

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE



**MINISTRE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE
LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE**



**UNIVERSITE ABOU BAKR BELKAÏD – TLEMCCEN
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT DE PHYSIQUE**

UNITE DE RECHERCHE MATERIAUX ET ENERGIES RENOUVELABLES

MEMOIRE

Pour obtenir le diplôme de
MAGISTER EN PHYSIQUE
Spécialité : **Nanophysique et Nanotechnologie**

Sur le thème

Simulation et optimisation d'une diode laser bleue à base de GaN cubique

Présenté par

SEFIANE NAIMA

Soutenu publiquement le : Décembre 2013, devant le Jury composé de :

Président Nasr Eddine CHABANE SARI Professeur à UABB Tlemcen

Encadreur Abdelkader HaAMDOUNE Maitre de conférences « A » à UABB. Tlemcen

Examineurs Abdelhalim BENMANSOUR Professeur à UABB. Tlemcen

Kheireddine Ghaffour Professeur à UABB. Tlemcen

Remerciements

Rédiger une thèse n'est pas un travail isolé. Cela nécessite bon nombre de qualités et j'ai été suffisamment entouré pour pallier à mes insuffisances.

Je commencerai donc par remercier mon encadreur HAMDOUNE Abdelkader pour ses vastes connaissances, son efficacité et sa méthode qui sont pour moi un modèle sans équivalent, pour son savoir mélanger fermeté et patience qui a fait des miracles. Tant du point de vue professionnel que personnel, son investissement a largement dépassé ce qui est attendu d'un encadreur ou directeur de thèse.

Je suis très reconnaissante à Mr Nasr Eddine CHABANE SARI professeur à l'université de Tlemcen, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury de soutenance.

Je remercie vivement Mr Abdelhalim BENMANSOUR professeur à l'université Tlemcen et directeur de l'unité de recherche URMER pour avoir bien voulu accepter d'enrichir et d'évaluer ce travail.

J'exprime mes sincères remerciements à Mr Kheireddine GHAFFOUR professeur à l'université A.B.B Tlemcen d'avoir accepté le jury de cette mémoire.

Un grand merci aussi tous mes collègues de poste graduation nano physique et nano technologie

DEDICACE

A mes parents qui ont le droit et tous les droits de recevoir mes chaleureux remerciements pour leur sacrifice et leur soutien moral qu'ils ont fourni pendant la durée de mes études.

A mon mari Hadj et a la lumière de ma vie ma petite Nour.

A mes frères: Fethi, Youcef, Hakim, Mohamed.

A mes très chères sœurs : Hanane, Radia et Kheira.

A toute la famille et à mes amis.

A tous mes collègues de poste graduation nano physique et nanotechnologie

Je dédie ce modeste travail.

Naima

TABLE DES MATIERES

DEDICACES	
REMERCIEMENTS	
TABLE DES MATIERES	
INTRODUCTION GENERALE.....	1
<u>CHAPITRE I : LES NITRURES (Al,Ga,In)-N</u>	
I.1. Introduction.....	4
I.2. Propriétés générales des nitrures.....	4
I.2.1. Structure cristalline.....	4
I.2.2. Structure de bande.....	7
I.2.2.1. Composés binaires.....	7
I.2.2.2 Masses effectives des binaires.....	8
I.2.3. Propriétés thermiques.....	9
I.2.3.1. Dilatation thermique	9
I.2.3.2 Chaleur spécifique.....	10
I.2.3.3. Température de Debye.....	10
I.2.3.4. Conductivité thermique.....	10
I.3. Polarisation piézoélectrique et spontanée dans les nitrures.....	11
I.3.1. Polarisation piézoélectrique.....	11
I.3.2. Polarisation spontanée.....	14
I.3.3. Polarisation résultante.....	14
I.4. Substrats et méthodes de croissance.....	16
I.4.1. Choix d'un substrat pour les nitrures.....	16

I.4.1.1. Substrats pour GaN wurtzite.....	17
I.4.1.2. Substrats pour GaN zinc-blende.....	18
I.5. Généralités sur le dopage des nitrures.....	19
I.5.1. Choix des dopants.....	19
I.5.1.1. Critères de choix des éléments chimiques utilisés pour le dopage des nitrures.....	19
I.6. Conclusion.....	22

CHAPITRE II: ELABORATION ET PROPRIETES D'InGaN ET AlGaN

II.1 Introduction	24
II.2 Propriétés du ternaire $Al_xGa_{1-x}N$	24
II.2.1 Variation du gap d' $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole x (Al).....	26
II.2.1.1 Le bowing dans AlGaN	27
II.2.2 Le dopage de l'AlGaN	28
II.2.2.1 Dopage de type n.....	29
II.2.2.2 Dopage de type p.....	29
II.2.2.3 Le codopage.....	30
II.2.2.4 Le dopage modulé spatialement.....	30
II.2.3 La réalisation de super réseaux.....	30
II.2.4 Contacts ohmiques.....	30
II.3 Propriétés de l' $In_xGa_{1-x}N$	31
II.3.1 Formules de Vegard et Phillips.....	31
II.3.1.1 Variation du gap d' $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole x (In).....	32
II.3.1.2 Le bowing dans InGaN	32

II.3.2 Stabilité et solubilité.....	33
II.3.4 Explications des défauts natifs de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	34
II.3.5 Le cas de la surface.....	37
II.4 L'élaboration des alliages ternaires	39
II.4.1 AlGaN.....	40
II.4.1.1 Principe.....	41
II.4.1.2 L'incorporation d'Al dans GaN	41
II.4.1.3 L'incorporation de Ga dans AlN	44
II.4.2 InGaN.....	45
II.4.2.1 Incorporation d'In dans GaN	45
II.5 Croissance des ternaires $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	46
II.5.1 Difficultés spécifiques	46
II.5.2 Diagramme de croissance classique d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en MBE	46
II.5.3 Utilisation de l'indium comme surfactant	47
II.6 Croissance de l'InGaN	49
II.7 Détermination de la composition des alliages.....	49
II.7.1 Détermination de la composition de l' AlGaN.....	49
II.7.1.1 Principe.....	49
II.7.2 Détermination de la composition de l'InGaN.....	53
II.8 Etude des priorités optiques d'AlGaN et InGaN.....	54
II.8.1 Vitesse de saturation dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x.....	55
II.8.1.1 Vitesse de saturation des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	55
II.8.1.2 Vitesse de saturation des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$	56

II.8.2 Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x	57
II.8.2.1 Mobilité des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x	58
II.8.2.2 Mobilité des électrons dans $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x	58
II.8.3 Longueurs d'onde émises par $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x	59
II.8.3.1 Variation de la longueur d'onde émise par $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x	60
II.8.3.2 Variation de la longueur d'onde émise par $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x	60
II.9 Détermination de l'énergie de transition	61
II.10 Evolution de la transition bord de bande avec la concentration en aluminium.....	63
II.11 Effet de la température sur l'émission bord de bande	64
II.12 La nature du gap dans les alliages AlGaN cubique	65
II.12.1 Etude du seuil d'absorption directe en réflectivité.....	65
II.12.2 Les spectres de photoluminescence pour l'étude de la nature du gap.....	66
II.13 La luminescence dans InGaN.....	67
II.13.1 L'effet de la température sur la photoluminescence dans InGaN	68
II.14 Conclusion	70

CHAPITRE III : DIODES LASERS

III.1 Introduction	72
III.2 Historique.....	72
III.3 Principe de fonctionnement du laser.....	73
III.4 Laser à homojonction.....	75
III.5 Laser à hétérojonctions.....	76
III.6 Conditions d'oscillation et gain.....	81
III.6.1 La condition de phase.....	82
III.6.2 La condition d'amplitude	83
III.7 Puissance lumineuse émise.....	85

III.8	Modèle simplifié de la dynamique du laser.....	86
III.8.1	Stabilité de la solution triviale.....	89
III.9	Puissance émise et rendement.....	90
III.9.1	Puissance lumineuse émise	91
III.9.2	Rendement différentiel.....	91
III.9.3	Rendement externe.....	92
III.9.4	Rendement total.....	92
III.10	Structures des Lasers	94
III.10.1	Laser monomode.....	94
III.10.2	Laser à puits quantiques.....	96
III.10.3	Diode laser à cavité verticale	100
III.11	Composants de puissance.....	103
III.12	Constitution d'une diode laser bleue.....	104
III.13	Conclusion	108

CHAPITRE IV : RESULTATS ET INTERPRETATION

IV.1.	Introduction.....	110
IV.2.	Résultats sous SILVACO et interprétation.....	110
VI.3	Conclusion	123

CONCLUSION GENERALE.....	125
--------------------------	-----

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	126
----------------------------------	-----

Résumé

Ce projet contribue à la recherche scientifique dans le domaine des nouveaux matériaux et des nanotechnologies pour la fabrication de lasers émettant dans le bleu.

Les sources de lumière compactes émettant dans l'ultra-violet sont nécessaires pour des applications de capteurs biologiques ou chimiques, pour le stockage à forte densité ou en tant que lasers de pompe pour source blanche. Le nitrure de Gallium (GaN) est apparu comme le matériau présentant le plus fort potentiel pour la fabrication de diodes électroluminescentes ou de lasers émettant à des longueurs d'ondes allant de l'ultra-violet jusqu'au bleu et pour des applications de lumières blanches. Il reste néanmoins quelques verrous à lever. Une trop faible connaissance des paramètres des matériaux (gain matériau, indice optique, pertes, conductivité thermique et électrique) empêche une modélisation précise des caractéristiques des composants et défavorisent une conception optimale des composants. C'est sur ces derniers verrous que se focalisera le sujet du mémoire.

Mots-clés : Nitrure de gallium (GaN), Nitrure de gallium indium (InGaN), diode laser (LD), Lumière bleue.

Abstract:

This project contributes to scientific research in the field of new materials and nanotechnologies for the manufacture of laser emitting in the blue.

The compact light sources emitting in the ultraviolet is necessary for biological applications or chemical sensors, for high density storage or lasers as pump source for white light. Gallium nitride (GaN) has emerged as the material having the highest potential for producing light emitting diodes or lasers emitting at wavelengths ranging from ultra-violet to blue and for applications of white lights. However there are still some obstacles to solve. Too little knowledge of the material parameters (gain material, optical index, loss, thermal and electrical conductivity) prevents accurate modeling of component specifications and disadvantage optimal design of components. It is on these locks that will focus the subject of memory.

Keywords: Gallium nitride (GaN), Gallium indium nitride (InGaN), Laser diode (LD), blue light.

ملخص:

يساهم هذا المشروع في البحث العلمي في مجال تكنولوجيا النانو والمواد الجديدة لصناعة الليزر الباعث في المجال الأزرق.

مصادر الضوء المدمجة التي ينبعث منها الأشعة فوق البنفسجية ضرورية في صناعة أجهزة الاستشعار البيولوجية والكيميائية، أو أجهزة التخزين ذات الكثافة العالية أو ليزر مضخة للضوء الأبيض. نيتريد الغاليوم برز كمادة لديها أكبر الإمكانيات لصناعة الثنائيات الباعثة للضوء أو ليزر ينبعث منها أطوال تموجية تتراوح بين الأشعة فوق البنفسجية إلى الضوء الأزرق وتطبيقات الضوء الأبيض. ومع ذلك لا تزال هناك بعض العقبات التي تحول دون ذلك. معرفة القليل من عوامل المواد (الكسب المادي، المؤشر البصري، الخسائر، الموصلية الحرارية و الكهربائية) يمنع وضع نماذج دقيقة لمواصفات التصميم الأمثل من المكونات. على هذه المعوقات يتمحور موضوع المذكرة.

INTRODUCTION GENERALE

Introduction générale

En quarante ans d'existence, les lasers à semi-conducteurs ont beaucoup progressé. Leur histoire se résume bien avec la baisse du seuil laser (courant à partir duquel le dispositif émet en mode laser) en fonction de l'évolution des structures et des technologies. Initialement, c'est dans une simple jonction p-n que l'effet laser a été obtenu. Puis des révolutions technologiques comme l'épitaxie, ont permis l'invention de la double hétéro structure (DH) qui s'est accompagnée d'une réduction importante du seuil laser grâce à l'introduction d'un guide optique pour la lumière. Enfin c'est l'avènement des lasers à puits quantiques (SCH) qui a ouvert le champ des applications grand public que l'on connaît aujourd'hui (CD-Rom, DVD, imprimantes laser..).

Les lasers à semi-conducteurs à puits ou boîtes quantiques sont constitués par un empilement de couches dont l'indice de réfraction et la largeur de bande interdite sont différents. Ces couches sont épitaxiées les unes sur les autres. Les paramètres « indice » et « énergie de la bande interdite » sont finement ajustés pour que la couche active constitue un puits de potentiel pour les porteurs, évitant leur diffusion, et que les couches adjacentes réalisent un guide optique pour le confinement des photons émis. Comme dans les autres lasers, le principe de cette configuration consiste à superposer le résonateur (guide optique) à la zone de gain (puits ou boîtes quantiques), dans le but d'optimiser le rendement d'émission stimulée. Ce genre de structure permet de confiner efficacement à la fois les photons et les porteurs. C'est pourquoi on l'appelle hétéro structure à confinement séparé (en anglais : Separate Confinement Heterostructure SCH)).

