicouche de gallium liquide qui surnage.
- Pour $T_s < 700^\circ \text{C}$, il n'existe pas de fenêtre où la bicouche de gallium soit stable. On peut alors utiliser l'Indium pour jouer un rôle de surfactant à la manière de la bicouche de Gallium.

E. Monroy a montré que l'utilisation de l'Indium comme surfactant pour la croissance de AlGaN en MBE assistée plasma permettait d'obtenir des propriétés structurales [18] meilleures qu'en MOCVD. Les propriétés optiques restent cependant limitées.

III.7.3 Difficultés spécifiques

La croissance d' $Al_xGa_{1-x}N$ est relativement complexe car la mobilité des atomes d'aluminium en surface est plus faible que celle des atomes de Gallium et l'Aluminium tend à réagir préférentiellement avec l'azote. De plus, les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. Premièrement, l'alliage peut subir un réarrangement atomique pendant la croissance générant spontanément une succession de superréseaux AlN/GaN de périodicité variable selon les rapports des flux des différentes espèces [19].

Deuxièmement, l'Aluminium a tendance à s'accumuler autour des dislocations, ce qui crée des régions appauvries en Aluminium à quelques nanomètres des coeurs des dislocations. Les zones riches en Al ont des teneurs jusqu'à 70% supérieures aux zones appauvries [20].

III.7.4 Diagramme de croissance classique d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en MBE

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

Comme avec GaN, on peut tracer un diagramme de croissance donnant les flux des différentes espèces mais cette fois en fonction de la composition de l'alliage visée. Lorsque le flux des deux métaux est trop élevé il y a accumulation de métal en surface puis formation de gouttelettes.

Lorsque l'on est au contraire en régime "riche azote", la surface est rugueuse.

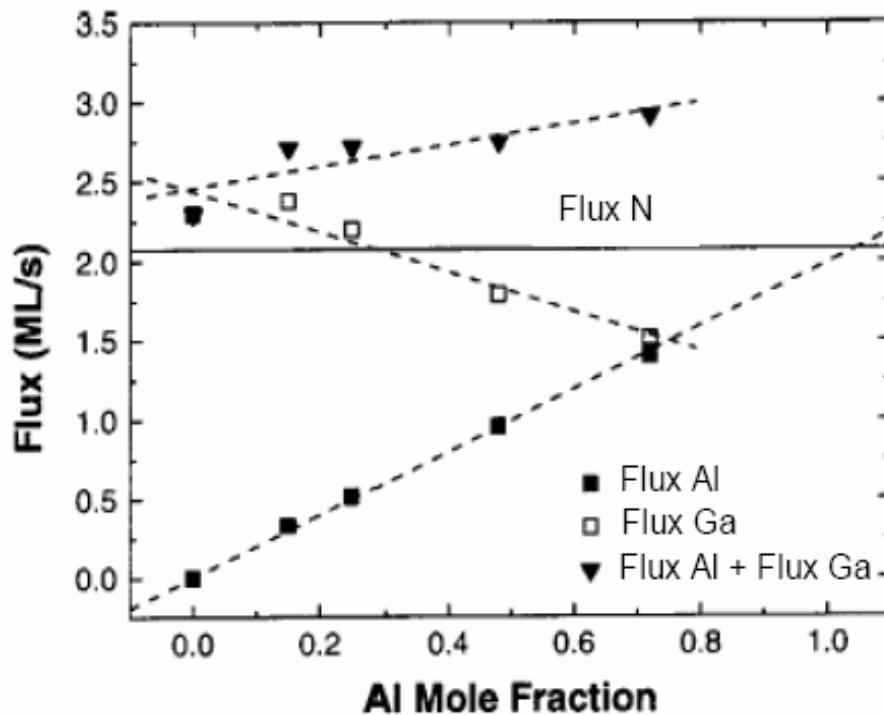


Figure III-5: Diagramme de croissance d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ ($T_{\text{substrat}} = 730^\circ\text{C}$) [21].

III.7.5 Utilisation de l'indium comme surfactant

L'indium peut jouer le rôle de surfactant dans la croissance des alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ comme dans celle de GaN. Dans ce cas, une monocouche d'indium recouvre la surface de

l'échantillon en cours de croissance et modifie la cinétique de diffusion des différentes espèces. La qualité structurale du matériau en est améliorée [21].

Le flux d'Indium nécessaire pour maintenir une monocouche stable en surface dépend de la température du substrat et de la composition visée de l'alliage.

III.8 Epitaxie des matériaux II-VI

Les méthodes et les techniques citées précédemment restent valables pour la croissance des matériaux II-VI.

En revanche, ces matériaux qui naturellement peuvent être utilisés comme substrats en vue d'une croissance, sont de qualité médiocre. Ceci a mené à choisir pour le ZnSe par exemple, le GaAs comme substrat, mais le désaccord de maille entre les deux semiconducteurs (déposé et substrat) engendre la formation de dislocations notamment lorsque l'épaisseur de la couche épitaxiée dépasse une certaine valeur critique.

Ceci est reconnu comme étant les causes majeures de la grande limitation que connaît la technologie des dispositifs électroluminescents à base de ces matériaux.

III.9 Conclusion

L'élaboration technologique est un point important à étudier avec soin. Elle enrichit la modélisation par les données de la structure d'un côté, et appuie le calcul du gain optique d'un autre côté, surtout lorsqu'il s'agit de tenir compte des contraintes et des pertes que subissent les structures lasers à puits quantiques lors de leur conception.

La technologie des II-VI reste cependant limitée par rapport à celle des nitrures.

D'autres techniques ont vu le jour telles que La GSMBE (gas source molecular beam epitaxy), la MOMBE (metal organic molecular beam epitaxy), et la CBE (chemical beam epitaxy). Ces techniques sont décrites en détail par W.T. Tsang [22].

Bibliographie

- [1] H. Stöker, F. Jundt, G. Guillaume «Toute la physique» 3ème édition Dunod, Paris L398. (1999).
- [2] N. Grandjean, J. Massies, M. Leroux « Nitridation of sapphire : effects on the optical properties of GaN epitaxial overlayers » Appl. Phys. Lett. 69 2071,(1996).
- [3] N. Grandjean. J. Massies. Y. Martinez. P. Venegues. M. Leroux. M. Laugt. «GaN epitaxial growth on sapphire (0001): the role of the substrate nitridation » J. Cryst. Growth 178, 220, (1997).
- [4] B. Damilano « Nanostructures (Ga,In,Al)N: croissance par épitaxie sous jets moléculaires, propriétés optiques, application aux diodes électroluminescentes » Thèse de doctorat de l'Université de Nice- Sophia Antipolis, Nice (2001).
- [5] M.Henini, «Epitaxial deposition techniques and materials systems » Algerian journal of advanced materials, vol 1, N°2, (1998).
- [6] H. Morkoç « Nitride Semi-conductors and Devices » Springer Verlag (1999).
- [7] T. Sugahara, H. Sato, M. Hao, Y. Naoi, S. Kurai, S. Tottori, K. Ymashita, K. Nishino, L. T Romano, S. Sakai « Direct evidence that dislocations are non-radiative recombination centers in GaN » Jap J. Appl. Phys. 37 ,L398,(1998).
- [8] T. Mattila, R. M. Nieminen «Point-defect complexes and broadband luminescence in GaN and AlN », Phys. Rev. B 55, 9571, (1997).
- [9] S. Porowski, «Bulk and homoepitaxial GaN-growth and characterisation » J. Cryst. Growth, 189-190, 153,(1998).
- [10] S. Nakamura, G. Fasol « The Blue Laser Diode » Springer-Verlag,(1997).
- [11] A. Kuramata, S. Kubota, R. Soejima, K. Domen, K. Horino, P. Hacke, T. Tanahashi, « Continuous wave operation at room temperature of InGaN laser diodes fabricated on 4H-SiC substrates » Jap. J. Appl. Phys. Part2 38 ,L481(1999).
- [12] G.E. Bulman, K. Doverspike, K.W. Haberem, H. Dieringer, H.S. Kong, J. Edmond, Y.K. Song, M.Kuball, A. Nurmikko « InGaN/GaN MQW SCH lasers grown on SiC » Proceedings-of-the-SPIE –The International-Society-for-Optical-Engineering. vol. 3628, 169, (1999).
- [13] S. Nagahama, N. Iwasa, M. Senoh, T. Matsushita, Y. Sugimoto, H. Kiyok, T. Kozaki, M. Sano, H. Matsumura, H. Umemoto, K Chocho, T. Mukai «High-Power ans Long-Lifetime InGaN Multi-Quantum-Well Laser Diodes Grown on Low-Dislocation-Density GaN Substrates » Jpn. J. Appl. Phys. 39, L647,(2000).
- [14] [http://www .ngk.co.jp/english/index.html](http://www.ngk.co.jp/english/index.html).

[15] <http://www.lumilog.com>.

[16] C. Adelmann, J. Brault, E. Martinez-Guerrero, G. Mula, H. Mariette, Le Si Dang, B. Daudin « Molecular-Beam Epitaxy of GaN: A Phase Diagram » *phys. stat. sol. (a)* 188, 575 (2001).

[17] F. Widmann, B. Daudin, G. Feuillet, N. Pelekanos, J. L. Rouvière « Improved quality GaN grown by molecular beam epitaxy using In as a surfactant » *Appl. Phys. Lett.* 73, 2642 (1998).

[18] E. Monroy, B. Daudin, E. Bellet-Amalric, N. Gogneau, D. Jalabert, F. Enjalbert, J. Brault, J. Barjon, Le Si Dang « Surfactant effect of In for AlGa_N growth by plasma-assisted molecular beam epitaxy », *J. Appl. Phys.* 93, 1550, (2003).

[19] E. Iliopoulos, K. F. Ludwig Jr., T. D. Moustakas, S. N. G. Chu « Chemical ordering in AlGa_N alloys grown by molecular beam epitaxy » *Appl. Phys. Lett.*, 78, 463, (2001).

[20] L. Chang, S. K. Lai, F. R. Chen, J. J. Kai « Observations of Al segregation around dislocations in AlGa_N » *Appl. Phys. Lett.*, 79, 928, (2001).

[21] E. Monroy, N. Gogneau, F. Enjalbert, F. Fossard, D. Jalabert, E. Bellet-Amalric, Le Si Dang, B. Daudin « Molecular-beam epitaxial growth and characterization of quaternary III–nitride compounds » *J. Appl. Phys.* 94, 3121, (2003).

[22] W.T. Tsang « The crystal structure of the N » *J. Crystal Growth*, 96, 121, (1989).

CHAPITRE IV

PARAMETRES DE CALCUL, MODELISATION ET OPTIMISATION

IV.1 Introduction

Nous exposons dans ce chapitre les paramètres nécessaires à la modélisation et à l'optimisation du gain optique, du facteur de confinement et du gain modal pour quelques systèmes lasers à puits quantiques à base de nitrures et de matériaux II-VI.

IV.2 Pseudo niveau de Fermi

Les semi-conducteurs de type III-V et II-VI sont caractérisés par coordination tétraédrique, chaque atome de volume établit des liaisons purement covalentes ou partiellement ioniques avec ses quatre premiers voisins, chaque liaison étant saturée par deux électrons.

La symétrie de translation du cristal regroupe ces états en bande d'énergie, les combinaisons liantes sont saturées et donnent naissance à la bande de valence entièrement occupée, les combinaisons antiliantes sont totalement vides, elles donnent naissance à la bande de conduction.