Ce projet contribue à la recherche scientifique dans le domaine des nouveaux matériaux et des nanotechnologies pour la fabrication de laser émettant dans le bleu.

Les sources de lumière compactes émettant dans l'ultra-violet sont nécessaires pour des applications de capteurs biologiques ou chimiques, pour le stockage à forte densité ou en tant que lasers de pompe pour source blanche. Le nitrure de Gallium (GaN) est apparu comme le matériau présentant le plus fort potentiel pour la fabrication de diodes électroluminescentes (DEL) ou de lasers émettant à des longueurs d'ondes allant de l'ultra-violet jusqu'au bleu et pour des applications de lumières blanches. Il reste néanmoins quelques verrous à lever. Une trop faible connaissance des paramètres des matériaux (gain matériau, indice optique, pertes, conductivité thermique et électrique) empêche une modélisation précise des caractéristiques des composants et défavorisent une conception

INTRODUCTION GENERALE

optimale des composants. C'est sur ces derniers verrous que se focalisera le sujet du mémoire.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, nous introduirons le contexte théorique permettant d'obtenir un effet laser dans les nitrures. Nous présenterons l'intérêt du choix des trois nitrures GaN, AlN et InN, ont rapidement suscité de grands espoirs pour ces matériaux en tant qu'émetteurs ou détecteurs de lumière visible ou ultra-violette (UV). Puis ses principales propriétés structurales et optiques.

Le deuxième chapitre est consacré les alliages InGaN et AlGaN leurs propriétés et élaboration.

Le troisième chapitre donne un historique des diodes laser, principe de fonctionnement et leurs types.

Le quatrième chapitre s'intéresse à la simulation de notre dispositif (diode laser a base de GaN/InGaN) et présenterons les résultats obtenus.

CHAPITRE I

I.1. Introduction

Les premiers monocristaux de GaN de grande surface, ont été épitaxiés sur substrat saphir par épitaxie en phase vapeur par la méthode des halogénures (EPVH). Ces couches épaisses ($\geq 100\mu\text{m}$) ont permis d'obtenir dès 1971 [1], ses principales propriétés optiques, à savoir une bonne estimation d'énergie de la bande interdite (gap) et l'ordre des trois bandes de valence.

La grande largeur de bande interdite des nitrures de gallium et d'aluminium, et la possibilité d'alliages entre les trois nitrures GaN, AlN et InN, ont rapidement suscité de grands espoirs pour ces matériaux en tant qu'émetteurs ou détecteurs de lumière visible ou ultra-violette (UV). En 1971, Pankove et al. ont réalisé un premier dispositif électroluminescent basé sur une structure Schottky métal-isolant-semi-conducteur. Mais, malgré d'importants efforts notamment dans la recherche de dopants adéquats, les nitrures sont longtemps restés un sujet très marginal par rapport aux autres composés III-V et à leurs développements. Ces nitrures sont des semi-conducteurs remarquables car ils couvrent l'ensemble du spectre visible ainsi que les ultraviolets. Ils permettent de réaliser des dispositifs optoélectroniques qui présentent de très bonnes performances.

I.2. Propriétés générales des nitrures

I.2.1. Structure cristalline

Les nitrures d'éléments III peuvent exister sous deux formes cristallines différentes (polytypes) : la structure zinc-blende (cubique) et la structure wurtzite (hexagonale) toutes deux représentées sur la figure I.1. La structure zinc-blende est constituée par deux réseaux cubiques à faces centrées occupés l'un par les atomes de gallium l'autre par les atomes d'azote, et décalés d'un quart de la diagonale principale de la maille soit $(\frac{1}{4} \frac{1}{4} \frac{1}{4})$. De la même façon, la structure wurtzite correspond à deux réseaux hexagonaux composés chacun d'une des deux espèces d'atomes et décalés suivant l'axe c de $\frac{5}{8}$ ^{ième} de la maille élémentaire.

Ces deux polytypes sont relativement proches d'un point de vue cristallin ; la direction (0001) de la phase hexagonale ne diffère de la direction (111) de la phase cubique que par la séquence d'empilement des plans cristallins (figure I.1A). Il en résulte que les deux structures ne se différencient pour un atome qu'à partir de son troisième voisin (figure I.1 B).

Contrairement à la structure hexagonale thermodynamiquement stable, la structure cubique est métastable. L'écart énergétique pour chaque atome entre les deux phases a été déterminé par des calculs ab initio conduisant aux valeurs suivantes pour les différents matériaux : -9.88 meV pour GaN, -18.41 meV pour AlN et -11.44 meV pour InN [2]. Malgré ce caractère métastable, la phase cubique peut apparaître, par exemple comme forme parasite dans une couche hexagonale si le cristal possède de nombreux défauts structuraux en particulier des fautes d'empilement. Elle peut également être obtenue sous forme de couche épaisse mono-phase en ajustant de façon rigoureuse les paramètres de croissance. Un des points clefs dans la croissance de couches cubiques et hexagonales de bonne qualité est le choix du substrat.

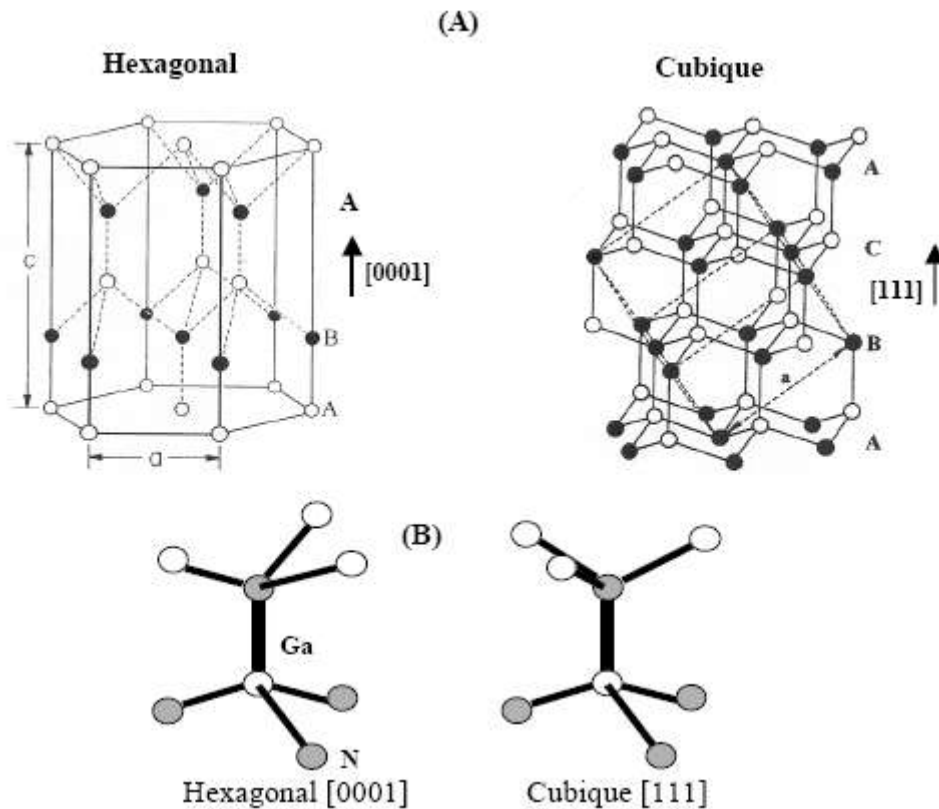


Figure I.1 : (A) Arrangement des atomes dans la maille élémentaire de GaN hexagonal et cubique, (B) illustration de la différence entre l'orientation des tétraèdres pour les deux phases cristallines : pour l'hexagonal les deux tétraèdres sont identiques, pour le cubique ils sont opposés.

La croissance des nitrures est donc en général de l'hétéroépitaxie (croissance d'un matériau sur un autre de nature différente). Il s'ensuit qu'il existe une différence importante de paramètres de maille entre le substrat et la couche épitaxiée. Cette différence va causer l'apparition de contrainte à l'intérieur des premières mono-couches déposées. Cette contrainte va ensuite rapidement relaxer sous forme de défauts structuraux tels que les dislocations si nombreuses dans les nitrures ; d'où l'importance du choix du substrat. Les paramètres de maille des nitrures sont présentés dans le tableau I.1 pour la phase hexagonale et la phase cubique.

Pour la phase hexagonale dont l'état de l'art en termes de qualité structurale est largement meilleur que pour son homologue cubique, on adoptera comme référence les valeurs présentées dans le tableau I.1. En ce qui concerne la phase cubique, on peut remarquer une certaine dispersion des paramètres de maille. Ceci s'explique en partie par la difficulté d'obtenir à l'heure actuelle des couches épaisses de haute qualité structurale. Effectivement ; la présence de défauts structuraux (défauts ponctuels, inclusion de phase hexagonale parasite) ainsi que la présence de contrainte dans les couches, va provoquer cette dispersion dans les mesures.

	GaN	AlN	InN	références
Phase cubique(ZB)	a=4.5 Å	a=4.38 Å	a=4.98 Å	[3] [4]
	a=4.53 Å	a=4.3996 Å	a=4.981 Å	[5] [6]
	a=4.452 Å	a=4.34 Å		[7] [8]
Phase hexagonal (zw)	a=3.189 Å c=5.185 Å	a=3.112 Å c=4.982 Å	a=3.548 Å a=5.76 Å	[9]

Tableau I.1: Paramètres de maille des nitrures en phase cubique et hexagonale.

I.2.2. Structure de bande

I.2.2.1. Composés binaires

La connaissance de la structure de bande d'un semi-conducteur est essentielle pour la réalisation des dispositifs. Un des points importants de la structure de bande est la valeur de l'énergie séparant le maximum de la bande valence du minimum de la bande de conduction ("gap" du matériau). De nombreux calculs basés sur diverses méthodes ont été réalisés pour déterminer la structure de bande des binaires. Nous présentons dans la Figure I.2 A les structures de bandes obtenues pour GaN et AlN dans les deux phases cristallines par la méthode empirique des pseudo-potentiels, cette méthode fournissant les meilleurs résultats en termes de comparaison avec les mesures expérimentales du gap.

Les nitrures d'éléments III possèdent en général un gap direct c'est à dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence se trouve alignés dans "l'espace des k" au centre de la zone de Brillouin. Malgré la similitude entre la direction (111) de la phase cubique et la direction (0001) de la phase hexagonale, nous remarquons d'après la Figure I.2 que la structure de bande diffère entre les deux phases. Plus précisément au point Γ , là où siègent les transitions radiatives pour les deux phases (voir figure I.2 B), le couplage spin-orbite divise le haut de la bande valence en deux niveaux pour la phase cubique. L'un correspond aux bandes de trous lourds (HH), trous légers (LH) dégénérés au point Γ_8 , le second (état Γ_7) correspond lui à la bande de trous "split-off" (SH) décalée de Δ_{so} par rapport à Γ_8 .

En plus du couplage spin-orbite, il existe pour la phase hexagonale un champ électrique nommé champ cristallin provenant du non cubicité de cette phase qui va lever la dégénérescence au point Γ des trous lourds et des trous légers. Ceci va créer trois niveaux énergétiques sur le haut de la bande de valence, conduisant ainsi à l'existence de trois excitons : A, B et C pour la phase hexagonale. Un exciton est la quasi-particule créée par un électron et un trou en interaction coulombienne, l'énergie de liaison de l'exciton est relativement élevée dans GaN (≈ 30 meV), ceci autorise donc la présence d'excitons dans GaN à température ambiante. Les différences énergétiques entre ces trois niveaux excitoniques peuvent être calculées par le modèle quasi cubique d'Hopfield [10] à partir des valeurs de Δ_{so} et Δ_{CR} . Différentes valeurs de Δ_{so} et Δ_{CR} obtenues par le calcul ou l'expérience sont disponibles et référencées dans [11].

I.2.2.2 Masses effectives des binaires

Les masses effectives des porteurs dans un semi-conducteur sont directement liées à la structure de bande de celui-ci ; elles sont proportionnelles à l'inverse de la courbure des bandes. Il est intéressant de noter que la masse effective des électrons dans un semiconducteur à gap direct varie peu avec la direction cristallographique, m_e^* représente donc une valeur moyenne suivant les différentes directions. Il existe dans la littérature de nombreuses valeurs issues de calculs ou de mesures expérimentales des masses effectives électroniques dans GaN hexagonal : la communauté des nitrures s'accorde aujourd'hui sur la valeur de $0.20 m_0 \pm 0.02$. Pour ce qui est de GaN en phase cubique nous dénombrons peu de mesures expérimentales, les données théoriques sont également beaucoup moins nombreuses que pour GaN wurtzite. Pour InN, on ne dispose pas actuellement de mesure de la masse effective des électrons dans aucune des deux phases cristallines. Des calculs existent mais les valeurs qu'ils fournissent sont quelque peu dispersées. Tous les résultats sont reportés dans le tableau I.2.

En ce qui concerne les valeurs des masses effectives des trous dans les nitrures ; les choses sont plus compliquées que pour les électrons car d'après les résultats théoriques, ces masses effectives sont fortement dépendantes de la direction cristallographique. Pour GaN hexagonal, les données expérimentales sont très dispersées : comprises entre $0.3m_0$ [12] et $2.2m_0$ [13]. Cette incertitude peut en partie être expliquée par la non-parabolicité du haut de la bande de valence, par l'effet de contrainte sur la structure de bande ainsi que par la proximité énergétique des trois bandes de trous.