Le niveau de Fermi est un paramètre d'équilibre thermodynamique, les densités des électrons et des trous sont caractérisées par le niveau de Fermi à l'équilibre thermodynamique, lorsque l'excitation extérieure modifie les densités des porteurs, le niveau de Fermi n'est plus défini.

Les porteurs injectés dans le semiconducteur ont des énergies souvent différentes des énergies des extrema des bandes permises (E_v, E_c) voir la figure IV-1.

Ces porteurs par leurs interactions avec le réseau cristallin perdent de l'énergie et se thermalisent dans les extrema (E_v, E_c), la durée de cette thermalisation est conditionnée par le temps de relaxation qui est de l'ordre de 10^{-13} s à 10^{-12} s, la durée de vie des porteurs dans une bande est de l'ordre de 10^{-9} s à 10^{-7} s, il en résulte que les électrons se thermalisent respectivement dans la bande de conduction et dans la bande de valence avant de se recombiner. Il s'établit alors dans le semiconducteur excité un régime de pseudo-équilibre dans chacune des bandes.

La population des électrons et trous sont chacune en équilibre thermodynamique, mais indépendamment l'une de l'autre. Ce régime est défini par des pseudo-niveaux de Fermi.

E_{fc} caractérise les densités et les distributions des électrons dans la bande de conduction, et E_{fv} caractérise les densités et les distributions des trous dans la bande de valence.

La distribution des porteurs dans une bande permise est régie par la statistique de **Fermi-Dirac**

$$f_c = \frac{1}{1 + e^{\frac{\varepsilon_{cn} - E_{fc}}{KT}}} \quad \text{IV.1}$$

$$f_v = \frac{1}{1 + e^{\frac{\varepsilon_{vn} - E_{fv}}{KT}}} \quad \text{IV.2}$$

Où

ε_{cn} : L'énergie totale des électrons dans les sous bandes n

ε_{vn} : L'énergie totale des trous dans les sous bandes n

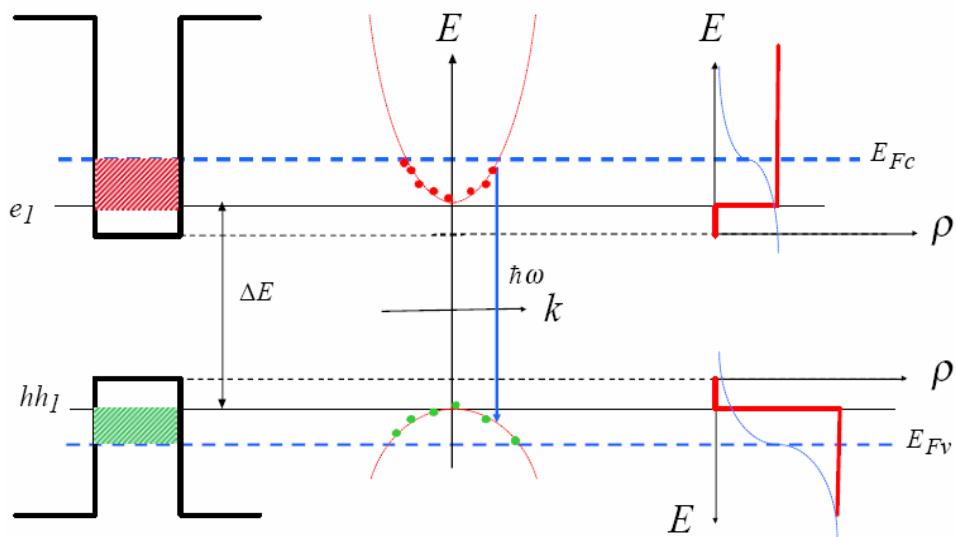


Figure IV-1 : Gap effectif d'une structure à puits quantique.

Les quasi-niveaux de **Fermi** sont reliés aux densités des électrons et trous injectés dans le puits par [1] :

$$N = \left(\frac{m_e^* \cdot K \cdot T}{\pi \cdot \hbar^2 \cdot L_z} \right) \cdot \sum_n \ln \left[1 + e^{\frac{E_{fc} - E_{cn}}{K \cdot T}} \right] \quad \text{IV.3}$$

$$P = \left(\frac{m_v^* K T}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \cdot \sum_n \ln \left[1 + e^{\frac{-E_{fv} - E_{vn} - E_g}{K T}} \right] \quad \text{IV.4}$$

Pour n=1 :

$$f_c = \frac{1}{\frac{(E_{cv} - E_g - E_{c1} - E_{v1})}{\left(\frac{K T m_e^*}{m_r} \right)} + e^{-\frac{E_{fc} - E_{c1}}{K T}}} \quad \text{IV.5}$$

$$f_v = \frac{1}{\frac{-(E_{cv} - E_g - E_{c1} - E_{v1})}{\left(\frac{K T m_v^*}{m_r} \right)} + e^{\frac{E_{v1} + E_g + E_{fv}}{K T}}} \quad \text{IV.6}$$

Ou :

$$m_r = \frac{m_e^* m_v^*}{m_e^* + m_v^*} \quad \text{IV.7}$$

E_{v1} : correspond au premier niveau quantifié de la sous bande des trous lourds E_{hh1} .

m_r : La masse effective réduite.

m_e^* : La masse effective des électrons.

m_v^* : La masse effective des trous.

IV.3 Coefficients de gain optique

Nous prenons le modèle optique du gain d'Asada et al [2], dans lequel nous supposons que toutes les sous-bandes sont paraboliques et que les transitions optiques obéissent aux règles de sélection (k.p) [3].

Le gain parabolique pour un puits quantique simple est exprimé comme:

$$g(\omega) = \omega \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \sum_{n=0}^{N-1} \left(\frac{m_r}{\pi \hbar^2 L_z} \right) \int_{E_g + E_{cn} + E_{vn}}^{\infty} \langle R_{cv}^2 \rangle (f_c - f_v) F_{\tau}(E_{cv}) dE_{cv} \quad \text{IV.8}$$

Avec :

ω : La fréquence angulaire de la lumière.

μ : La perméabilité du matériau

ε : La constante diélectrique du matériau.

m_r : La masse effective réduite.

E_{cv} : L'énergie de transition entre les électrons et les trous lourds.

$\langle R_{cv}^2 \rangle$: L'élément matrice du moment dipolaire constitué par un électron de la sous-bande n dans la bande de conduction et un trou de la sous-bande n dans la bande de valence donné par :

$$\langle R_{cv}^2 \rangle = \frac{\hbar}{\hbar \omega} \left(\frac{m_0}{m_e^*} - 1 \right) \frac{(E_g + \Delta_1 + \Delta_2)(E_g + 2\Delta_2) - 2(\Delta_3)^2}{E_g + 2\Delta_2} \quad \text{IV.9}$$

$$R_{cv} = \frac{1}{j} \int \psi_2^*(r) \cdot \nabla_A \cdot \psi_1(r) d^3 r \quad \text{IV.10}$$

Asada et ses collaborateurs ont employé une fonction de Lorentzienne basée sur le formalisme de matrice de densité, comme suit :

$$F_r(E_{cv}) = \frac{\frac{h}{\tau_{in}}}{(E_{cv} - \hbar \omega)^2 + \left(\frac{h}{\tau_{in}} \right)^2} \quad \text{IV.11}$$

Où:

$F_\tau(E_{cv})$: Une fonction exprimant l'élargissement de transition.

τ_{in} : Le temps de relaxation intrabande.

Nous supposons que le temps de relaxation intrabande est le même pour toutes les sous-bandes, le gain optique ainsi est donné par l'expression suivante :

$$g(\omega) = \sqrt{\frac{\mu}{\varepsilon}} \cdot \omega \cdot \frac{m_e^* \cdot m_v^*}{(m_e^* + m_v^*) \cdot \pi \cdot \hbar^2 \cdot L_z} \cdot \sum_{i=0}^{W_n-1} \int_{E_{c1} + E_{hh1} + E_g}^{\infty} (R_{cv}) \cdot \frac{(f_c - f_v) \cdot \frac{\hbar}{\tau_{in}}}{(E_{cv} - \hbar \omega)^2 + \frac{\hbar^2}{\tau_{in}^2}} dE_{cv} \quad \text{IV.12}$$

IV.4 Facteur de confinement optique

Lorsque les porteurs sont confinés dans un puits quantique, l'épaisseur de la zone active est inférieure à la longueur d'onde optique. Il en résulte que les photons occupent alors un volume qui s'étend bien au-delà de la zone active.

On peut donc facilement perdre en recouvrement porteurs-photons ce que l'on gagne en confinement de porteurs. Le résultat net est fonction de ce recouvrement. Ce dernier est mesuré par un paramètre appelé *facteur de confinement*. Cette grandeur notée Γ quantifie l'interaction entre une couche active en terme d'amplification optique et le mode optique confiné par la structure parallèlement aux couches.

Dans le cas simple d'une double hétérostructure, il s'agit d'une interaction de la zone de gain avec le champ électrique E du mode optique (voir la figure IV-2).

Le facteur de confinement du puits de largeur L est alors donné par:

$$\Gamma = \frac{\int_{-L_z/2}^{L_z/2} |E_x(x)|^2 dx}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_x(x)|^2 dx} \quad \text{IV.13}$$

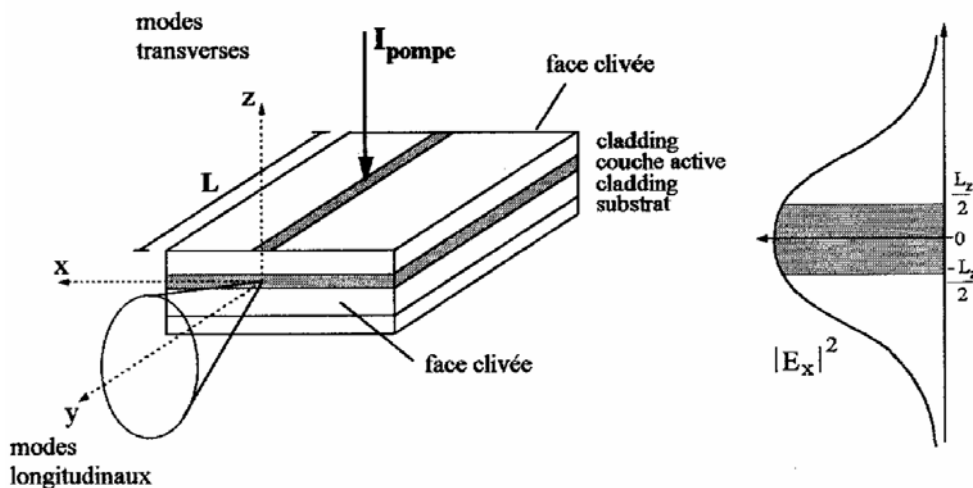


Figure IV-2: Configuration de pompage d'une double hétérostructure et profil d'intensité de son mode guidé.

Pour être tout à fait rigoureux, plutôt que de considérer l'interaction du mode optique avec la dimension physique du puits quantique, il vaut mieux considérer l'interaction du mode optique avec la fonction d'onde des porteurs. Son extension est généralement comparable

avec la largeur du puits sauf dans le cas de puits fins. Enfin, pour les boîtes quantiques, le facteur de confinement obtenu sur la hauteur des boîtes est à pondérer par leur taux de couverture.

Le calcul du facteur de confinement Γ n'est pas très facile et nécessite une approche numérique, une expression analytique simple permet d'obtenir Γ avec une bonne approximation [4] :

$$\Gamma = \frac{D^2}{2 + D^2} \quad \text{IV.14}$$

D : largeur normalisée de la zone active

$$D = \frac{2\pi}{\lambda} (n_a^2 - n_b^2)^{\frac{1}{2}} Lz \quad \text{IV.15}$$

n_a : Indice de réfraction de la zone active .

n_b : Indice de réfraction de barrière.

Lz : largeur de puits.

λ : La longueur d'onde du rayonnement dans le vide .

IV.5 Gain modal

Dans une hétérostructure, l'expression du coefficient de gain se développe en fonction du nombre N de puits insérés dans le guide optique. Si les puits, sont découplés (leurs fonctions d'onde ne se recouvrent pas), chaque puits quantique nourrit l'amplification du mode optique en fonction de son interaction avec lui, quantifiée par le facteur de confinement Γ_i , et de son gain propre g_i . Le gain est alors appelé le **gain modal** et sera ici noté $g_{\text{mod } e}$.

$$g_{\text{mod } e} = \sum_i^N \Gamma_i g_i \quad \text{IV.16}$$

IV.6 Condition de seuil laser en amplitude

Un laser se compose d'un milieu amplificateur caractérisé par son coefficient de gain optique g (défini comme l'accroissement de l'intensité lumineuse par unité de longueur

$$I(L) = I_0 e^{gL} \quad \text{IV.17}$$

et d'un résonateur **Fabry-Perot** constitué de 2 miroirs de coefficients de réflexion R_1 et R_2 . La cavité optique permet la propagation de la lumière avec une atténuation appelée pertes internes de la cavité. L'oscillation laser devient alors possible dès que l'amplification de la lumière sur un aller retour permet de compenser les pertes des miroirs et les pertes internes de la cavité. En d'autres termes, pour obtenir l'effet laser, le gain optique doit être supérieur aux pertes de la cavité. Cette condition se formalise dans la condition de seuil laser en amplitude:

$$g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad \text{IV.18}$$

Nous distinguons le seuil laser du seuil d'amplification optique. Au dessus du seuil laser, le gain permet à la lumière de parcourir plusieurs aller-retour dans la cavité. Au dessus du seuil d'amplification optique, la lumière est amplifiée sur un seul passage et seules les pertes internes sont compensées. Ces deux seuils convergent vers une même valeur lorsque les pertes des miroirs sont faibles - ce qui sera le cas si l'on dépose des miroirs diélectriques sur les facettes de la cavité.

IV.7 Modélisation d'un laser à puits quantiques. Résultats et discussions

Nous commencerons d'abord par la modélisation des structures à base de III-N. Une étude comparative avec celles à base de matériaux II-VI, concernant notamment, le paramètre facteur de confinement optique en découlera.

IV.7.1 Longueur d'onde d'émission en fonction de la largeur du puits

La séparation spatiale des électrons et des trous par champ électrique réduit leur interaction coulombienne et par suite l'énergie de liaison de l'exciton. Il en résulte que le déplacement du bord d'absorption de la structure est essentiellement conditionné par les variations des énergies de confinement, et nous pouvons écrire:

$$\Delta \hbar \omega \simeq \Delta E_{e1} + \Delta E_{h1} \quad \text{IV.19}$$

Si l'inversion de population des sous bandes fondamentales des électrons et des trous permet de créer un gain supérieur aux pertes, la raie d'émission du laser est donnée par :

$$\hbar \omega = E_g + E_{e1} + E_{h1} \quad \text{IV.20}$$

Avec

E_g : Le gap du matériau constituant le puits.

E_{e1}, E_{h1} : Énergies de confinement des électrons et des trous respectivement.

$$E_{e1} = \frac{\hbar^2 \cdot \pi^2}{2 \cdot m_e^* \cdot L_z^2} (eV) \quad \text{IV.21}$$

$$E_{h1} = \frac{\hbar^2 \cdot \pi^2}{2 \cdot m_v^* \cdot L_z^2} (eV) \quad \text{IV.22}$$

La structure des bandes dans le puits est représentée sur la figure IV-3 ou nous voyons que le gap effectif du matériau dans le puits E'_G a augmenté par rapport à celui du matériau massif E_G .

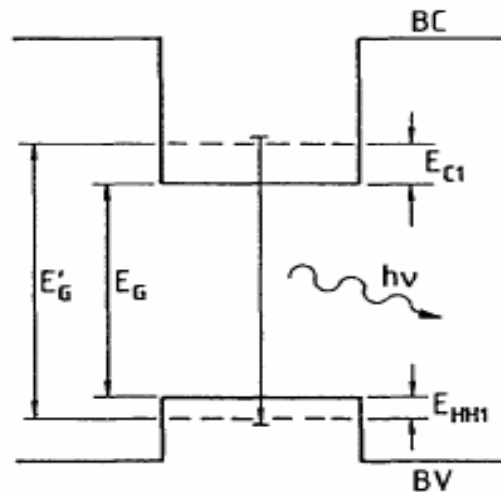


Figure IV-3 : Gap effectif d'une structure à puits quantique.

La longueur d'onde émise dépend de la largeur de bande interdite du semi-conducteur. Or, dans le cas d'un alliage, celle-ci varie de façon continue en fonction de la composition.

Nous pouvons donc choisir la longueur d'onde du laser lors de sa fabrication.

$$\lambda = \frac{1,24}{E_g(A_x B_{1-x} C) + \frac{\hbar^2 \pi^2}{2 \cdot L_z^2} \left(\frac{1}{m_e^*} + \frac{1}{m_v^*} \right)} \quad (\mu\text{m}) \quad \text{IV.23}$$

Avec :

m_e^*, m_v^* : Respectivement, les masses effectives des électrons et des trous.

En utilisant le tableau I-3, on obtient par exemple pour le $(Al_xGa_{1-x}N)$:

$$m_e^*(Al_xGa_{1-x}N) = 0.1x + 0.2$$

$$m_v^*(Al_xGa_{1-x}N) = 0.34x + 0.8$$

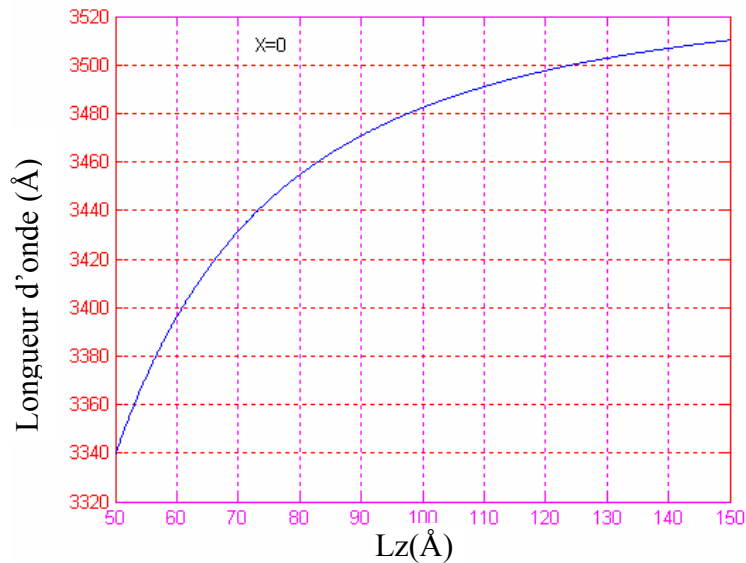


Figure IV-4 : Variation de la longueur d'onde d'émission du GaN en fonction de la largeur du puits (L_z).

La largeur du puits est un paramètre très important dans la détermination du design d'un laser à puits quantique.

IV.7.2 Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la fraction molaire pour différentes largeurs de puits

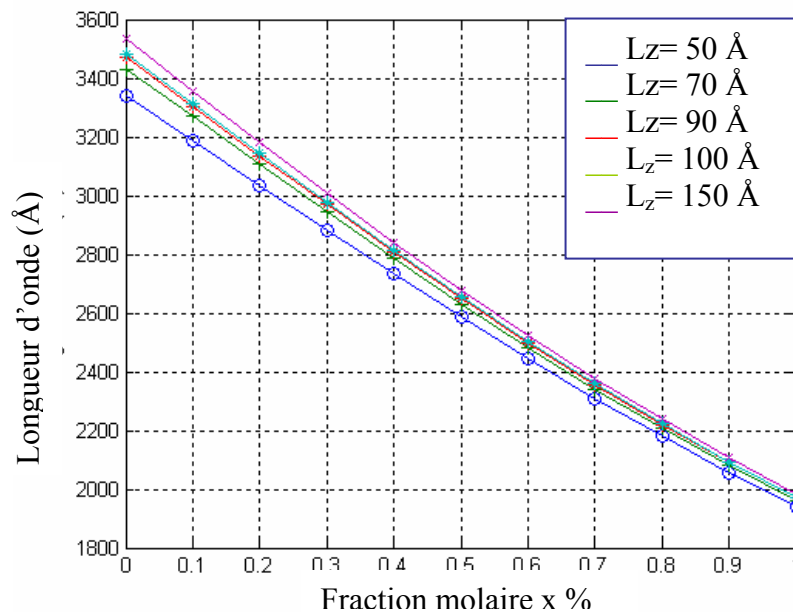


Figure IV-5 : Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la fraction molaire de l'Aluminium dans $Al_xGa_{1-x}N$ pour différentes largeurs de puits.

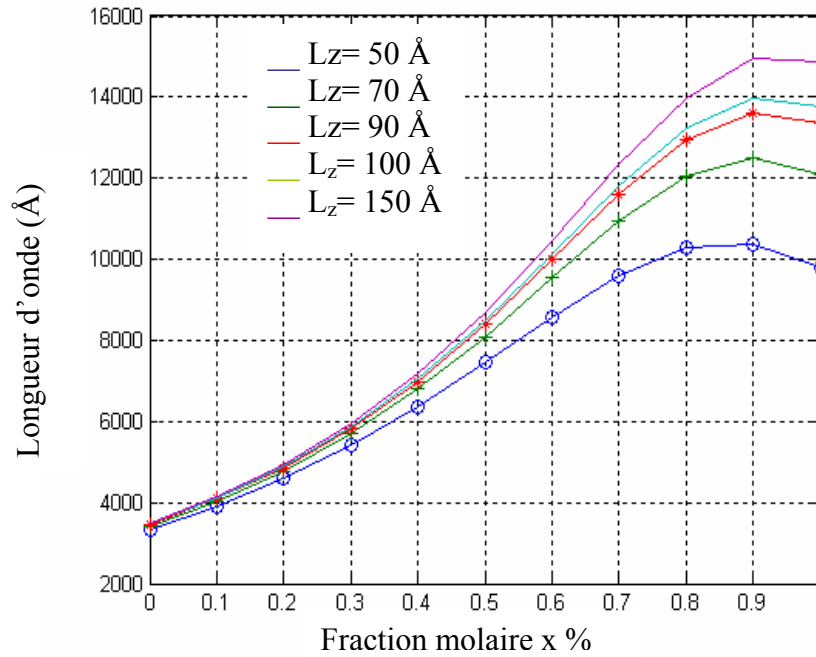


Figure IV-6 : Variation de la longueur d'onde d'émission en fonction de la fraction molaire de l'Indium dans $In_xGa_{1-x}N$ pour différentes largeurs de puits.

Nous remarquons d'après les figures IV-4 à IV-6 que la fraction molaire de l'alliage utilisé comme couche active et la largeur de puits exercent un grand effet sur la longueur d'onde du laser.