	AlN	GaN	InN
$m^{*e } ; m^{*e\perp}(m_0)$	0.32 ; 0.30	0.20 ; 0.20	0.07 ; 0.07
$m^{*hh } ; m^{*hh\perp} (m_0)$	3.57 ; 0.64	2.0 ; 0.34	1.67 ; 1.61
$m^{*lh } ; m^{*lh\perp} (m_0)$	3.51 ; 0.64	1.19 ; 0.35	1.67 ; 0.11
$m^{*sh } ; m^{*sh\perp} (m_0)$	0.26 ; 4.03	0.17; 1.27	0.10 ; 1.67

Tableau I. 2 : Masses effectives des électrons et des trous dans les nitrures binaire GaN, AlN et InN

I.2.3. Propriétés thermiques

I.2.3.1. Dilatation thermique

La dilatation thermique est liée à la variation de densité d'un solide avec la température, les distances interatomiques se modifiant sous l'effet des vibrations. La dilatation thermique d'un semi-conducteur dépend de sa microstructure ; c'est à dire de sa stœchiométrie, de la présence de défauts étendus, de la concentration en porteurs libres ; pour obtenir des résultats cohérents, les mesures doivent être réalisées sur monocristaux [15,16].

La dilatation thermique a été mesurée en fonction de la température sur monocristaux.

Selon a, le coefficient de dilatation thermique est constant sur toute la gamme de température.

Selon c ; la composante principale parallèle à l'axe c, dépend de la température, et la dilatation thermique connaît une rupture de pente à 700K [15]. La valeur du coefficient de dilatation thermique est importante à connaître pour l'élaboration de dispositifs électroniques. En effet ; dans le cas de couches hétéroépitaxiées, si la dilatation thermique du substrat est différente de celle de la couche, il peut se créer des contraintes résiduelles induisant des fissures du substrat et de la couche épitaxiée [17]. Ceci intervient alors fortement sur l'efficacité du dispositif considéré.

Le tableau I.4 donne les résultats obtenus, comparés aux substrats les plus souvent utilisés lors de l'hétéroépitaxie de GaN. Bien que le carbure de silicium 6H-SiC soit le plus adapté en termes de compatibilité de la dilatation thermique aux températures de travail (autour de 300K), c'est le saphir qui est le plus souvent utilisé en raison de son coût bien moins élevé.

Matériaux	GaN Maruska et al. [39]		Saphir 300K	6H-SiC 300K	3C-SiC 300K	ZnO 300K	GaAs 300K
	300-700K	700-900K					
$\alpha_a (10^{-6}K^{-1})$	5,59		7,5	4,2	2,7	2,9	6
$\alpha_c (10^{-6}K^{-1})$	3,17	7,75	8,5	4,7	2,7	4,75	6

Tableau I.3 : Coefficients de dilatation thermique α , de GaN et divers substrats selon Krukowski et al. [15].

I.2.3.2 Chaleur spécifique

Le coefficient de chaleur spécifique permet de calculer la variation de température d'un système auquel on apporte une quantité connue de chaleur. Dans les semi-conducteurs, l'énergie apportée a pour effet une augmentation du nombre de phonons présents, les électrons des bandes de conduction et les trous des bandes de valence étant en général en nombre insuffisant pour jouer un rôle important par rapport aux phonons. La concentration en porteurs libres et la présence de défauts ponctuels ou étendus affectent la chaleur spécifique.

La chaleur spécifique (à pression constante) a été mesurée en fonction de la température. Il en résulte l'équation suivante :

$$C_p(T) = 9,1 + 2,15 \cdot 10^{-3} \times T \text{ (cal.mol}^{-1}\text{K}^{-1}) \quad (\text{I.8})$$

Il y a une forte déviation par rapport à la courbe prévue par la théorie de Debye dans laquelle la capacité calorifique suit la loi :

$$C_p = \left(\frac{12\pi^4 R}{5} \right) \left(\frac{T}{\theta_D} \right)^3 C \text{ avec } R = 8.3144 \text{ J.mol}^{-1}.\text{K}^{-1} \quad (\text{I.9})$$

θ_D la température de Debye. La différence observée doit être due à la forte concentration en électrons libre des échantillons ($5 \cdot 10^{19} \text{ cm}^{-3}$) [15].

I.2.3.3. Température de Debye

La température de Debye θ_D caractérise la valeur maximale des énergies des vibrations. Elle a été calculée par Polian et al. [18] à partir de la chaleur spécifique ou encore par Demidienko et al. [19] à partir des propriétés élastiques. Les valeurs obtenues θ_D sont respectivement de 700K et 650K. Ces valeurs sont cohérentes avec les calculs de Kim et al. [20], Christensen et al. [21], et Azuhaka et al. [22], qui prédisent θ_D entre 620 et 690K [17].

I.2.3.4. Conductivité thermique

La conductivité thermique κ est la propriété cinétique qui est déterminée par les contributions des degrés de liberté électronique, rotationnelle et vibrationnel. Dans les semiconducteurs, à cause des faibles densités d'électrons de conduction et de trous, la contribution principale au transport de chaleur vient des phonons. Dans un cristal pur, la diffusion des phonons est le processus limitant. Dans un cristal réel, la conductivité thermique est déterminée par les défauts ponctuels ainsi que les joints de grain dans les céramiques. De toutes les propriétés thermiques, la conductivité est la plus affectée par les défauts de structure.

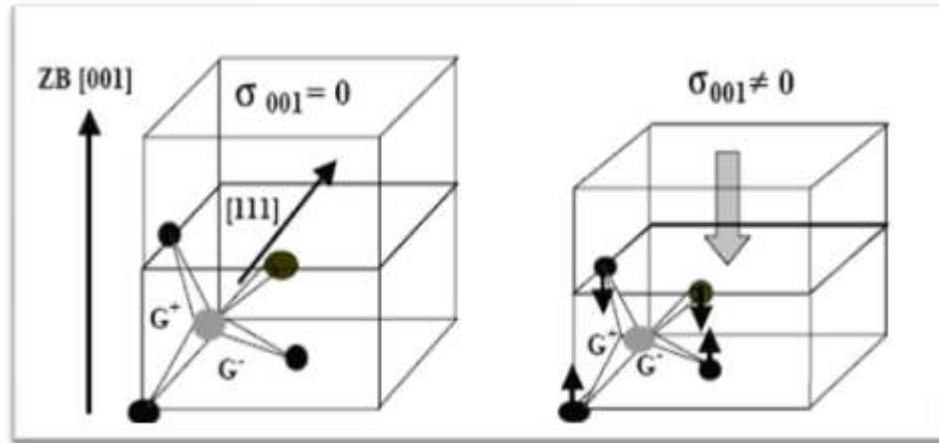
La conductivité thermique a été mesurée sur différents types d'échantillons : couche mince sur substrat de saphir par la méthode MVPE (Sichel et al. [23]) et monocristaux de GaN (Porowski et al. [24]). Les valeurs de conductivité thermique κ obtenues sont respectivement $1.3\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ et $1.7\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$. La valeur obtenue sur couche mince est inférieure aux calculs théoriques de Slack, prédisant une valeur de $1.7\text{W}\cdot\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$ du fait de la forte concentration en impuretés de l'échantillon (10^{18}cm^{-3}) [15].

I.3. Polarisation piézoélectrique et spontanée dans les nitrures

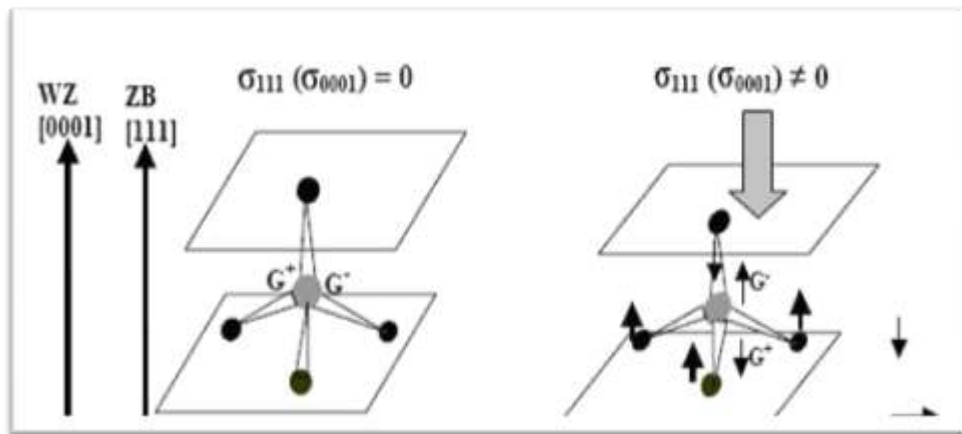
Une des particularités des nitrures d'éléments III, est la présence dans les hétérostructures AlGaIn/GaN et GaN/InGaIn, d'une forte polarisation interne. Une signature de la présence d'une telle polarisation électrique est la modification des propriétés optiques de l'hétérostructure contenant des puits quantiques. L'action du champ électrique dans un puits quantique InGaIn dans GaN a été avancée par Hangleiter et al. [25] pour expliquer le décalage entre l'énergie de transition excitonique observée et celle attendue pour une concentration d'indium donnée.

I.3.1. Polarisation piézoélectrique

La polarisation piézoélectrique trouve essentiellement son origine dans la symétrie du cristal. L'effet piézoélectrique peut se définir comme l'apparition d'une polarisation électrique dans une couche semi-conductrice lorsque celle-ci est soumise à une contrainte σ qui modifie la maille du cristal en brisant sa symétrie. L'effet inverse existe également dans certains matériaux, à savoir une modification du volume de maille cristalline lorsqu'on lui applique une polarisation électrique. Comme nous l'avons déjà mentionné, les nitrures peuvent cristalliser suivant deux phases cristallines. Ces deux phases : zinc-blende (cubique) et wurtzite (hexagonale) sont non centro-symétriques. Ceci induit l'existence de l'effet piézoélectrique. L'apparition du champ électrique peut être représentée par un modèle ionique simple faisant intervenir le déplacement, sous l'effet de la contrainte, des barycentres des charges positives et négatives à l'intérieur des tétraèdres formant la maille cristalline. Il apparaît alors à l'intérieur de chaque tétraèdre de la maille un dipôle élémentaire selon la direction de la contrainte comme on peut le voir dans la figure I.2.



Pas de dipôle élémentaire : déplacement relatif nul des barycentres G^+ G^- .



Présence d'un dipôle élémentaire G^+ G^- .

Figure I. 2 : Mise en évidence de l'effet de la contrainte σ dans la phase zinc-blende suivant les directions (001) et (111) ainsi que dans la phase wurtzite suivant la direction (0001).

Aucune polarisation n'est engendrée dans la phase cubique pour une contrainte suivant (001). En revanche une contrainte suivant (0001) dans la phase hexagonale engendrera une polarisation piézoélectrique équivalente à une contrainte (111) dans la structure zinc-blende (Figure extraite de la thèse de J. Simon [26]).

Il est important de noter que les deux phases cristallines des nitrures vont se conduire différemment face à un état de contrainte.

Une contrainte suivant la direction de croissance (0001) dans la phase hexagonale va donner naissance à une polarisation d'origine piézoélectrique suivant cette direction car le déplacement relatif des barycentres des charges positives et négatives est non nul.

En ce qui concerne la phase cubique, le même phénomène est observé dans le cas où la couche est épitaxiée suivant une direction polaire comme (111). En revanche, une couche épitaxiée suivant (001) ne voit aucune polarisation apparaître avec une contrainte suivant cette direction. Effectivement, le déplacement relatif des barycentres des deux types de charges est nul.

La valeur de la polarisation d'origine piézoélectrique peut être quantifiée à partir de la valeur de la contrainte présente dans la couche. On montre que la polarisation peut s'écrire sous la forme :

$$P_i^{pz} = d_{ijk} \sigma_{jk} \quad (I.10)$$

Où p_i^{pz} est la polarisation piézoélectrique dans la direction i , σ_{jk} est le tenseur des contraintes dans la couche et d_{ijk} est le tenseur d'ordre 3 représentant les coefficients piézoélectriques propres au matériau. Ces différents tenseurs possèdent plusieurs éléments identiques ou nuls pour des raisons de symétrie dans la maille cristalline. Après simplification, seule subsiste une composante piézoélectrique suivant l'axe de croissance z pour la phase hexagonale. Cette composante s'écrit :

$$P_3^{pz} = 2d_{31} \sigma_1 \quad (I.11)$$

Le tenseur de contraintes σ_1 peut être exprimé en fonction des déformations dans la couche hexagonale grâce aux coefficients élastiques du matériau de la manière suivante :

$$P_3^{pz} = 2d_{31} (C_{11} + C_{12} + C_{13} \frac{-2C_{13}}{C_{33}}) \varepsilon_1 \quad (I.12)$$

Où $\varepsilon = \frac{a-a_0}{a_0}$ est la déformation dans le plan, avec a_0 le paramètre de la maille non contrainte et a celui de la couche en contrainte. Dans la littérature, de nombreuses valeurs très dispersées de coefficients piézoélectriques sont rapportées, nous citerons simplement les références suivantes [27], [28], [29]. Nous concluons sur ce sujet en signalant que des champs d'origine piézoélectrique peuvent atteindre des valeurs aussi élevées que 10 MV/cm dans les nitrures.

I.3.2. Polarisation spontanée

En l'absence de toute contrainte dans une couche de nitrure wurtzite, celle-ci peut cependant présenter une polarisation macroscopique non nulle. La structure wurtzite est la structure de plus haute symétrie permettant ce phénomène [27]. Cette polarisation spontanée s'explique de la même façon que la polarisation piézoélectrique, c'est-à-dire par une non superposition des barycentres des charges positives avec celui des charges négatives. Ce décalage entre les deux barycentres des charges a deux origines :

- La première est le non idéalité de la structure wurtzite, plus précisément l'irrégularité des tétraèdres formant le cristal. Les distances entre les atomes à fort caractère ionique varient suivant l'axe de croissance, chaque tétraèdre possède donc un dipôle élémentaire. Ces dipôles élémentaires s'ajoutent pour donner dans la structure, une polarisation spontanée macroscopique dirigée suivant l'axe de croissance du matériau [0001].
- La deuxième est une raison de rupture de symétrie dans le cristal à partir du troisième voisin. Effectivement ; le cristal n'est plus centro-symétrique à partir du troisième voisin, ce qui engendre la création d'un dipôle électrique suivant la direction [0001] dans la phase hexagonale.

I.3.3. Polarisation résultante

D'après Bernardini et al. [27], la contribution de la polarisation spontanée est comparable à celle de la polarisation piézoélectrique dans les nitrures, et ne doit donc pas être négligée. La polarisation totale dans la couche de nitrure en phase hexagonale est alors la somme des deux types de polarisations : piézoélectrique et spontanée, elle s'écrit donc :

$$\vec{P} = \vec{P}_{sp} + \vec{P}_{pz} \quad (I.13)$$

Dans les nitrures en phase hexagonale, une orientation appelée polarité de la couche est importante : il s'agit du sens de la liaison Ga-N suivant la direction [0001] (voir Figure I.5).

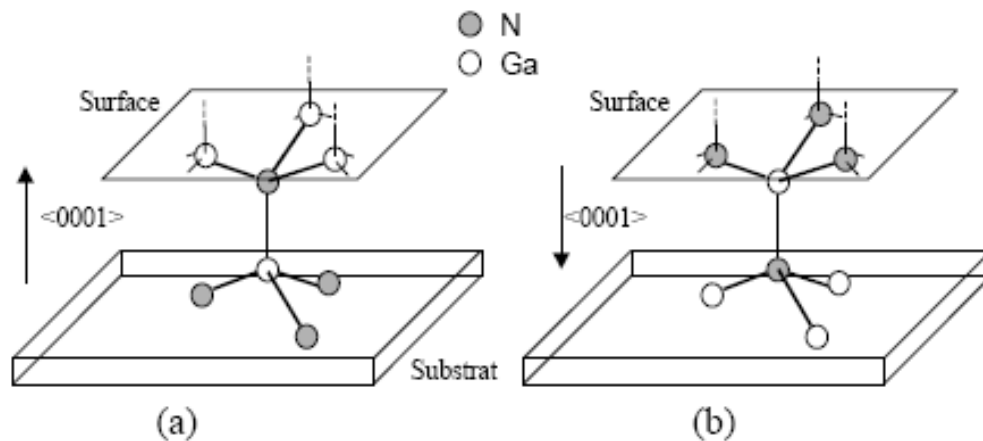


Figure I.3 : Polarité des couches de GaN hexagonal. (a) : polarité gallium (b) : polarité azote.

Dans les nitrures de polarité gallium, la polarisation spontanée est orientée suivant la direction de croissance dans le même sens que celle-ci. Pour ce qui est de la polarisation piézoélectrique, elle aussi orientée suivant l'axe de croissance. En revanche son sens dépend du type de contrainte présent dans la couche.

Les différentes possibilités sont représentées dans la figure I.4.

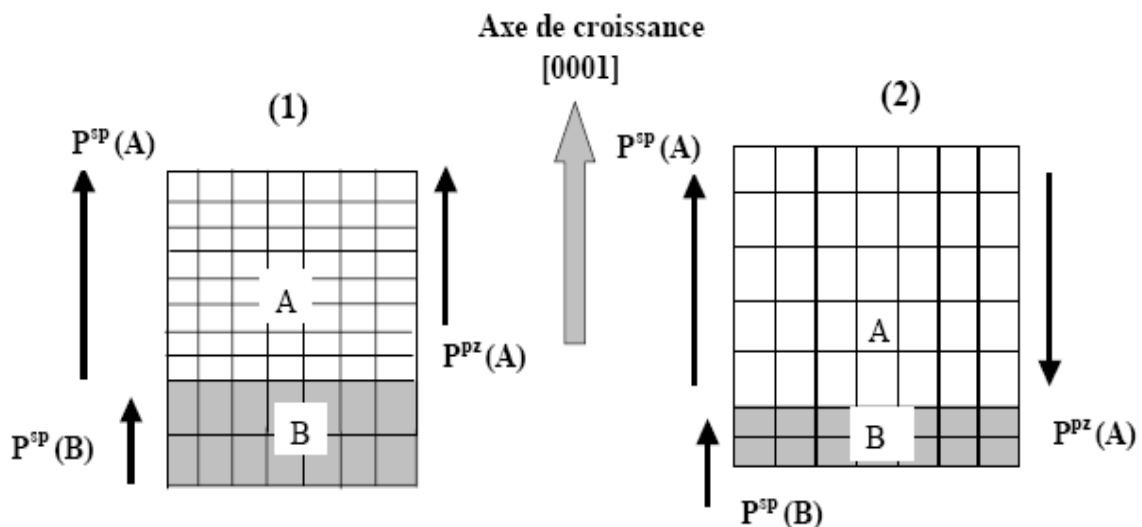


Figure I. 4 : Orientation des polarisations spontanée et piézoélectrique pour les nitrures de polarité gallium suivant la contrainte : (1) la couche A est en tension sur la couche B, (2) la couche A est en compression sur la couche.

I.4. Substrats et méthodes de croissance

Les premières tentatives pour obtenir le composé GaN remontent à plus de 60 ans [30]. La technique utilisée consistait à faire circuler de l'ammoniac au dessus du gallium chaud. Les premiers résultats ne furent pas très convaincants. Les premiers films épais de GaN sur saphir ne virent le jour qu'au début des années 70 [31] : ils furent obtenus par épitaxie en phase vapeur aux hydrures. Cette technique consiste à faire réagir le gallium présent dans un gaz porteur HCl avec de l'ammoniac, elle permet d'atteindre des vitesses de croissance relativement élevées : 0.5 $\mu\text{m}/\text{min}$. Les méthodes de croissance se sont ensuite beaucoup diversifiées. Les plus répandues actuellement pour déposer les nitrures sont l'EPVOM (pour : Epitaxie en Phase Vapeur aux Organo-Métalliques), et l'EJM (pour : Epitaxie par Jets Moléculaires).

I.4.1. Choix d'un substrat pour les nitrures

Le choix d'un substrat est un des paramètres essentiels à la réalisation de bonnes couches cristallines. Le cas idéal serait de déposer GaN sur un substrat GaN massif présentant une bonne qualité structurale (homo-épitaxie). Malgré les récents progrès réalisés dans le domaine de la croissance de GaN massif par HVPE (cristaux de $3 \times 4\text{cm}^2$ [32]) ou par croissance à haute pression [33], ces techniques ne fournissent pas encore de substrats commercialisables. Notons que depuis un ou deux ans, une société française commercialise des substrats GaN de 2" de diamètre et de 10 μm d'épais présentant une très faible densité de dislocations ($5 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}$). Ces couches sont obtenues par EPVOM en utilisant la technique de recroissance latérale (ELOG).

Cette technique consiste, à partir d'une couche de GaN présentant une densité de dislocation classique 10^{10} cm^{-2} , à déposer sur l'échantillon une couche de SiO_2 . Cette couche est ensuite gravée par photolithographie pour former des bandes alignées suivant les axes cristallins de GaN ; la croissance de GaN est ensuite reprise. La croissance s'opère uniquement au niveau des ouvertures puis de façon latérale sur SiO_2 . Ainsi une partie des dislocations est bloquée sous le SiO_2 . Malgré ces résultats prometteurs, la majeure partie des croissances actuelles de nitrures passe encore par une hétéro-épitaxie.

Dans ce cas, les paramètres structuraux et thermiques du substrat doivent se rapprocher le plus possible de ceux de la couche à épitaxie. Le problème est qu'il n'existe pas de substrat en accord de maille avec GaN dans aucune des deux phases cristallines. Ceci va engendrer des problèmes de contraintes dans les couches et donc de formation de défauts structuraux.

Le tableau I.5 représente les paramètres physiques des substrats les plus couramment employés dans la croissance des nitrures en phase hexagonale et cubique. On remarquera que certains substrats tels que le Si et le GaAs peuvent être utilisés pour la croissance des deux polytypes. Le choix entre l'une ou l'autre des deux phases sera déterminé par les conditions de croissance.

I.4.1.1. Substrats pour GaN wurtzite

La grande majorité des couches de GaN ainsi que des dispositifs en phase hexagonale sont épitaxiés sur saphir. Le saphir présente avec GaN un fort désaccord de maille d'environ 30 % ; cependant pour des raisons de symétrie cristalline lors de la croissance, la maille de GaN tourne de 30° par rapport à celle du saphir. Le désaccord de maille réel se trouve ainsi diminué de moitié, ce qui reste encore assez élevé. Malgré cela, le saphir présente de nombreux avantages tels que son coût relativement faible, sa grande stabilité en température et sa transparence dans le visible : chose très appréciée pour la réalisation de dispositifs luminescents. Il présente toutefois les désavantages d'être un isolant électrique et d'être mauvais conducteur thermique.

Substrat et sa structure cristalline	Phase cristalline de GaN épitaxiable	Paramètres de maille Å du substrat	Coefficients de dilatation thermique $\Delta a/a, \Delta c/c$ ($\times 10^{-6} \text{ k}^{-1}$)
Saphir(Al_2O_3) hexagonal	hexagonale	a=4.7589, c=12.991	a : 7.3 ; c : 8.5
6H SiC hexagonal	hexagonale	a=3.0806, c=15.1173	a : 4.46 ; c : 4.16
ZnO hexagonal	hexagonale	a=3.252,c=5.213	a : 2.9 ; c : 4.75
AlN(couche tampon)	hexagonale	a=3.112,c=4.982	a : 4.2 ; c : 5.3
SiC(001)cubique	hexagonale et cubique	a=5.4301	a : 3.59
GaAs cubique	hexagonale et cubique	a=5.652	a : 6
3C SiC cubique	cubique	a=4.3596	a : 3.9
MgO cubique	cubique	a=4.216	a : 10.5

Tableau I.4 : Paramètres de maille et coefficients de dilatation thermique des substrats les plus couramment utilisés pour la croissance de GaN dans les deux phases cristallines [34].

I.4.1.2. Substrats pour GaN zinc-blende

En ce qui concerne la phase cubique, on retrouve comme candidats potentiels GaAs et le silicium. Le premier est le substrat le plus couramment utilisé malgré un désaccord de maille avec GaN d'environ 20 %. Une autre alternative s'est dessinée avec le 3C-SiC qui présente les paramètres de maille les plus proches de ceux de GaN (≈ 3.5 % d'écart). Le problème est la non disponibilité de ce matériau sous forme de couche massive. Une autre approche a été envisagée pour résoudre ce problème, à savoir le développement de pseudo-

substrats 3C-SiC déposés sur substrat Si [35]. Ceci permet de diminuer le coût de production des substrats, d'intégrer les couches de nitrures à la technologie silicium tout en conservant l'intérêt du 3C-SiC.

I.5. Généralités sur le dopage des nitrures

I.5.1. Choix des dopants

Pour le dopage des semi-conducteurs III-V, on utilise généralement des éléments du groupe II en substitution des atomes III, qui agissent alors comme des accepteurs ; et des éléments du groupe VI en substitution des atomes V qui agissent comme des donneurs. Les éléments du groupe IV, connus par leur comportement amphotère, peuvent soit se substituer aux atomes du sous-réseau III et agir comme des donneurs, soit se substituer aux atomes du sous-réseau V et agir comme des accepteurs. La figure I.7 illustre le cas idéal d'incorporation des atomes dopants du groupe II et du groupe IV utilisés dans les nitrures d'éléments III.