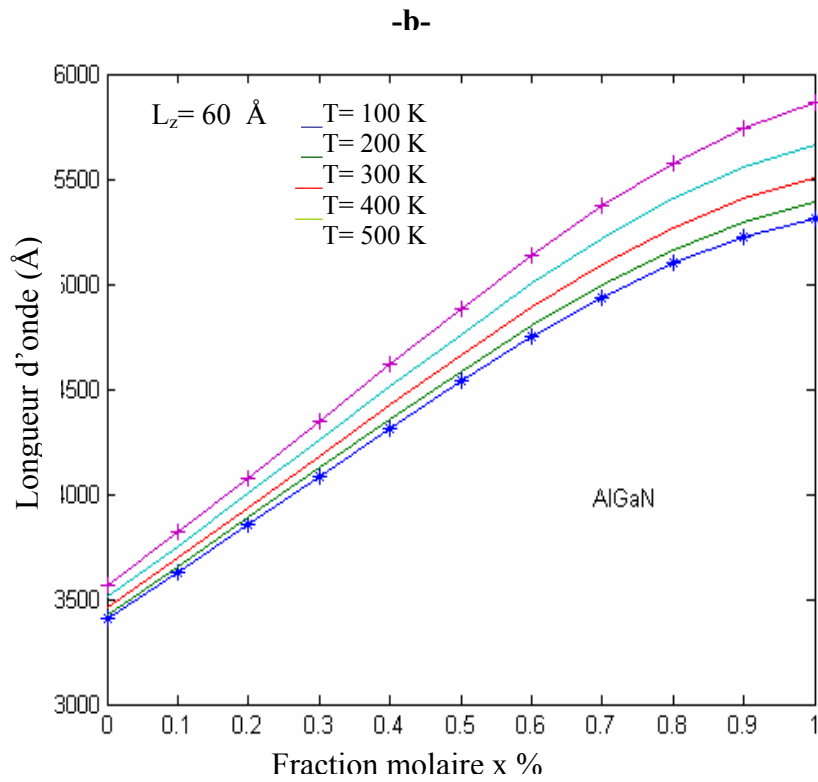
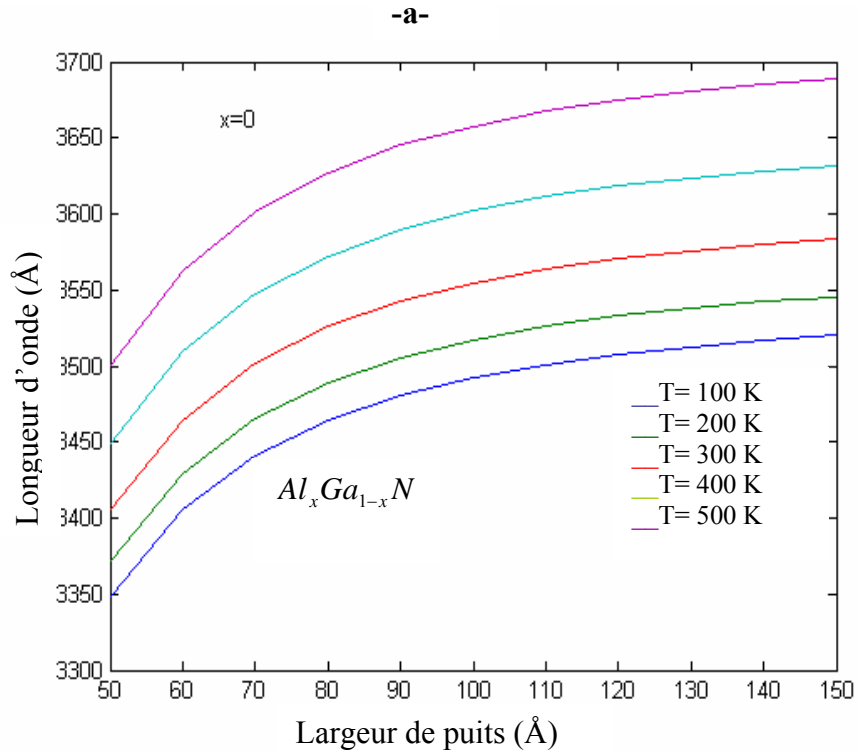
Pour un laser possédant l'alliage $In_xGa_{1-x}N$ ou $Al_xGa_{1-x}N$ comme couche active et fonctionnant du bleu vers l'UV, on est amené à travailler dans la gamme des longueurs d'onde : $0.35 \leq \lambda(\mu m) \leq 0.5$, c'est-à-dire pour des énergies de gap de 2.5 eV à 3.5 eV.

A une largeur de puits fixe, la longueur d'onde peut être ajustée au moyen de la fraction molaire x de l'alliage utilisé comme couche active.

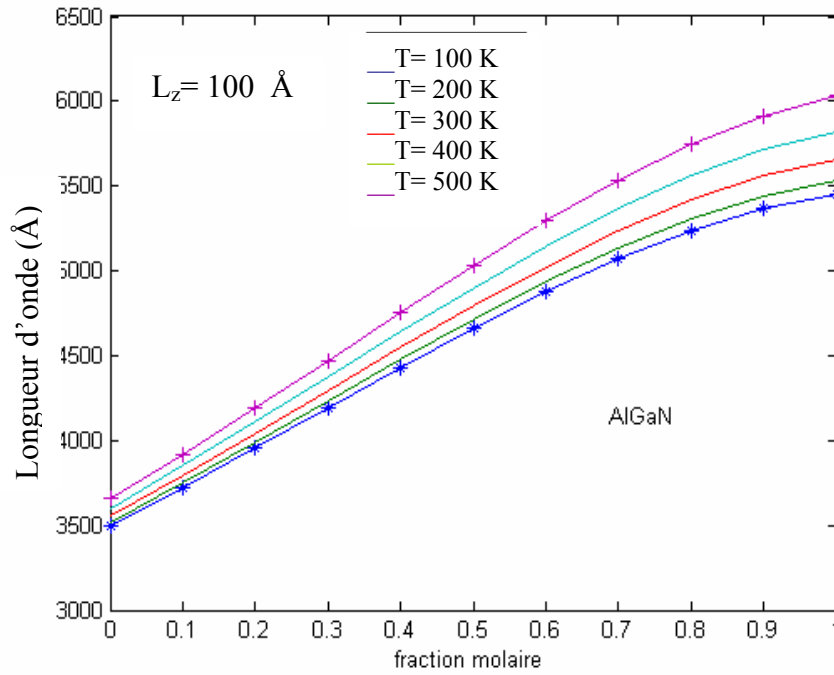
IV.7.3 Variation de la longueur d'onde en fonction de la température

Il est important de déterminer la gamme de température de fonctionnement de la structure laser et de voir la réponse des lasers à puits quantique sous l'effet de la température.

La largeur de la bande interdite E_g varie légèrement avec la température. Cette variation obéit à l'équation I.4 (Voir la figure IV-7).



-c-



-d-

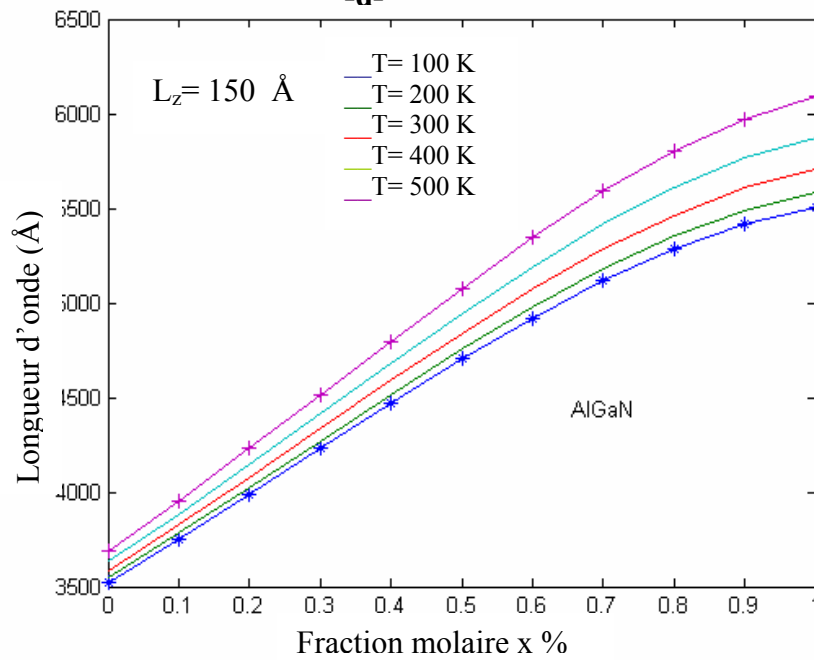


Figure IV-7: Influence de la température sur la longueur d'onde en fonction de la fraction molaire dans $Al_xGa_{1-x}N$ pour :

a : $x = 0$ c: $L_z = 100 \text{ \AA}$ b: $L_z = 60 \text{ \AA}$ d: $L_z = 150 \text{ \AA}$

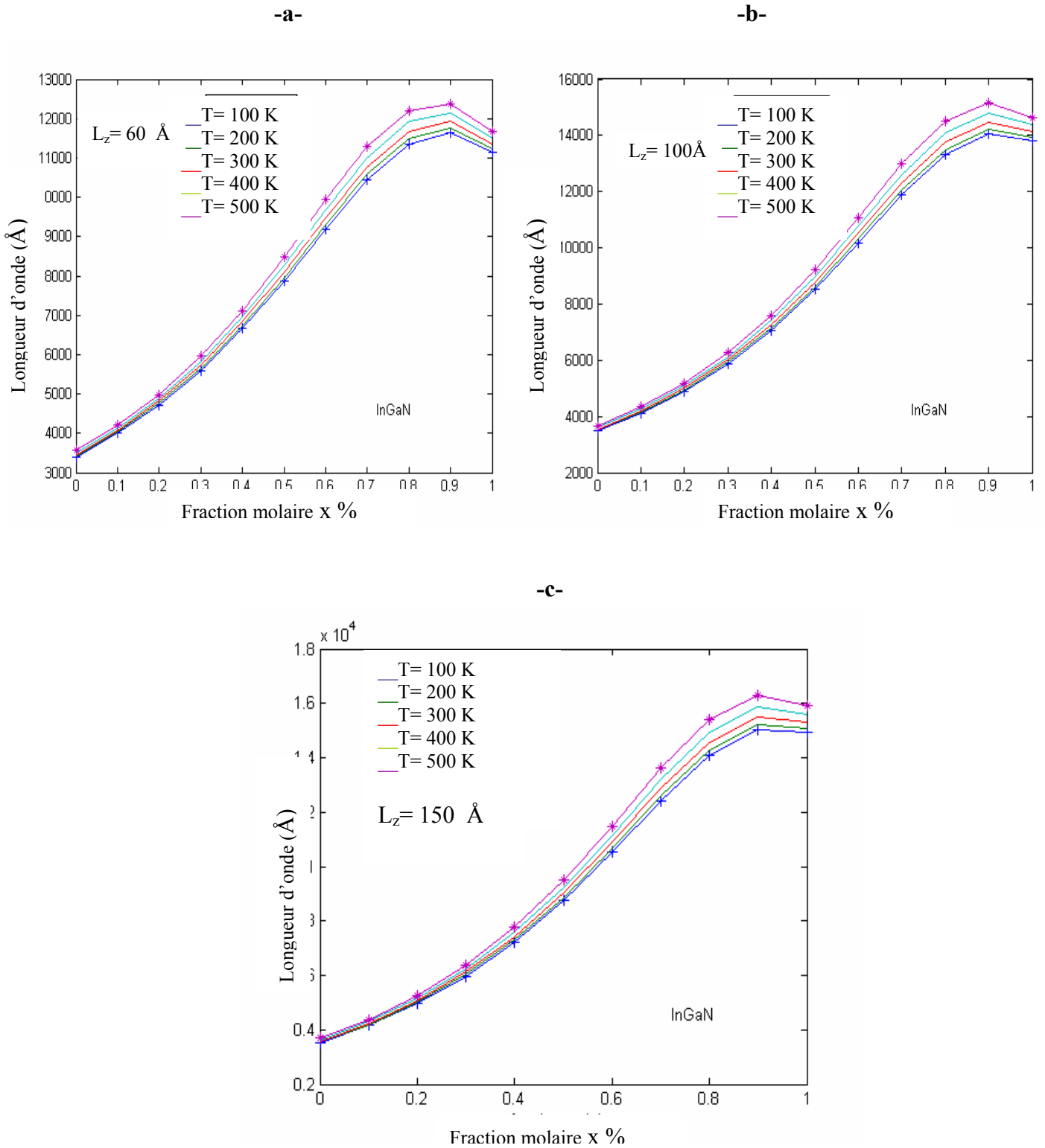


Figure IV-8 : Influence de la température sur la longueur d'onde en fonction de la fraction molaire dans $In_xGa_{1-x}N$ pour:

a: $L_z = 60 \text{ \AA}$ b: $L_z = 100 \text{ \AA}$

c: $L_z = 150 \text{ \AA}$

Nous observons d'après les graphes des figures précédentes que la longueur d'onde dépend de la largeur du puits, de la composition du matériau utilisé comme couche active et de la température (Voir les figures IV-7et IV-8). La longueur d'onde augmente lorsque la température augmente.

IV.8 Spectre du gain d'émission

Nous avons trouvé pour une structure laser à puits quantique au GaN.

Avec :

1. une largeur de puits de 60 \AA .
2. une concentration de porteurs de $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Que l'émission se produit autour d'une longueur d'onde de 0.34 \mu m (correspondant au proche ultra violet) avec un gain de 7000 cm^{-1} (voir la figure IV-9).

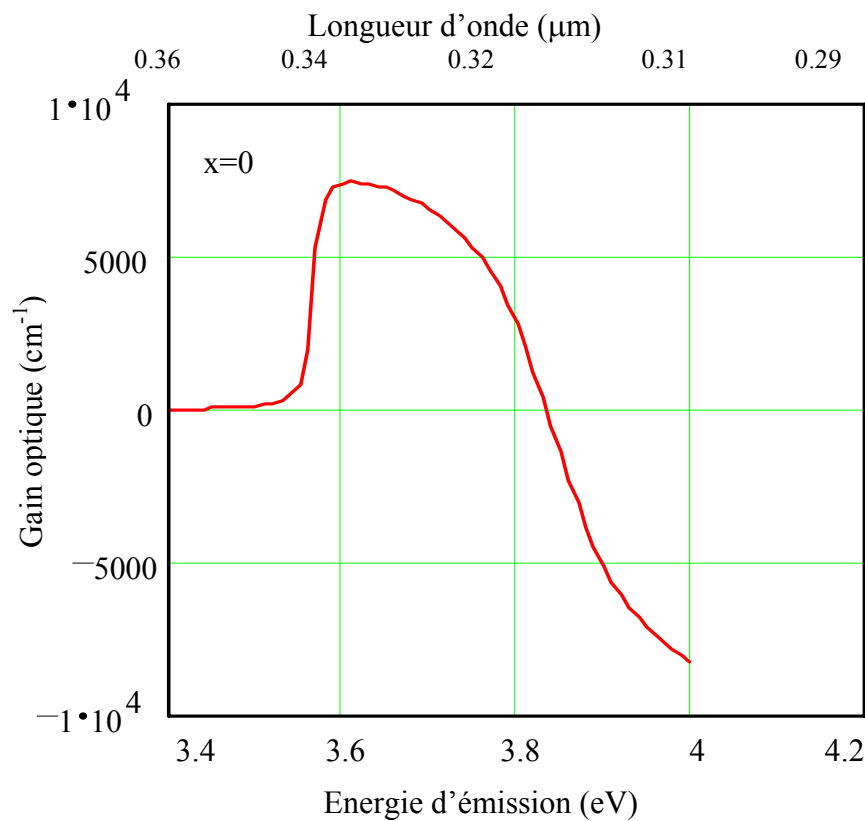


Figure IV-9: Spectre du gain optique dans GaN.

IV.9 Gain maximal

Le gain maximal est atteint lorsque la probabilité de présence des électrons devient supérieure à celle de présence des trous :

$$f_c \approx 1$$

$$f_v \approx 0$$

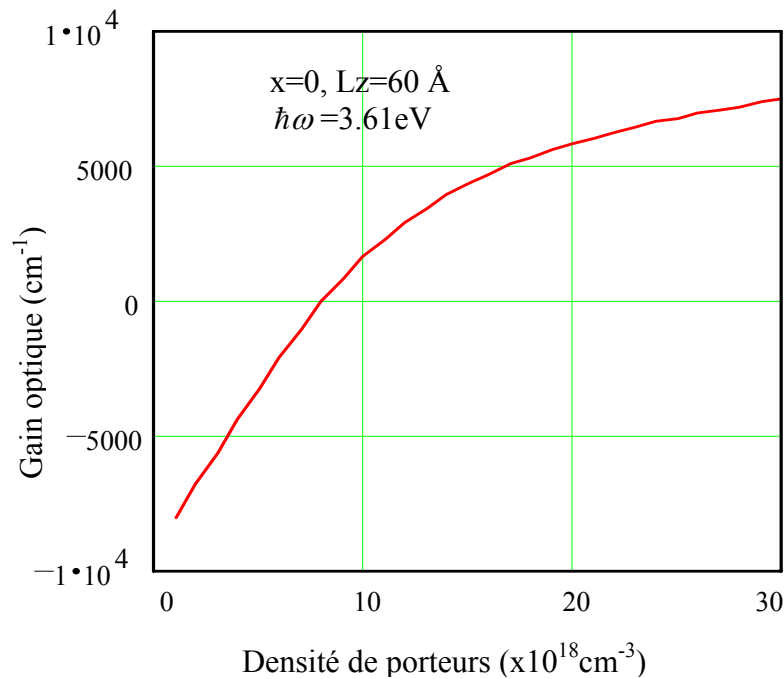


Figure IV-10 : Gain maximal en fonction de la densité de porteurs dans *GaN*.

Nous pouvons distinguer les régions d'amplification et d'absorption à partir du graphe (Figure IV-10) du gain maximum en fonction de la densité des porteurs, (**Deux comportements différents**).

Cette différence s'annule lorsque il y a un équilibre dans la probabilité de présence des électrons et des trous, ce point s'appelle **condition** ou **point de transparence**.

Et ce n'est qu'à partir de cette densité de porteurs que le gain commence à suivre une allure en exponentielle croissante et où l'inversion de population est acquise.

Tant que la population des niveaux excités est inférieure à celle des niveaux fondamentaux, il y a absorption en plus des pertes par propagation.

Dès que l'on atteint l'inversion de population, l'absorption devient nulle : Le matériau est transparent.

La densité de transparence dans *GaN* (couche active) trouvée est de $7,5 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

IV.9.1 Variation du gain en fonction de la température

La largeur de la bande interdite E_g varie avec la température (voir chapitre I). L'énergie de transition ($\hbar\omega$) est en fonction de la largeur de la bande interdite E_g .

Le gain varie avec le changement de l'énergie de transition [1], donc le gain optique varie avec la température.

Nous concluons que la température exerce un grand effet sur le **gain** et sur le **point de transparence** comme trouvé sur la figure :IV-11.

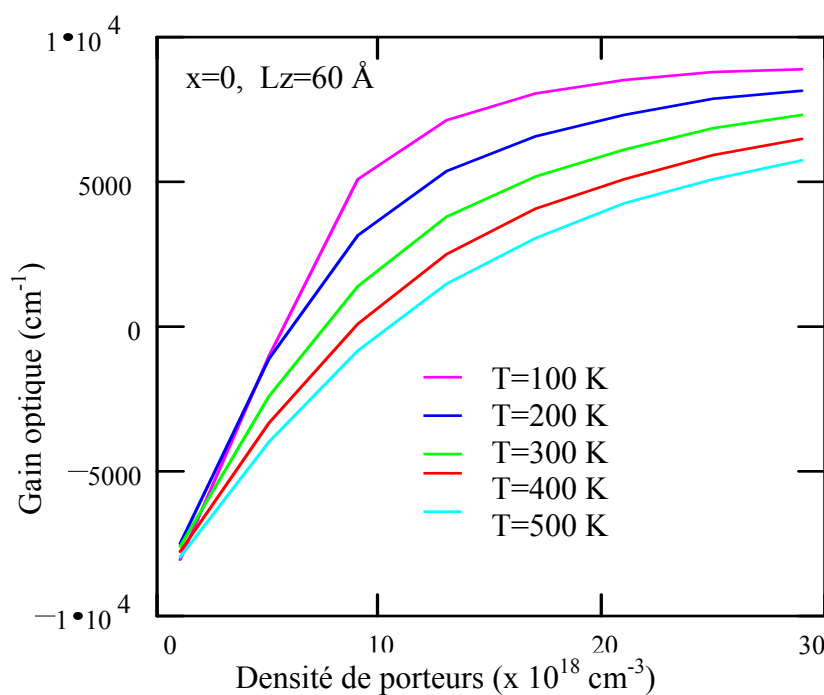


Figure IV-11: Influence de la température sur le gain max dans le GaN.

Pour une largeur de puits Lz de 60 Å fonctionnant à 100 K, un gain maximal de l'ordre de $4.35 \cdot 10^3 \text{ cm}^{-3}$ est atteint avec un seuil d'émission de l'ordre de $7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ($\lambda=0.33\mu\text{m}$).

Pour un bon fonctionnement du dispositif, il faut donc limiter la gamme de température de fonctionnement.

IV.9.2 Influence du dopage sur le gain

La fabrication de dispositifs optoélectroniques à base de semi-conducteurs nécessite le contrôle de la concentration d'impuretés résiduelles dans le matériau ainsi que la maîtrise de l'incorporation d'impuretés spécifiques pour les dopages n et p.

Le dopage s'effectue habituellement par trois techniques :

- ✓ L'incorporation lors de la croissance,
- ✓ La diffusion à l'état solide
- ✓ L'implantation ionique.

Pour avoir un bon gain, il est nécessaire d'exploiter des paramètres intrinsèques et extrinsèques du matériau.

IV.9.2.1 Dopage de type n

Les nitrides d'éléments du groupe III ont un dopage résiduel de type N auquel correspond une concentration en porteurs libres de l'ordre de 10^{16} cm^{-3} [5]. Ce dopage résiduel est principalement dû à certaines impuretés (Si et O). Divers éléments peuvent être utilisés pour le dopage de type n mais le plus courant est le silicium.

Dans GaN, les atomes de Si se logent principalement sur les sites du gallium car Si a un rayon de covalence plus proche de celui de Ga que de celui de N [6] (Voir la figure IV-12).