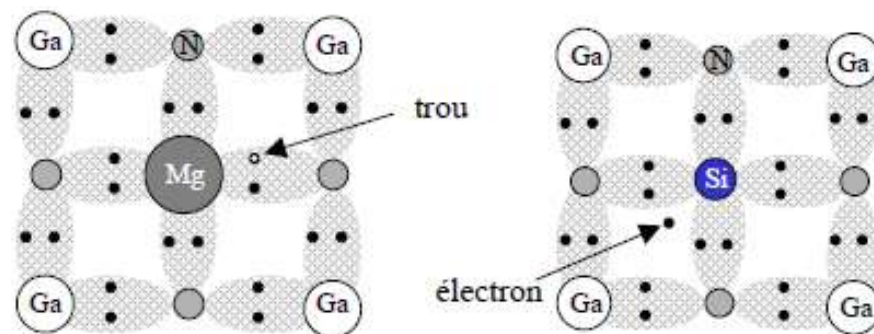


Figure I.5 : Position des dopants dans le réseau cristallin du GaN (a) Mg accepteur, (b) Si donneur.

I.5.1.1. Critères de choix des éléments chimiques utilisés pour le dopage des nitrures

La performance des dopants substitutionnels et par conséquent l'efficacité du dopage, dépend fondamentalement de trois facteurs :

- leur solubilité qui dépend de leur énergie de formation,
- leur stabilité vis-à-vis de l'auto-compensation (selon le site d'incorporation),
- leur activation électrique qui dépend de la profondeur du niveau introduit.

Ces paramètres déterminent le niveau de dopage obtenu. La relation I.15 exprime la concentration de dopants incorporés D , en fonction de l'énergie de formation E_f , et de la température de croissance T [36-37-38] :

$$D = \frac{N_{\text{sit}}}{2} \exp\left(-\frac{E_f}{k_B T}\right) \quad (\text{I.14})$$

Où $N_{\text{sit}} = 8.66 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ est le nombre de sites disponibles à l'incorporation dans le GaN, et k_B est la constante de Boltzmann.

L'incorporation d'un dopant substitutionnel dans le réseau cristallin nécessite le remplacement d'un atome de la matrice par un atome dopant. Ainsi ; dans le cas du remplacement de l'azote, l'énergie de formation est définie par [36-38] :

$$E_f(\text{GaN:}D_N^q) = E_{\text{tot}}(\text{GaN:}D_N^q) - \mu_D + \mu_N + qE_F \quad (\text{I.15})$$

Où $E_{\text{tot}}(\text{GaN:}D_N^q)$ est l'énergie totale pour l'impureté D en site N , μ_D et μ_N sont les potentiels chimiques du dopant et de l'azote, q est l'état de charge du dopant, et E_F le niveau de Fermi.

La symétrie de la structure cristalline du matériau ne semble pas influencer l'incorporation des dopants substitutionnels. En effet, Neugebauer et coll. [39] ainsi que Bernardini et coll. [37] ont trouvé dans leurs calculs, peu de différence entre l'énergie de formation des dopants selon la phase hexagonale ou la phase cubique.

Le tableau I.6 liste les énergies de formation des différents dopants envisagés pour le dopage des couches de GaN.

Dopant Substitutionnel	Energie de formation E_f (eV) selon les conditions de croissance :	
	Riche-Ga	Riche-N
Be _{Ga}	2.29	2.83
Mg _{Ga}	1.0	0.6
Zn _{Ga}	2.4	0.5
C _{Ga}	6.5	4.6
C _N	2.6	4.5
O _N	-2.6	-0.7
Si _{Ga}	-0.02	-----

Tableau I.5 : Energies de formation des dopants incorporés en sites substitutionnels dans le GaN [36-37-40-41-42].

Parmi les dopants possibles pour le dopage p du GaN, on a Be, Mg, Zn, C ; on peut noter d'après le tableau I.6 que le Be, le Mg et le Zn possèdent l'énergie de formation la plus faible. Cette énergie de formation est plus faible pour une croissance dans des conditions riche-N pour le cas du Zn et du Mg. Concernant l'incorporation du C, celui-ci tend à s'incorporer en site N du fait de sa plus faible énergie de formation quand il se place en site N qu'en site Ga. Ceci implique alors qu'il va agir plutôt comme un donneur. En effet, Birkle et coll. [43] ont montré que le dopage des films de GaN hexagonal dopés au C ont donné une conductivité de type n pour une concentration de C comprise entre 10^{16} et 10^{20} cm^{-3} ; ce qui confirme les calculs théoriques. Quant aux atomes envisagés pour le dopage n des films de GaN, le Si est le dopant couramment utilisé [45-44]. Sa très basse énergie de formation le rend très soluble dans le GaN (voir tableau I.6). On peut aussi noter que l'oxygène a une forte solubilité dans GaN : son incorporation contrôlée ferait de cette impureté un donneur potentiel dans GaN.

I.6. Conclusion

Au cours de ce chapitre, nous avons rappelé les principales propriétés des nitrures binaires, et surtout GaN et InN dans les deux types de structures. Nous avons aussi étudié le comportement des deux nitrures quand ils forment le composé ternaire InGaN.

CHAPITRE II

II.1 Introduction

Devant les enjeux économiques et stratégiques importants générés par les multiples applications de semiconducteurs nitrurés dans les domaines civils et militaires, un effort s'est porté sur les matériaux à base de nitrure d'éléments III (GaN, InGaN, AlGaN).

La solution solide (Al,Ga)N est utilisée dans de nombreux dispositifs : couche de confinement optique dans les lasers, couche d'étalement du courant dans les DEL, couche active de photodétecteurs UV, couches génératrices d'électrons dans les transistors à effet de champ à gaz bidimensionnel, dispositifs à ondes acoustiques de surface, etc...

Les effets de contrainte hétéroépitaxiale, et de variation du paramètre de champ cristallin avec la composition, ne sont pas encore connus. La proximité des trois sommets de bande de valence dans les nitrures, ainsi que l'inversion du signe du champ cristallin entre GaN et AlN, indiquent qu'il faut en effet prendre en compte les coefficients de courbure des trois gaps.

II.2 Propriétés du ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

AlGaN a reçu le plus d'attention des alliages de la famille des nitrures III-V, en raison de son potentiel d'applications en hétérostructure AlGaN / GaN. Depuis le premier rapport d'une solution solide GaN-AlN en 1976[46], de nombreux groupes ont fait la synthèse d'AlGaN. Baranov et. al. [47] ont pu obtenir $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec une concentration atteignant 45% d'aluminium. Les mesures par rayons X ont montré que tous les échantillons sont de conductivité de type n, ayant une mobilité décroissante en fonction de la fraction molaire x ; et ils contiennent de petites régions d'AlGaN cubiques [48].

L'étude la plus complète à ce jour sur les propriétés d'AlGaN a été réalisée par Yoshida [49]. Ils ont signalé la variation de la concentration des électrons, la mobilité, la résistivité, la constante de réseau et le gap, en fonction de x sur toute la gamme d'alliage (Figure II.1).

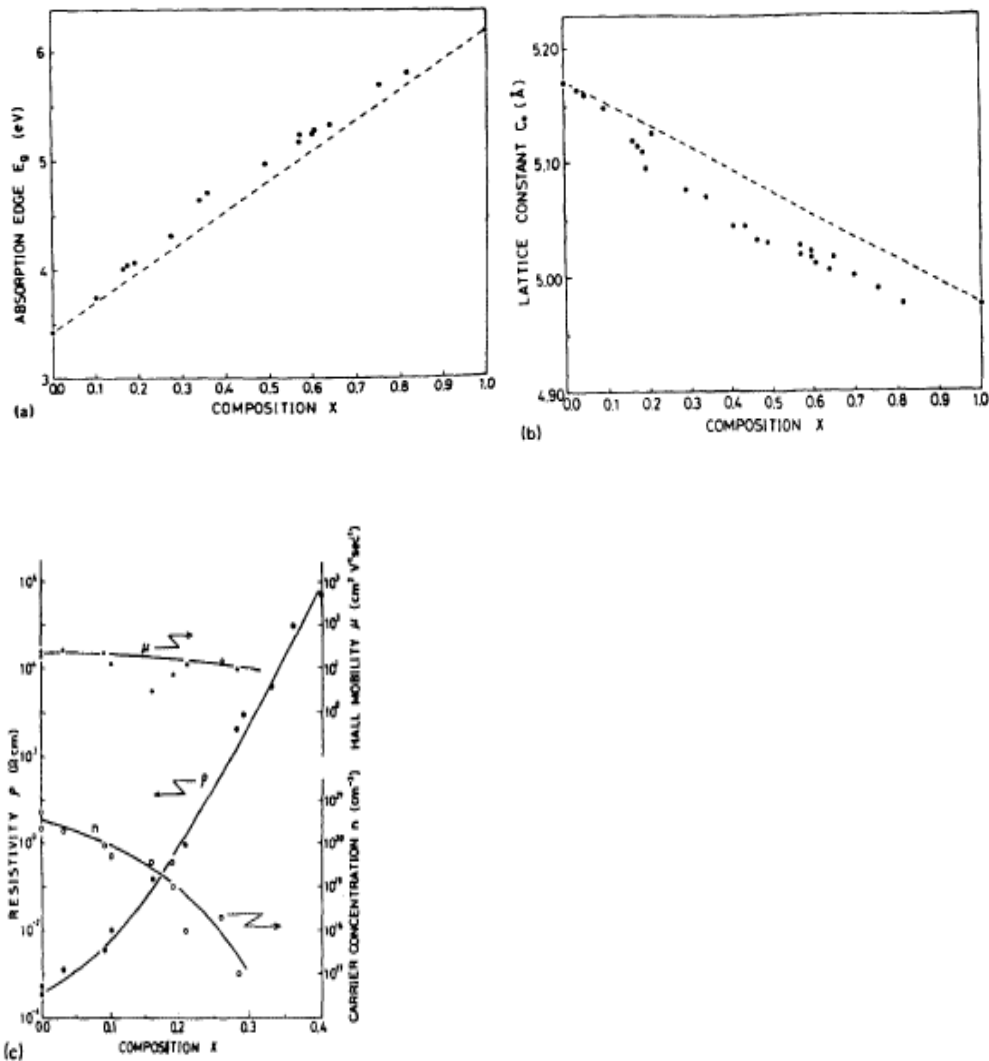


Figure II.1 : La dépendance, à la température ambiante, par rapport à la teneur en aluminium dans l'alliage AlGaIn de : a) l'énergie de gap, b) la constante de réseau, c) la résistivité ρ , la concentration n et la mobilité des électrons μ [50].

Pour une concentration d'Al passant de zéro à $x = 0.40$; la constante de réseau d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ a tendance à être plus petite, alors que le coefficient optique d'absorption a été légèrement plus grand que les valeurs prédites par la loi de Vegard. La résistivité passe de 10^4 $\Omega\cdot\text{cm}$ à 10^6 $\Omega\cdot\text{cm}$, et la concentration de transporteurs diminue, passant de $n = 2 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ à $n = 10^{17}/\text{cm}^3$. Les mesures des émissions de pointe d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour $x = 0.24$, ont donné un paramètre de bowing $b = 0.98\text{eV}$, en accord avec la valeur prédite $b = 1.0\text{eV}$. Par ailleurs ; dans $\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{N}$, la mobilité est de $35 \text{ cm}^2 / \text{V}\cdot\text{s}$ pour une concentration $n = 5 \times 10^{18}/\text{cm}^3$. D'autres mesures ont prouvé qu' $\text{Al}_{0.5}\text{Ga}_{0.5}\text{N}$ est thermiquement stable jusqu'à 900°C .

L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ sert souvent de barrière de confinement dans les structures optoélectroniques à base de nitrures. La connaissance de ses propriétés et la maîtrise de sa croissance sont donc des objectifs impératifs pour développer de nouveaux composants, en particulier dans le domaine de l'UV lointain. En première approximation, les paramètres de maille d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ peuvent se déduire des paramètres de GaN et AlN, par interpolation linéaire (la loi de Végard). Les masses effectives, les coefficients mécaniques et les coefficients de Varshni d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ peuvent souvent être approximés par interpolation linéaire des coefficients de GaN et AlN. Mais pour obtenir des valeurs plus précises, cette interpolation n'est pas suffisante.

$$a_{\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}} = x \cdot a_{\text{AlN}} + (1-x) \cdot a_{\text{GaN}} \quad (2.1)$$

II.2.1 Variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de la fraction de mole x (Al)

Une des propriétés clés d'un alliage est la dépendance du gap sur la composition. Ce gap augmente avec la fraction de mole Al avec une variation donnée par la relation

$$E_g(x) = xE_g(\text{AlN}) + (1-x)E_g(\text{GaN}) - bx(1-x) \quad (2.2)$$

En remplaçant $E_g(\text{AlN})$ et $E_g(\text{GaN})$ par leurs valeurs à 300K, dans la relation (2.2), nous trouvons les équations suivantes[50] qui donnent le gap du $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de x :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{g1}(x) = x^2 - 1.64x + 3.3 \text{ eV} \quad (\text{cubique}) \\ E_{g2}(x) = x^2 + 1.98x + 3.43 \text{ eV} \quad (\text{hexagonal}) \end{array} \right. \quad (2.3)$$

L'énergie du gap augmente, et le sommet de la bande de valence, au point Γ , se déplace vers le bas quand le taux d'aluminium augmente.

Dans la figure II.2, nous représentons la variation du gap d' $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ en fonction de la fraction de mole Al.

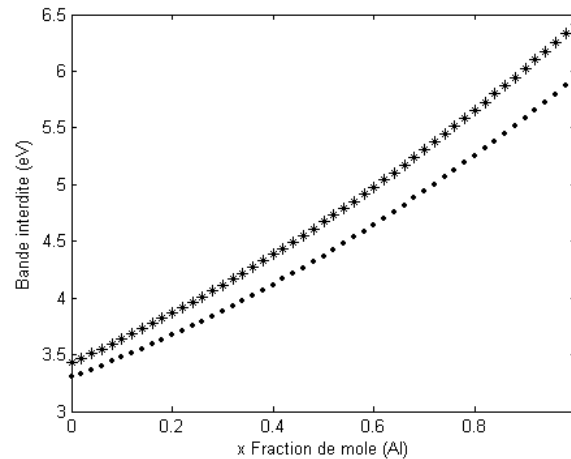


Figure II.2 : Variation du gap dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la mole Al [51].

II.2.1.1 Le bowing dans AlGaN

Le bowing est généralement positif pour les alliages III-V, c'est-à-dire, le gap de l'alliage est plus petit que le résultat de l'interpolation linéaire, et peut en principe être fonction de la température. L'origine physique du bowing peut être attribuée à des troubles effets créés par la présence de différents cations ~ anions. Le bowing a été généralisé pour les termes quadratiques dans la composition de l'alliage. Il exprime les extensions de plusieurs paramètres de bande ; ainsi, dans certains cas il peut être attribué à des mécanismes physiques spécifiques. Mais parfois, il peut simplement correspondre aux paramètres empiriques ou données expérimentales.

Les premières études de la dépendance énergétique sur la composition, ont signalé un bowing petit. Comme pour tout alliage, la mesure du paramètre de courbure du gap est difficile, et donne des valeurs différentes selon les conditions de croissance. Lee et al., ont trouvé $b = 0.62 \pm 0.45$ eV, du moins pour $x < 0.5$. Angerer et al., ayant étudié l'alliage sur la gamme totale de composition, ont trouvé un paramètre de courbure plus important ($b = 1.3$ eV). Il faut noter que la barre d'incertitude est large, et une des raisons supplémentaires de cette incertitude est l'élargissement inhomogène des transitions optiques, qui suit une loi simple due à l'effet de désordre d'alliage.

D'après les spectres de PL et les mesures d'absorption, le paramètre de bowing est de 1.0eV, cette valeur continue d'être largement utilisée dans les calculs de la structure de bandes, même si un certain nombre d'études plus récentes mettent en question les conclusions de ces travaux. Plusieurs études ont trouvé un bowing négligeable dans les films minces d'AlGaN. Par ailleurs, certaines mesures ont donné un grand paramètre de bowing, égal à

1.78eV pour des couches épitaxiées sur SiC. D'autres travaux récents ont trouvé une petite valeur du bowing, entre 0.25 et 0.6eV. Les mesures de cathodoluminescence, pour AlGaN épitaxiée sur Si suivant la direction 111, suggèrent un bowing de 1.5eV.

La théorie prévoit que le bowing dans la vallée Γ , dans l'AlGaN cubique, est petit. Ceci est cohérent avec les résultats expérimentaux de variation linéaire des énergies dans la PL des films minces d'AlGaN cubique. Le bowing unité est recommandé pour ce cas. Les valeurs recommandées pour les vallées X et L, et qui sont prises à partir de la méthode empirique pseudopotential de Fans et all., sont respectivement $\sim 0.61\text{eV}$ et $\sim 0.80\text{eV}$.

Pour le gap direct, il ya une variation linéaire par rapport à la composition ; tandis que pour le gap indirect, il ya une variation non linéaire. Les deux courbes se croisent pour une composition de 57% d'aluminium (figure 2.3).

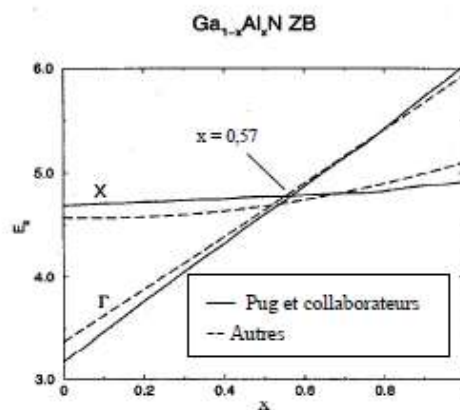


Figure II.3 : Variation du gap en fonction de la composition de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ cubique en fonction de la concentration en aluminium [52].

II.2.2 Le dopage de l'AlGaN

Du fait de l'approfondissement des niveaux donneurs et accepteurs avec la composition en Al, le dopage du (Al,Ga)N est plus difficile que celui du GaN. Il ne pose cependant pas de problème jusqu'à $x_{\text{Al}} = 0.42$ pour le dopage n, et jusqu'à $x_{\text{Al}} = 0.13$ pour le dopage p.

II.2.2.1 Dopage de type n

Les nitrures d'éléments du groupe III ont un dopage résiduel de type n, avec une concentration en porteurs libres supérieure ou égale à 10^{16} cm^{-3} [53]. 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 Ga, car Si a un rayon de covalence plus proche de celui de Ga que de celui de N.

Dans l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ non dopé, l'effet de localisation des porteurs augmente avec la concentration en aluminium ; et au-delà de 50%, l'alliage n'est plus semi-conducteur mais isolant. Lorsqu'on le dope avec du silicium, cet alliage à forte teneur en aluminium ; on constate une forte augmentation de la conductivité à partir d'une concentration de Si dépassant 10^{18} cm^{-3} . On a alors un semi-conducteur dopé n. On sait à l'heure actuelle doper n les alliages $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pour toutes les teneurs en aluminium, y compris 100% (AlN). Il est toute fois important de noter qu'il existe une limite supérieure dans le dopage de type n par le silicium. Si la concentration atomique de ce dernier dépasse $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, un phénomène d'auto-compensation se produit, et l'AlN devient à nouveau résistif.

II.2.2.2 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 (Mg) du fait de sa plus grande solubilité dans GaN. Le problème majeur du Mg est que son énergie d'activation est élevée, et elle augmente encore avec la concentration en aluminium. Ainsi à la température ambiante, seulement quelques pourcents des atomes de Mg sont ionisés. Pour une concentration typique de 10^{19} cm^{-3} , la concentration de trous est de l'ordre de quelques 10^{17} cm^{-3} [54].

Par ailleurs ; les atomes de Mg ont tendance à s'accumuler sur les cœurs des dislocations, ce qui laisse autour de celles-ci des régions appauvries en Mg dont les propriétés électriques sont altérées. La qualité cristalline du matériau dopé est également dégradée, car Mg facilite l'apparition de défauts structuraux (inclusions, domaines d'inversion). L'hydrogène souvent présent pendant la croissance, joue un rôle important lors du dopage au Mg.

Dans le cas de la croissance par dépôt en phase vapeur avec précurseurs organométalliques (MOCVD), les atomes de Mg doivent être activés par irradiation électronique ou par recuit thermique sous N₂ pour dissocier les complexes Mg-H. En outre ; dans le cas de la croissance par épitaxie par jets moléculaires (MBE), la présence d'atomes d'hydrogène catalyse l'incorporation du Mg, sans que l'hydrogène soit lui-même incorporé.

Le taux d'incorporation dépend également beaucoup de la polarité de la surface et le cas le plus favorable est la polarité gallium (jusqu'à 30 fois plus d'atomes incorporés par rapport à la polarité azote). Les progrès dans le dopage p, sont toutefois très encourageants et l'état de l'art évolue rapidement. Dès 1999, une équipe américaine a réussi à doper Al_{0.09}Ga_{0.91}N avec une concentration de magnésium de $5 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Très récemment en 2004, des chercheurs japonais ont réussi à obtenir une couche Al_xGa_{1-x}N-Mg, conductrice (avec une concentration en aluminium supérieure à 53%).

II.2.2.3 Le codopage

Dans GaN, le codopage Mg-O permet de gagner un ordre de grandeur sur la concentration en trous libres ($2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$)[55] par rapport au dopage simple au Mg. La résistivité chute alors de $8 \Omega \cdot \text{cm}$ à $0.2 \Omega \cdot \text{cm}$. Cette concentration plus élevée de trous, est due à une diminution de l'énergie d'ionisation de l'accepteur. Dans Al_{0.08}Ga_{0.92}N ; le codopage Mg-O permet d'atteindre des concentrations de dopants $[\text{Mg}] = 1.3 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ et $[\text{O}] = 3.4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, correspondant également à une concentration en trous de $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$.

II.2.2.4 Le dopage modulé spatialement

Le dopage modulé spatialement (appelé δ -dopage) augmente la conductivité dans l'échantillon, et améliore la qualité du matériau (réduction de la densité de défauts, de compensation et de dislocations). Une concentration en trous de $2 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a été obtenue par cette technique, dans Al_{0.27}Ga_{0.73}N.

II.2.3 La réalisation de super réseaux

Dans un super réseau ; les effets des polarisations spontanée et piézoélectrique, créent une oscillation périodique des bandes, qui entraîne l'ionisation des accepteurs profonds. Il en résulte une accumulation de porteurs dans des nappes de trous (hole sheets). La concentration de porteurs augmente d'un ordre de grandeur par rapport au matériau massif. Ainsi dans Al_{0.2}Ga_{0.8}N, une concentration de trous supérieure à $2.5 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ a été obtenue.

II.2.4 Contacts ohmiques

La réalisation de contacts ohmiques de bonne qualité sur $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ à forte teneur en aluminium dopé n et p, est essentielle pour l'injection de courant.

Les contacts ohmiques à base de Au, Ag, Ti/Al, Ti/Al/(Ti, Ni, Mo, Pt)/Au, sur GaN dopé n, admettent une résistivité surfacique de l'ordre de $4 \times 10^{-7} \Omega \cdot \text{cm}^2$ à $10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$ [56]. Les contacts AuGeNi utilisés pour GaAs, permettent d'atteindre une résistivité surfacique de l'ordre de $10^{-9} \Omega \cdot \text{cm}^2$.

En ce qui concerne $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, un problème se pose pour les fortes concentrations en aluminium car le matériau devient isolant. Entre 45% et 50% d'aluminium, la résistivité passe de $374 \Omega \cdot \text{cm}$ à plus de $10^5 \Omega \cdot \text{cm}$ [57]. Lorsque cet alliage est dopé n, divers empilements de couches métalliques tels que Ti/Al, Ta/Ti/Al, Ti/Ta/Al et Al/ (Ti, Ni, Mo, Pt)/Au, permettent d'atteindre typiquement des résistivités surfaciques entre $10^{-5} \Omega \cdot \text{cm}^2$ et $10^{-8} \Omega \cdot \text{cm}^2$ [58]. Toutefois ; la réalisation de contacts ohmiques sur $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dopé p, pose des problèmes propres qui ne sont que partiellement surmontés.

Le premier problème que nous avons déjà évoqué, est la difficulté de faire croître des alliages dopés p de bonne qualité ayant des concentrations élevées de trous. Le second problème est l'absence de métaux dont le travail de sortie électronique soit supérieur à celui de $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dopé p, et de ses dérivés. Des contacts à base de nickel et d'or, ont été réalisés avec succès. Puis le palladium a également été utilisé sur $\text{Al}_{0.06}\text{Ga}_{0.94}\text{N}$, dopé Mg. De même, un contact Pd/Au a été réalisé sur $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{N}$ dopé Mg. Plus récemment, un contact Pt/Pd/Au a permis d'atteindre une résistivité surfacique de $3.1 \times 10^{-4} \Omega \cdot \text{cm}^2$ sur $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{N}$ dopé Mg.

II.3 Propriétés de l' $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

L'alliage InGaN est essentiel pour reconstituer la lumière bleue dans les diodes lasers (LD) et électroluminescentes (LED). Cette importance justifie la recherche d'une compréhension approfondie de la majeure partie de ses propriétés. Malheureusement, il ya encore beaucoup de désaccord sur les paramètres fondamentaux comme le bowing de l'énergie de gap. Les puits quantiques d'InGaN, dans les LED bleues et vertes, sont formés près des positions d'InN pur, qui agit efficacement comme centres de recombinaisons radiatives. Il n'est pas encore clair si dans cette phase, la ségrégation a été complètement évitée en couches épaisses d'InGaN.

II.3.1 Formules de Vegard et Phillips

Certaines propriétés comme le paramètre de maille, la polarisation et les constantes piézoélectriques peuvent être déduites par interpolation linéaire suivant la loi de Vegard :

$$Y(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{N}) = (1-x) Y(\text{In}) + x \cdot Y(\text{GaN}) \quad (2.5)$$

Avec une erreur inférieure à 2% pour n'importe quelle valeur de x ($0 \leq x \leq 1$).

II.3.1.1 Variation du gap d'In_xGa_{1-x}N, en fonction de la fraction de mole x (In)

Pour l'énergie de bande interdite, il faut utiliser la relation quadratique de J.C. Phillips :

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

Où b est le paramètre de courbure (bowing parameter).

Malgré tous les efforts, le comportement exceptionnel du gap de cet alliage reste une issue à controverses. Le paramètre b mesuré, varie de 1 à 5eV ; cette variation serait due partiellement à la qualité des films d'alliages étudiés. Il y'a aussi des difficultés expérimentales rapportées à la méthode utilisée pour mesurer le gap optique. Les incertitudes sont en partie une conséquence du fait que la plupart des études expérimentales ont été portées sur des échantillons où la concentration d'In était assez petite ($x \leq 0.25$).