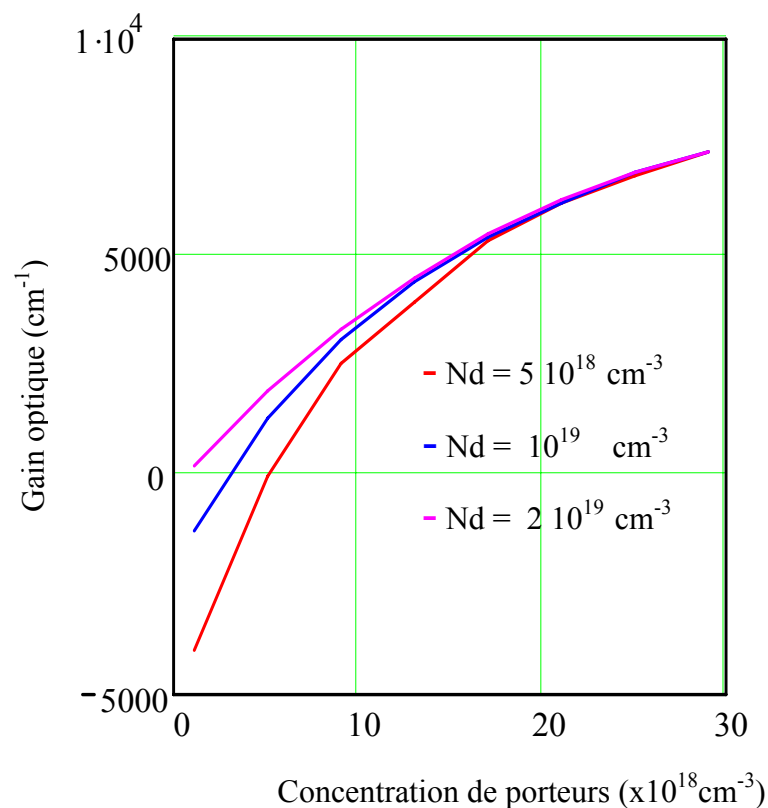


Figure IV-12 : Gain maximal en fonction de la densité de porteurs dans GaN, $L_z = 60 \text{ \AA}$, $N_d = 5 \times 10^{18}, 10^{19}, 2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

IV.9.2.2 Dopage de type p

Le dopage de type p des nitrures est particulièrement complexe. Divers accepteurs ont été étudiés (notamment Li, Na, K, Be, Zn et Ca) mais le seul efficace semble être le magnésium, du fait de sa plus grande solubilité dans GaN [7]. Le problème majeur du magnésium est que son énergie d'activation est élevée et augmente avec la concentration en aluminium. Ainsi à température ambiante, seulement quelques pourcents des atomes de Mg sont ionisés. Pour une concentration typique de magnésium de 10^{19} cm^{-3} , la concentration de trous est de l'ordre de quelques 10^{17} cm^{-3} [6].

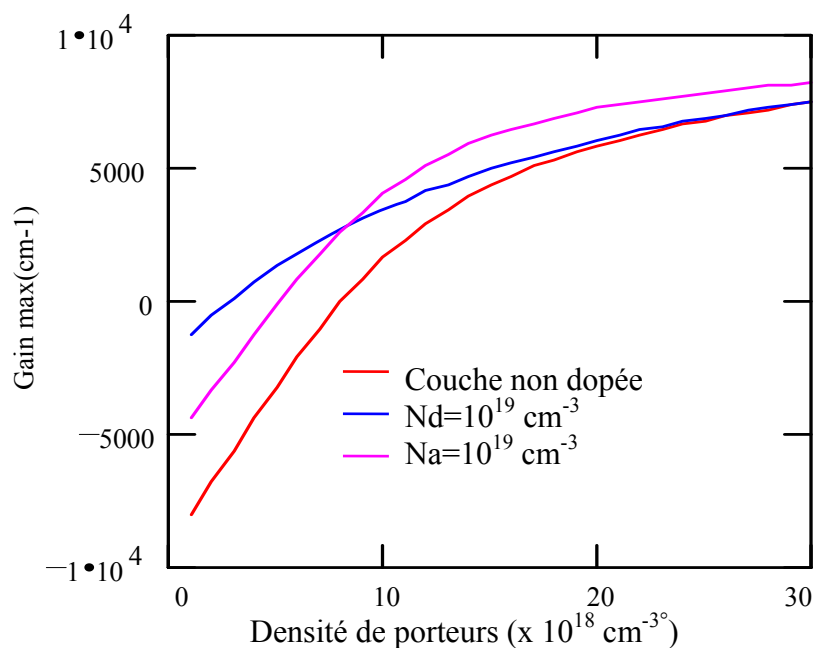


Figure IV-13 Comparaison du gain maximal entre le GaN dopé N ou P, $L_z = 60 \text{ \AA}$.

Tableau IV-1: Relevé des caractéristiques d'émission du GaN pour $L_z = 60 \text{ \AA}$ en fonction du dopage, à une concentration de porteurs de l'ordre de $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$:

Concentration de dopant ($x 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	Seuil d'émission ($x 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)	Gain max ($x 10^3 \text{ cm}^{-1}$)
0	7.5	7.4
P- 10	5	8.22
N- 10	1	7.4

Le dopage du GaN avec des atomes accepteurs permet d'augmenter le gain d'émission, ainsi plus la concentration d'accepteurs introduits est grande, plus le gain est grand. Par contre l'introduction d'atomes donneurs permet d'atteindre un seuil d'inversion pour de faibles concentrations de porteurs, comparativement au cas non dopé, ou dopé de type p, ce qui permet de réduire la densité du courant de seuil (voir la figure IV-13 et tableau IV-1).

IV.10 Optimisation de facteur de confinement

Le confinement des porteurs est lié à la structure de bandes de l'ensemble des semiconducteurs constituant le laser.

Le facteur de confinement optique dépend de plusieurs variantes, telles que l'énergie d'émission, la largeur du puits, l'indice de réfraction de la couche active et des couches de confinement.

Pour un bon fonctionnement du laser il faut un facteur de confinement plus élevé qui nous ramène à chercher une structure qui permet de renforcer le confinement optique.

Le confinement optique idéal consiste bien sûr à canaliser tous les photons générés dans la zone active pour l'émission laser.

Pour ce là, un point de vue de l'optique classique, la zone active doit avoir un indice de réfraction plus élevé que celui des matériaux dans lesquels elle est insérée.

On chiffre l'efficacité du recouvrement porteurs-photons par le facteur de confinement Γ , qui mesure la proportion de la densité de rayonnement effectivement en interaction avec le milieu actif.

Les concepteurs de lasers ont donc à optimiser conjointement le confinement électrique et le confinement optique sachant que la région de gain optique est plus petite que celle où les photons émis doivent être canalisés.

Néanmoins, ce confinement ne permet pas de récupérer toute l'émission spontanée qui reste omnidirectionnelle. Le succès par la course à la réduction de la taille et de la consommation et donc à l'augmentation de la densité d'intégration.

IV.10.1 Variation du facteur de confinement en fonction de la largeur de puits.

Nous observons d'après la figures IV-14 que le facteur de confinement dépend de la largeur du puits et l'énergie d'émission.

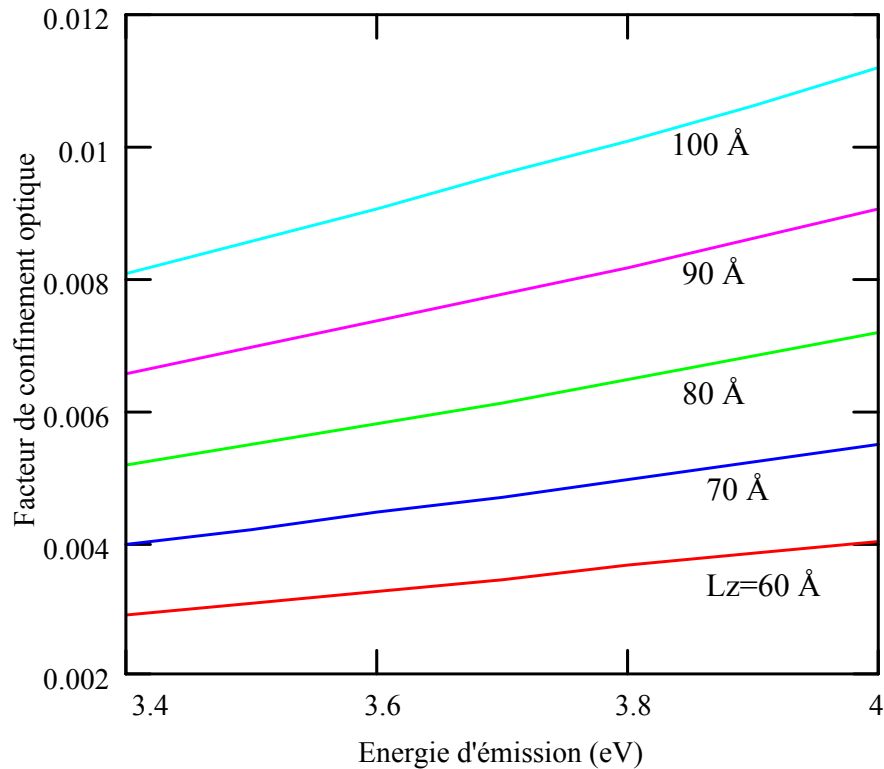


Figure IV-14: Variation du facteur de confinement optique en fonction de l'énergie d'émission de la structure laser à puits quantique (GaN / Ga_{0.8}Al_{0.2}N) pour différentes largeurs de puits.

Tableau IV-2: Relevé des facteurs de confinement optique correspondants aux pics d'émission pour différentes largeurs de puits :

Largeur de puits (Å)	Facteur de confinement optique à $\lambda=0.34 \mu\text{m}$	Facteur de confinement optique à $\lambda=0.36 \mu\text{m}$	Facteur de confinement optique a $\lambda=0.45 \mu\text{m}$
60	0.0040	0.0036	0.0023
70	0.0055	0.0049	0.0031
80	0.0072	0.0064	0.0041
90	0.0091	0.0081	0.0052
100	0.0112	0.0100	0.0064

Nous constatons d'après le tableau IV-2 que le facteur de confinement optique est plus élevé pour une largeur de puits plus grande (Voir la figure IV-14).

IV.10.2 Variation du facteur de confinement optique en fonction de la concentration d'aluminium dans les couches de confinement

Nous remarquons à partir du graphe de la figure IV-15 que le facteur de confinement optique augmente avec la largeur du puits, et est plus élevé lorsque nous utilisons des barrières contenant une concentration élevée en Aluminium.

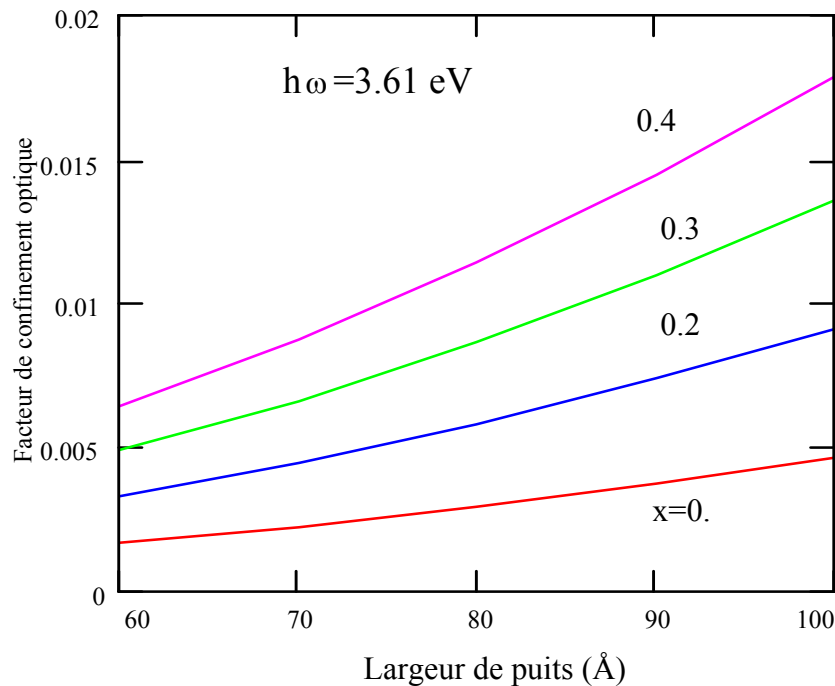


Figure IV-15 : Variation du facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits de la structure laser à puits quantique (GaN/Ga_{1-x}Al_xN) pour différentes concentrations d'Aluminium dans les couches de confinement.