En remplaçant $E_g(\text{InN})$ et $E_g(\text{GaN})$ par leurs valeurs à 300K, nous trouvons les équations qui donnent le gap d'In_xGa_{1-x}N en fonction de x :

$$\left\{ \begin{array}{l} E_{g1}(x) = x^2 - 2.41x + 3.3 \text{ eV} \quad (\text{cubique}) \\ E_{g2}(x) = x^2 - 2.43x + 3.43 \text{ eV} \quad (\text{hexagonal}) \end{array} \right. \quad (2.7)$$

L'énergie du gap diminue, et le sommet de la bande de valence au point Γ se décale vers le haut, quand la composition d'indium augmente.

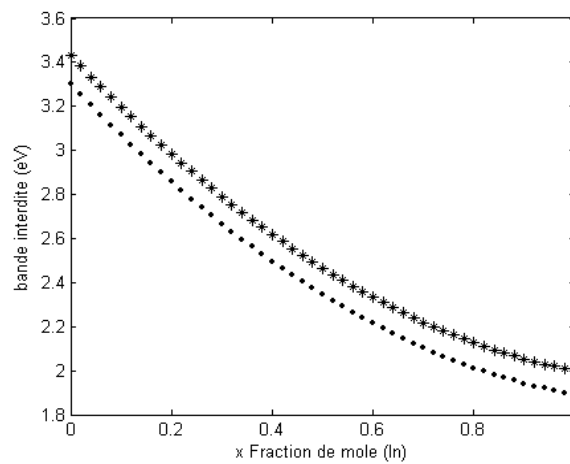


Figure II.4 : Variation du gap d'In_xGa_{1-x}N, en fonction de la fraction de mole In [59].

II.3.1.2 Le bowing dans InGaN

Osamura et al [60] ont réalisé les premiers alliages InGaN. Ils ont utilisé les mesures d'absorption optique afin de déterminer la dépendance du gap sur la composition de l'alliage, selon les estimations de la loi de Vegard. Le gap direct varie sans problème avec la composition, avec un certain bowing (figure II.5). Ce bowing est attribué aux états localisés des trous dans le maxima de la bande de valence, états dus aux fluctuations d'indium dans l'alliage.

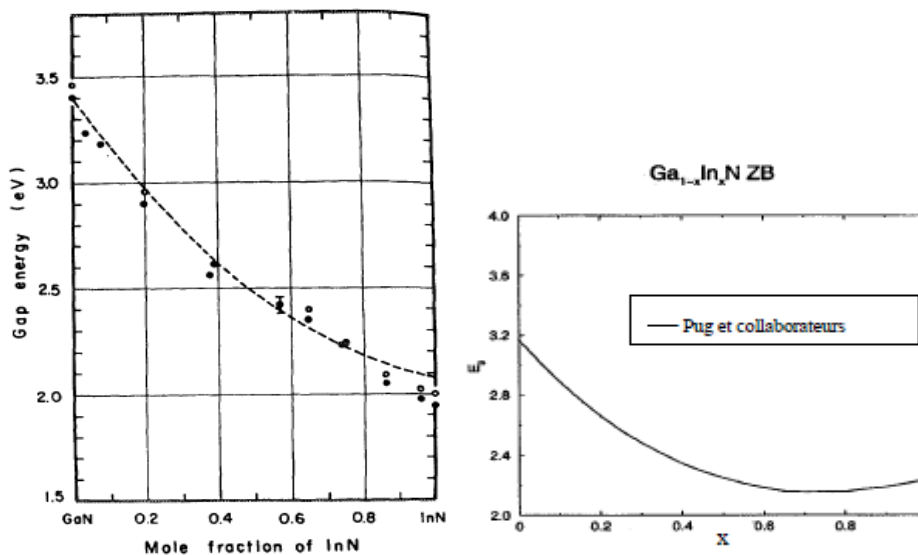


Figure II.5 : L'énergie de gap de l'InGaN en fonction de la composition, à la température ambiante, pour les deux structures.

Les premières études suggèrent un bowing entre 0 et 1.0eV. D'autres recherches plus récentes prévoient $b=1\text{eV}$ pour InGaN cubique, alors qu'on s'attendait à la même valeur pour les deux structures. Un bowing un peu plus grand (1.6eV) a été trouvé par Li et al. sur la base de PL de GaInN / GaN. Un bowing de 1.4eV a été signalé pour la blende de zinc sur les couches minces. Bien que toutes ces études soient compatibles avec un bowing égal à 1eV pour l'alliage InGaN, d'autres recherches récentes ont abouti à des valeurs sensiblement plus importantes pour des petites fractions d'In.

Les résultats expérimentaux de McCluskey et al[61]. sur la bande d'énergie, pour $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ avec $x>0.12$, ont été jugés compatibles avec un bowing allant jusqu'à 3.5eV. Les calculs effectués par ces auteurs, ont montré que le bowing lui-même est une fonction de la composition, au moins pour les petites fractions. Selon une autre étude récente, $b=2.7\text{eV}$ pour InGaN cubique. Certaines de ces œuvres attribuent le petit bowing à des estimations erronées de la composition de l'alliage.

II.3.2 Stabilité et solubilité

La réalisation d'un alliage ternaire (InGaN) à partir de deux composés binaires (GaN et InN) ayant des énergies et des longueurs de liaison différentes n'est pas chose facile. Pour certaines valeurs de x , des problèmes de miscibilité se posent et dès lors, il y a ségrégation pour minimiser l'énergie totale. A une température de croissance de 800°C , Ho[62] ont trouvé théoriquement une miscibilité de 6%, de l'indium dans GaN. En diminuant la température, on augmente la miscibilité mais au détriment de la cristallinité [63].

Pour étudier la stabilité thermodynamique des composés ternaires, des chercheurs ont employé l'approximation « valence-force-field » (VFF) en basant leurs calculs sur l'équation de G.B. Stringfellow [64] :

$$\Delta G = \Omega \times x \times (1-x) + KT \times [x \times \ln(x) + (1-x) \times \ln(1-x)] \quad (2.9)$$

Où le premier terme est l'enthalpie de mélange :

$$\Delta H_m = \Omega \times x \times (1-x) \quad (2.10)$$

L'enthalpie de mélange représente l'énergie de contrainte liée aux désaccords de maille.

Ω est le paramètre à déterminer. Ceci a été fait par Saito et al. [65] par l'approximation VFF (Figure II.6).

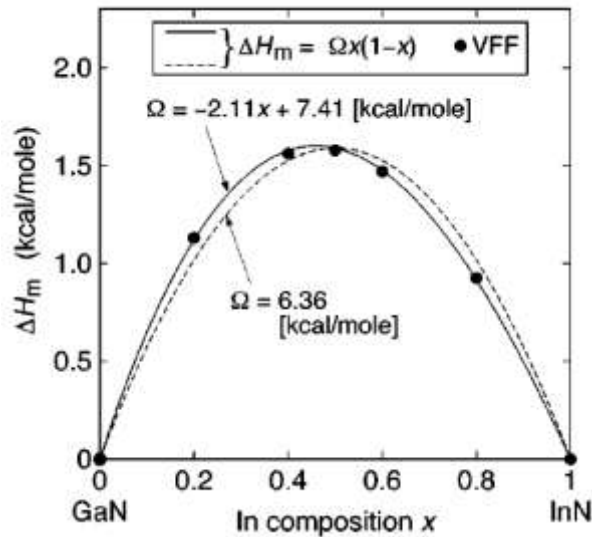


Figure II.6 : L'enthalpie du composé, en fonction de la concentration en indium.

Le second terme est proportionnel à l'entropie de mélange :

$$kT [x \times \ln(x) + (1-x) \times \ln(1-x)] = -T \times \Delta S_m \quad (2.11)$$

Où k est la constante de Boltzmann.

(Les liaisons du Ga-N et In-N présentent une différence de 4 10.8% [65]).

L'équation (3.11) correspond donc à une réécriture d'enthalpie libre de Gibbs à température et pression constantes :

$$\Delta G_{T, P} = \Delta H - T \times \Delta S \quad (2.12)$$

La courbe de solubilité (binodale) de l'InN dans GaN est obtenue en annulant la dérivée de ΔG par rapport à x ($\partial G / \partial x = 0$). La courbe déterminant l'instabilité du composé ternaire (spinodale) s'obtient quant à elle, par l'annulation de la dérivée seconde de ΔG par rapport à x ($\partial^2 G / \partial^2 x = 0$)

$$(2.13)$$

La stabilité du ternaire illustrée par figure 3.7, donnée par Saito et al. [65]. La première courbe (binodale) délimite la région stable de la région métastable ; et la seconde courbe (spinodale) sépare la région métastable de la région instable.

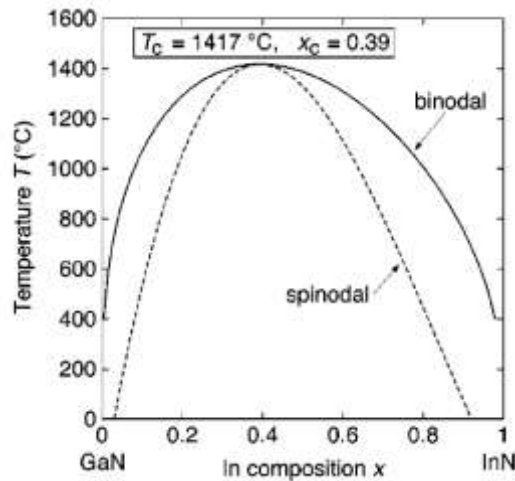


Figure II.7 : Schéma de stabilité de l'InGaN, représentations binodale et spinodale.

La température critique (température à partir de laquelle tous les composés sont stables) est atteinte pour une composition en In de 0.39, et vaut 1417°C [65] ; alors qu'à partir de 500°C, des gouttelettes métalliques d'indium se forment en surface. Ces études montrent donc qu'à température ambiante (de même qu'aux températures habituelles de croissance), presque tous les composés d'In_xGa_{1-x}N sont instables, or la croissance d'InGaN pauvre en indium (x_{In}<0,3) est réalisée facilement de nos jours. Le cas d'un substrat de GaN a été étudié en tenant compte de la dépendance de l'énergie élastique du composé ternaire. Un nouveau terme d'énergie élastique par mole apparaît (équation 3.14) :

$$H_{\text{eles}} = BN_A \Lambda \left(\frac{\Delta a}{a} \right)^2 \quad (2.14)$$

Où B est fonction des constantes élastiques du matériau, N_A : le nombre d'Avogadro, Λ est le volume moléculaire du composé ternaire :

$$\Lambda = \left(\frac{\sqrt{3}}{4} \right) a^2 c \quad (2.15)$$

Où a et c sont obtenus par la loi de Vegard et Δa = a - a_{substrat}.

Karpov a obtenu dans ce cas, des courbes nettement asymétriques (figure II.8) avec une température critique d'environ 1000°C pour une croissance perpendiculaire à l'axe c, et 735°C pour une croissance parallèle à l'axe c.

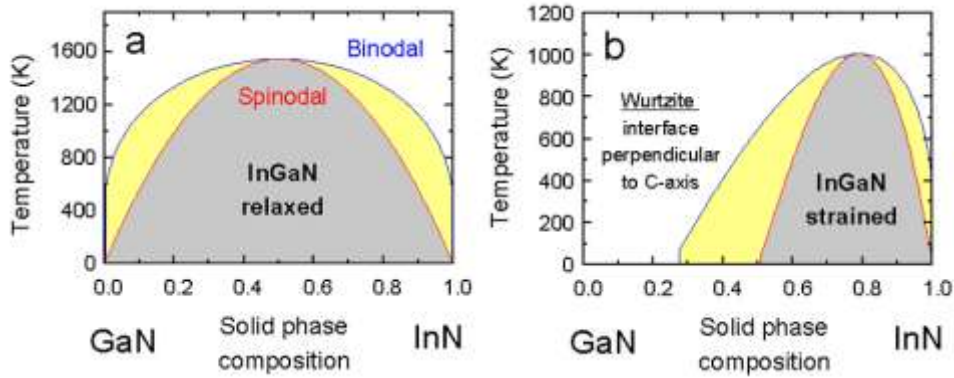


Figure II.8 : Diagrammes T-x d'In_xGa_{1-x}N a : sans substrat GaN ; b : avec substrat GaN.

On observe que la croissance d'InGaN avec une faible proportion d'indium est facilement réalisable sur substrat GaN. Ceci montre également l'importance du substrat pour la croissance épitaxiale.

II.3.4 Explications des défauts natifs de l'In_xGa_{1-x}N

Pour tout échantillon de GaN ou InN non intentionnellement dopé, le dopage est de type n. En 2006, des chercheurs (S.X. Li et al. dont W. Walukiewicz) désirent clarifier la relation entre les défauts natifs et les propriétés optiques et électriques des binaires InN et GaN, en vue d'étudier In_xGa_{1-x}N en introduisant des défauts de manière homogène dans les échantillons, dans le but de voir l'évolution de la densité électronique.