Tableau IV-3: Relevé des facteurs de confinement optique pour largeur du puits Lz = 100 Å de la structure laser à puits quantique (GaN/Ga_{1-x}Al_xN) :

Fraction molaire d'aluminium (x %)	Facteurs de confinement optique
0.1	0.005
0.2	0.009
0.3	0.014
0.4	0.018

Nous observons que le facteur de confinement optique est plus élevé (meilleur) si nous augmentons la concentration de l'aluminium de la couche de confinement.

Ainsi, pour 40% d'Al introduit dans le matériau de confinement et pour une largeur de puits de 100 Å, le confinement est de **0.018**.

IV.10.3 Facteur de confinement en fonction du nombre de puits

Pour améliorer et renforcer le confinement, nous remplaçons la structure à un seul puits quantique par une structure à multi-puits quantiques.

En approximation, le confinement du multi puits quantiques Γ_{mp} est de l'ordre du nombre de puits N_p fois le facteur de confinement du simple puits quantique Γ_{sp} .

$$\Gamma_{mp} \approx N_p \cdot \Gamma_{sp} \quad \text{IV.24}$$

Nous allons observer dans ce qui suit (tableau IV-4) le facteur de confinement du système $In_xGa_{1-x}N / Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ pour 10 puits :

Tableau IV-4: Relevé du facteur de confinement pour le système $In_xGa_{1-x}N / Al_{0.2}Ga_{0.8}N$ avec une largeur de puits $Lz = 60 \text{ \AA}$:

Fraction molaire (x%)	Longueur d'onde (μm)	facteur de confinement pour 10 puits
0	0.34	0.33
0.4	0.45	0.48

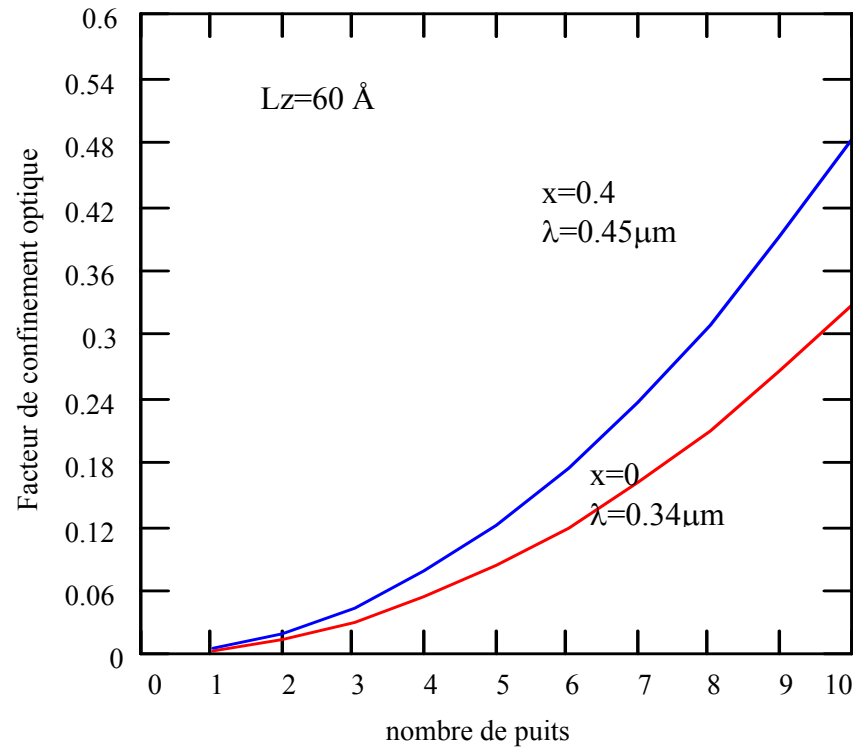


Figure IV-16 : Facteur de confinement optique en fonction du nombre de puits dans le système $In_xGa_{1-x}N / Al_{0.2}Ga_{0.8}N$

Par rapport au puits unique, les multi puits quantiques augmentent le facteur de confinement Γ (voir la figure IV-16).

En effet, les porteurs sont alors distribués dans N puits au lieu d'un seul puits, donc la densité de porteurs dans la zone active est N fois plus faible dans la structure à multipuits quantiques.

Toujours dans le but d'améliorer le facteur de confinement, il est recommandé de remplacer le guide optique à saut d'indice par un guide à gradient d'indice. Le gap et l'indice de réfraction de l'alliage constituant le guide optique, varient graduellement. (Structure GRIN-SCH)- GRaded Index-SCH).

IV.11 Gain modal en fonction de la largeur de puits et de la densité de porteurs injectés

Nous allons observer dans ce qui suit la variation du gain modal exprimé par le produit $\Gamma.G$ des structures $GaN/Ga_{0.8}Al_{0.2}N$ en fonction de la largeur du puits pour différentes densités de porteurs.

Le gain optique G dépend de la densité de porteurs injectés, donc le gain modal (g_{mod}) est bon quand le facteur de confinement Γ et la densité des porteurs sont élevés.

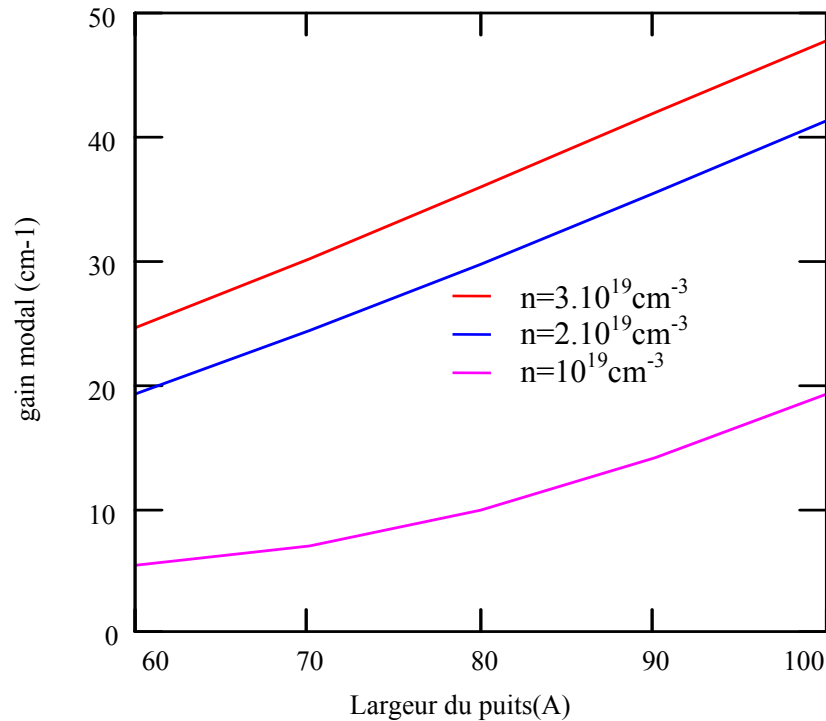


Figure IV-17: Gain modal en fonction de la largeur du puits pour différentes densités de porteurs.

La figure IV-17 confirme ce fait, en effet une grande largeur de puits, ainsi qu'un niveau d'injection plus élevé permettent d'obtenir un bon gain modal, ce que nous obtenons avec une concentration de porteurs de $3 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et une largeur de puits de 100 \AA .

IV.12 Facteur de confinement optique dans les systèmes à base de matériaux II-VI

Toutes ces conclusions restent valables aussi bien pour les structures à base d'éléments nitrures que pour celles à base de II-VI. Il s'agit maintenant pour ces dernières structures de calculer seulement le facteur de confinement optique, d'étudier sa variation en fonction de l'énergie d'émission, de la largeur du puits et de la concentration de zinc dans les couches de confinement, puis d'établir une comparaison entre les structures à base de ces matériaux.

IV.12.1 Variation du facteur de confinement en fonction de la largeur de puits

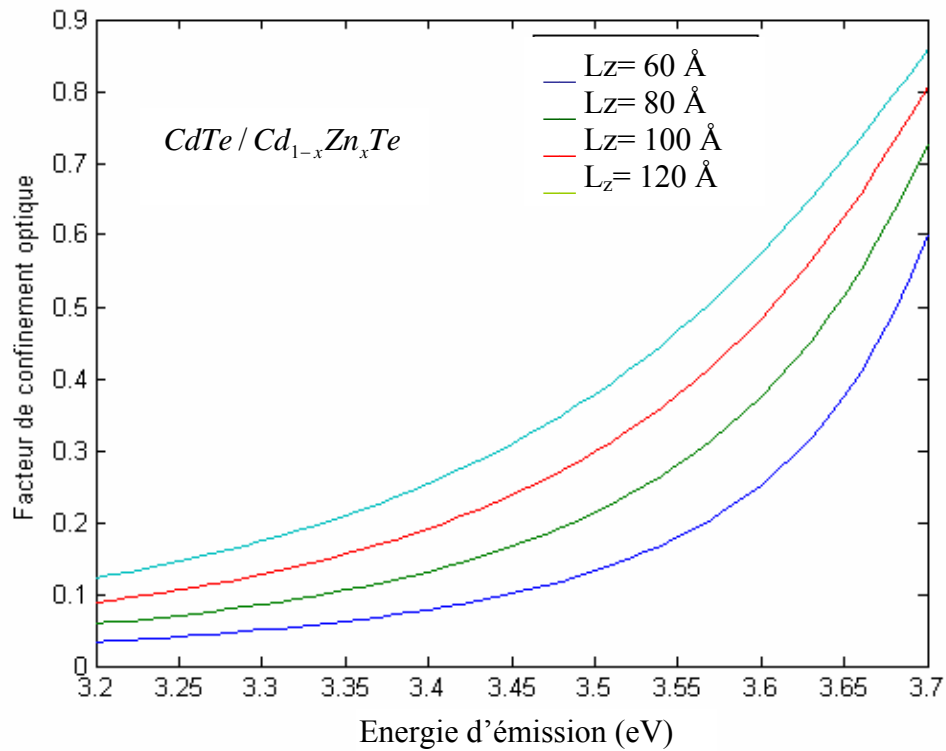


Figure IV-18 : Variation du facteur de confinement en fonction de l'énergie d'émission de la structure laser à puits quantique (CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe) pour différentes largeurs de puits.

Tableau IV-5: Relevé des facteurs de confinement optique correspondants aux pics d'émission pour différentes largeurs de puits de la structure laser à puits quantique (CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe) :

Largeur de puits (Å)	Facteur de confinement	Facteur de confinement	Facteur de confinement
	Pour E = 3.4 eV	Pour E = 3.61 eV	Pour E = 3.7 eV
60	0.0783	0.2715	0.6020
80	0.1313	0.3985	0.7289
100	0.1910	0.5087	0.8077
120	0.2537	0.5985	0.8582

Nous remarquons d'après la figure IV-18 et le tableau IV-5 que le facteur de confinement optique est plus élevé pour des largeurs de puits plus grandes et une énergie

d'émission aussi plus grande (longueur d'onde plus courte). Ainsi pour un système $CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$ à largeur de puits $Lz = 120 \text{ \AA}$ et énergie d'émission $E = 3.7 \text{ eV}$, le facteur de confinement est de **0.8582**.

IV.12.2 Variation du facteur de confinement optique en fonction de la concentration de zinc dans les couches de confinement

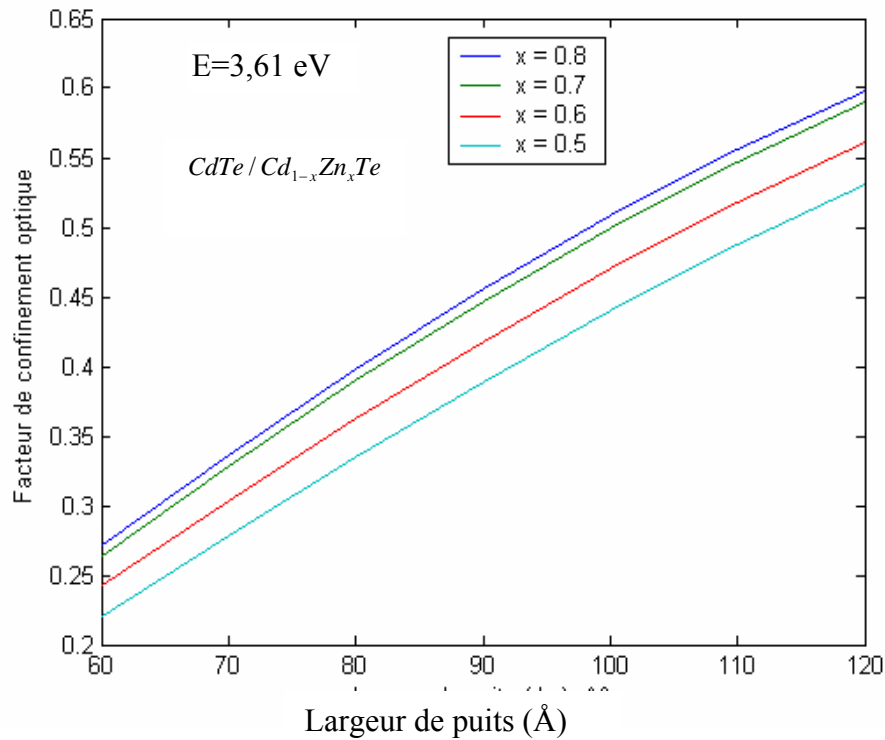


Figure IV-19: Variation du facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits de la structure laser à puits quantique ($CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$) pour différentes concentrations de **Zinc** dans les couches de confinement.

Tableau IV-6: Relevé facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits de la structure laser à puits quantique ($CdTe/Cd_{1-x}Zn_xTe$) pour différentes concentrations de Zinc dans les couches de confinement :

concentrations de Zinc (x%)	Γ (Lz = 60 Å)	Γ (Lz = 80 Å)	Γ (Lz = 100 Å)	Γ (Lz = 120 Å)
0.6	0.2421	0.3622	0.4702	0.5610
0.7	0.2643	0.3897	0.4994	0.5896
0.8	0.2715	0.3985	0.5087	0.5985

La même observation est faite que pour le système précédent (les nitrures), et où le facteur de confinement augmente avec l'augmentation de la concentration de zinc et de la largeur du puits. (voir la figure IV-19).

Pour une fraction molaire du **Zinc de 0.8** et une largeur de puits **Lz = 120 Å**, nous obtenons un confinement de **0.5985**.

IV.13 Comparaison du facteur de confinement dans une structure III-N et une structure II-VI

Un relevé des valeurs du confinement optique, pour les structures à base de III-N et celles à base de II-VI en fonction de la largeur du puits, et de l'énergie d'émission nous a permis de dresser les tableaux suivants.

Tableau IV-7: Relevé du facteur de confinement optique en fonction de la largeur de puits dans une structure laser à puits quantique ($GaN / Ga_{0.8}Al_{0.2}N$ et $CdTe / Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te$) $\lambda=0.34\mu m$.

largeur de puits (Å)	Facteur de confinement optique Dans $GaN / Ga_{0.8}Al_{0.2}N$	Facteur de confinement optique Dans $CdTe / Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te$
60	0.004	0.2715
80	0.0071	0.3985
100	0.0110	0.5087

Tableau IV-8: Relevé du facteur de confinement optique en fonction de l'énergie d'émission dans une structure laser à puits quantique ($GaN / Ga_{0.8}Al_{0.2}N$ et $CdTe / Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te$) à largeur de puits Lz = 80 Å

Energie d'émission (eV)	Facteur de confinement optique dans $GaN/Ga_{0.8}Al_{0.2}N$	Facteur de confinement optique dans $CdTe/Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te$
3.2	0.0056	0.0584
3.4	0.0063	0.1313
3.61	0.0071	0.3985
3.7	0.0074	0.7289

Nous concluons d'après les tableaux IV-7 et IV-8 qu'à énergie d'émission et à largeur de puits égal, l'effet laser est meilleur dans le système $CdTe / Zn_{0.8}Cd_{0.2}Te$ (structure à base de matériaux II-VI). Mais, la croissance de ce système est difficile [8].

IV.14 Conclusion

Des résultats intéressants sont obtenus et qui sont en bon accord avec les travaux de recherche actuels dans le domaine. Ce dernier qui reste toujours vaste et où l'exploitation de toutes les caractéristiques des lasers à puits quantiques n'est encore pas achevée.

La modélisation que nous avons entamée a révélé ce qui suit:

- L'existence d'une corrélation étroite entre longueur d'onde émise, largeur de puits, composition du matériau utilisé comme couche active et la température.
- La température influe énormément sur le gain et sur le point de transparence.
- Le dopage de type n n'affecte pas le gain mais contribue à la réduction du point de transparence.
- Le dopage de type p permet d'augmenter le gain d'émission, ainsi plus la concentration des accepteurs introduits est grande, plus le gain est grand.
- Le facteur de confinement augmente avec l'augmentation de la largeur du puits, du nombre de puits et de la concentration d'Aluminium ou de Zinc dans les couches de confinement. Celui-ci est plus élevé dans les II-VI que dans les III-N.

Bibliographie

- [1] M. Asada, A. Kameyama, Y. Suematsu, IEEE J. « Fabrication of 780-nm AlGaAs Tunable Distributed Bragg Reflector Laser Diodes by Using Compositional Disordering of a Quantum Well » Quantum Electron. QE-20, 745,(1984).
- [2] M. Asada, IEEE J « Alloy composition effects on the gain and the differential gain for CdZnTe based II–VI semiconductor lasers »Quantum Electron. QE-25, 2019,(1995).
- [3] Toshihiko Makino .IEEE.J« Simulation of 1.55 μm distributed feedback semiconductor laser: investigation of dielectric grating yielding high coupling effect » Quantum Electron. QE. Vol 32, n° 3 .p493,(1996).
- [4] D. Botez, «Design Considerations and Analytical Approximations for High Continuous-Wave Power, Broad-Waveguide Diode Lasers » Applied Physics Letters, Vol. 76, pp. 3102-3104, May (1999).
- [5] S. Porowski «Bulk and homoepitaxial GaN-growth and characterization » J. Cryst. Growth 189-190, 153 (1998).
- [6] P. R. Schwoebel, C. A. Spindt, C. E. Holland « “High current processing of microfabricated field emitters for enhanced emission uniformity and high-current density Operation » Vac. Electron. Conf., 2002 IVEC, third IEEE, 2, 65 (2002).
- [7] C. Stampfl, J. Neugebauer, C. G. Van de Walle « Doping of Al_xGa_{1-x}N alloys »Mater. Sci. Eng., B59, 253 (1999).
- [8] R.N. Bhargava, in: Proc. NATO Advanced Research « Gap **II-VI** Low-Dimensional Semiconductors » Regensmonic **burg**, Eds. T.C. McGill, C.M. Sotomayor Torres and W. Gebhardt (Plenum, New York, pp. 1-9 (1989).

***CONCLUSION
GENERALE***

Les diodes électroluminescentes (DEL) sont sans doute l'une des applications majeures du point de vue commercial pour cette famille de matériaux. Le principe de fonctionnement des DEL repose sur la recombinaison radiative inter bandes des porteurs sous injection de courant électrique. Les premiers dispositifs luminescents à base de Gan sont apparus dans les années 1970.

Néanmoins les développements majeurs ont été obtenus par le groupe de S. Nakuru au sein de la compagnie Nicias à partir de 1993. La structure active, initialement constituée d'une couche épaisse de Gan, a évolué très rapidement vers une hétéro structure à base de puits quantiques en InGa. Les longueurs d'ondes couvertes, en faisant varier l'épaisseur et la composition des puits InGa, s'étendent du proche ultraviolet (350 nm) jusqu'au jaune et vert (520 nm).

L'efficacité quantique externe est typiquement de l'ordre de 10% mais peut atteindre 20- 30% avec des conceptions qui optimisent l'extraction de la lumière. L'efficacité quantique est très élevée si l'on considère que la densité de dislocations pour les dispositifs sur saphir est de l'ordre de 10^8 - $10^{10}/\text{cm}^3$. L'explication communément acceptée aujourd'hui est que les porteurs se trouvent localisés sur les fluctuations de compositions riches en indium et sont ainsi moins sensibles à la recombinaison non radiative due aux dislocations.

Pour atteindre les longueur d'ondes plus courtes dans l'ultraviolet (<340 nm), on utilise les puits d'KAIGaN et d'InGa avec des efficacités quantiques, qui sont actuellement inférieures au 1%.

Un gros effort industriel est consacré au développement des diodes blanches qui pourraient, à terme, remplacer les ampoules à incandescence et les lampes fluorescentes.

La lumière blanche peut être obtenue par combinaison des couleurs fondamentales dans des proportions adéquates.

Le rôle des hétéro structures des nitrures est de fournir la lumière bleue ou ultraviolette qui sert à pomper optiquement des phosphores ou des molécules organiques avec une luminescence large bande.

La première démonstration des diodes lasers (DL) à base des nitrures a été donnée en 1996 par le groupe de Nakuru. Les DL fonctionnant en régime continu à température ambiante avec des durées de vies de l'ordre de 10000 heures trouvent une application

immédiate dans le stockage de données sur les CDS. Toutes ces recherches sont bien élucidées.

Nous avons essayé d'exposer un modèle simple qui modélise la structure laser à puits quantiques et qui tient compte des phénomènes physiques à l'intérieur de la structure, sans avoir à utiliser les équations de la mécanique quantique qui sont assez compliquées.

La recherche de bons gains optiques nous a amené à étudier la structure laser à puits quantiques en fonction de la température, de la concentration de porteurs injectés, du dopage, de la largeur du puits et du nombre de puits quantiques. Nous avons même envisagé le gain pour une structure SCH-SQW.

Une comparaison des facteurs de confinement de système lasers à puits quantique à base de nitrures et de II-VI est faite, et nous avons constaté un bon facteur de confinement des II-VI. La seule contrainte était sa difficulté d'élaboration technologique.

Une extension du présent modèle pourrait faire l'objet d'un travail futur, où nous tiendrons compte des contraintes de compression, de tension et des pertes que subissent les structures lasers à puits quantiques lors de leur élaboration.