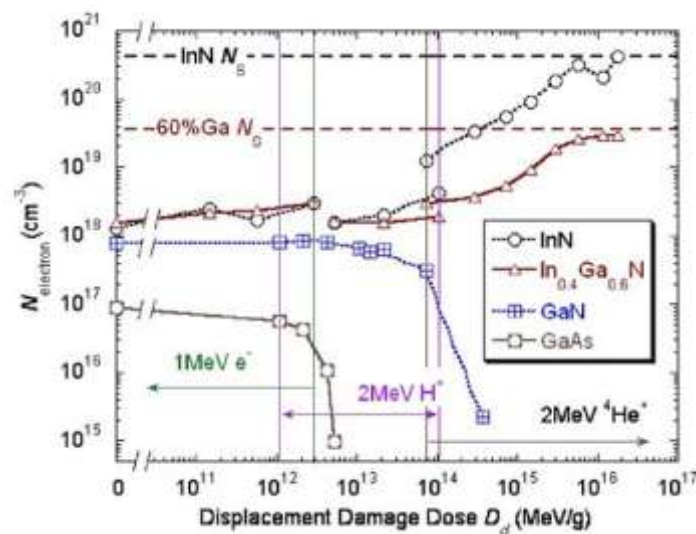


Figure II.9 : Concentration des électrons en fonction des défauts créés.

Cette figure est très explicite du modèle de Walukiewicz. Pour une faible densité de défauts créés, chacune des concentrations en électrons des trois composés InN, $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$ et GaN, possèdent la même allure ; l'introduction de défauts est négligeable par rapport aux défauts natifs.

Une fois que les défauts créés deviennent plus importants, l'allure de la concentration en électrons varie selon les composés. On conclut donc que l'irradiation engendre la création de défauts donneurs dans le cas de InN et $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$, alors que des défauts accepteurs sont créés dans GaN.

Pour GaN ; la courbe décroît, ce qui laisse entendre que le niveau de Fermi est initialement plus haut que E_{FS} « Modèle de Walukiewicz ». En effet ; si le niveau de Fermi est plus élevé que E_{FS} et que les défauts tendent à se confondre pour un haut degré de défauts, il faut que le niveau de Fermi diminue. Ceci se fait par la création d'accepteurs compensant les donneurs, d'où une diminution de la concentration d'électrons ; et ce qu'on observe expérimentalement.

Quant à l'InN, la concentration en électrons augmente (ce qui s'interprète par un niveau de Fermi inférieur à E_{FS}) et atteint un maximum. Enfin l' $\text{In}_{0,4}\text{Ga}_{0,6}\text{N}$ a un comportement semblable à l'InN mais avec un caractère moins prononcé. Il convient dès lors, de penser que l'introduction de Ga a élargi la bande interdite, plaçant E_{FS} moins profondément dans la bande de conduction.

Si on observe la figure II.10 ; E_{FS} et le minimum de la bande de conduction devraient correspondre à une concentration de 66% en Ga.

On s'attend donc à ce qu'à partir de cette concentration en Ga, la concentration en électrons diminue rapidement. C'est d'ailleurs ce qui a été observé par Li et al (figure II. 11) :

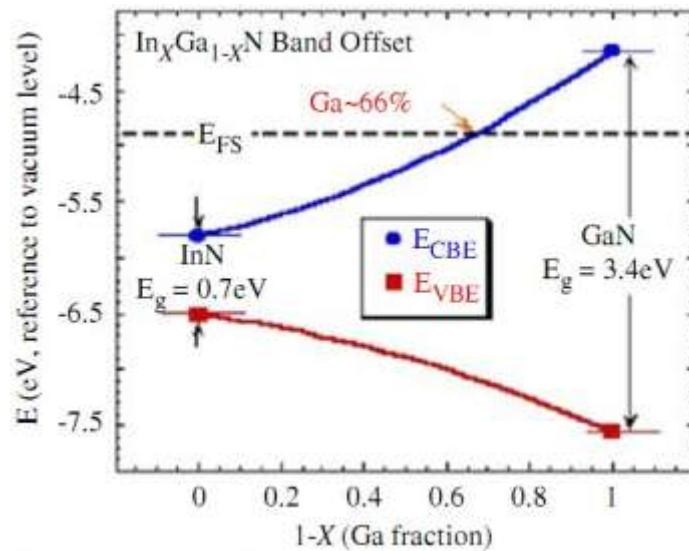


Figure II.10: Croisement entre le minimum de la bande de conduction et E_{FS} .

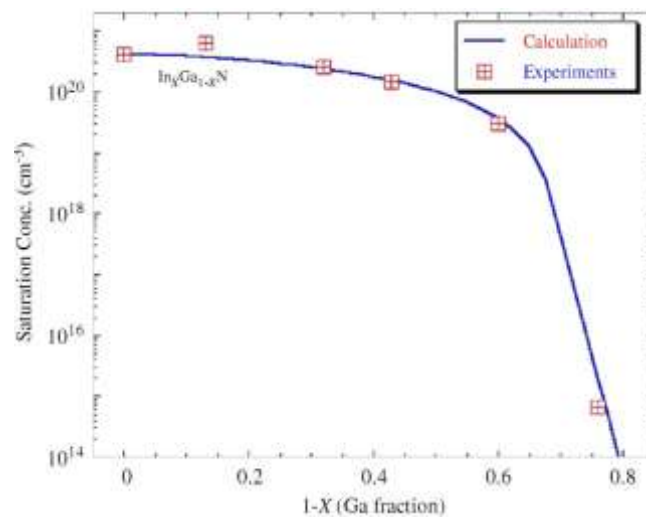


Figure II.11: Evolution de la saturation de la concentration en électrons, en fonction de la concentration en gallium.

II.3.5 Le cas de la surface

Jusqu'a présent, tout ce qui a été dit se rapportait au volume des échantillons ; mais pour la surface, le modèle de Walukiewicz a montré que le phénomène de saturation dû aux défauts et le phénomène d'ancrage (pinning) du niveau de Fermi de surface des semi-conducteurs étaient dus à une même cause. Ainsi ; puisque dans le cas de l'InN, EFS est situé à 0.9eV au-dessus du minimum de la bande de conduction, on s'attend à deux choses : d'une

part une accumulation d'électrons en surface avec un phénomène d'ancrage et d'autre part une conductivité de l'InN due a la surface et pas au volume. Pour GaN au contraire, on s'attend à une déplétion d'électrons en surface et donc une conductivité en volume. Une partie de ces suppositions a déjà été étudiée par Li et al. (Figure II.12).

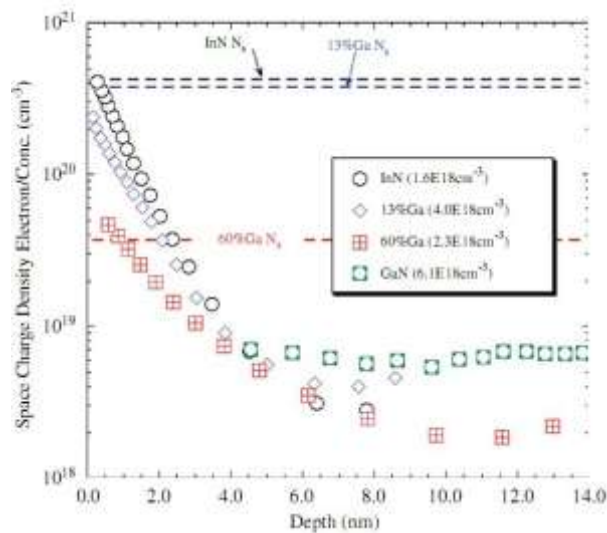


Figure II.12: Densité des électrons en fonction de la profondeur dans l'échantillon.

II.4 L'élaboration des alliages ternaires

II.4.1 AlGaN

La performance des dispositifs électroniques ou optoélectroniques, est optimisée au moyen d'hétérostructures obtenues à partir des alliages. Les dispositifs à base de nitrures des éléments III, consistent par exemple, en une structure de puits quantiques AlGaN/GaN ou InGaN/GaN. L'élaboration des alliages ternaires est intéressante pour les applications en optoélectronique puisque l'énergie du gap des nitrures peut aussi être modulée. Les applications potentielles du GaN à la réalisation des dispositifs optoélectroniques dans la gamme du bleu à l'UV du spectre, dépendent fortement de l'élaboration des alliages contenant du GaN avec InN et AlN.

II.4.1.1 Principe

Le principe d'élaboration des alliages ternaires à partir d'un composé binaire est illustré sur la figure II.13. Partant de la couche binaire (BC), on se place dans des conditions riches en élément C (N dans le cas des nitrures) et on envoie ensuite l'autre métal A (In ou Al) pour compléter le déficit du métal B (Ga dans le GaN).

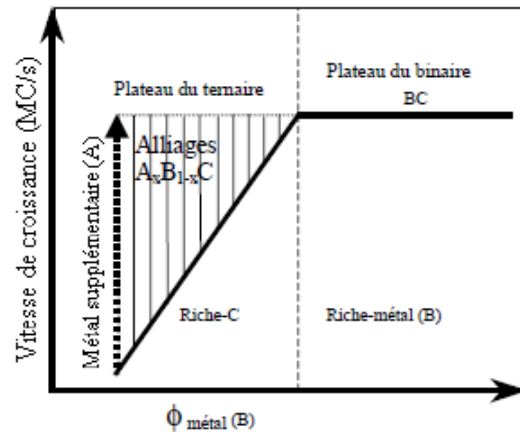


Figure II.13 : Principe d'élaboration des alliages ternaires [66].

En changeant le rapport des deux matériaux concernés, il est possible d'avoir des alliages dans toute la gamme de composition. Par ailleurs ; l'expérience montre que le mécanisme est complexe, et implique la mobilité des espèces en surface, la dépendance du coefficient d'incorporation à la température de substrat, les possibles effets surfactants... Ces facteurs rendent difficile le contrôle de l'élaboration des alliages, à la fois pour une composition désirée et pour une bonne qualité optique.

II.4.1.2 L'incorporation d'Al dans GaN

Etant donné que β -GaN et β -AlN sont thermiquement stables dans la gamme de température 600 à 750°C, on peut supposer que le coefficient d'incorporation de Ga et d'Al est grand dans des conditions de déficit de métal, à une température donnée. On ajuste le flux de Ga pour déposer GaN dans des conditions riche N, puis on ajoute un flux supplémentaire d'Al pour déposer AlGaN. Les oscillations de RHEED permettent d'estimer la vitesse de croissance de cet alliage et de suivre le comportement de ces espèces quand elles sont sur le

front de croissance. L'évolution des oscillations de REED dans le cas de l'alliage AlGaN est représentée sur la figure II.14.

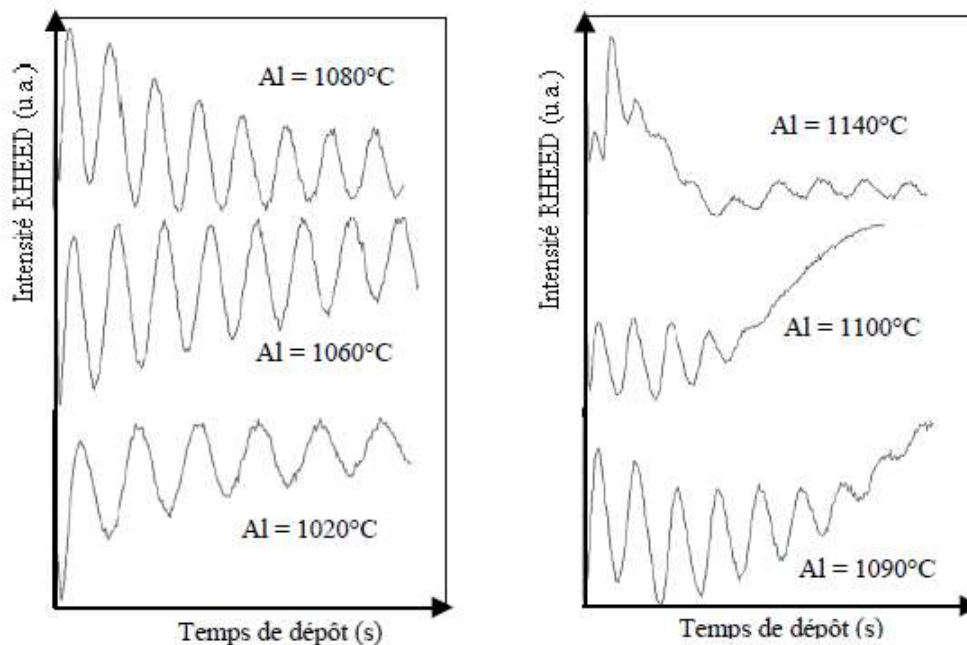


Figure II.14 : Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule d'Al en présence de Ga sur GaN. Pour l'ajustement des conditions riche N du GaN, la température de la cellule de Ga est fixée à 980°C, le flux de N₂ est de 0.5ccm. La température du substrat est de 700°C [67].

A faible flux d'Al ; pour une température d'aluminium supérieure à 1090°C, la période dans l'ensemble des oscillations RHEED est constante. Ceci permet de déterminer la vitesse de croissance d'AlGaN en prenant l'inverse de la période des oscillations de RHEED. Tandis que pour des températures inférieures ou égales à 1090°C, il y a apparition de trois transitions au début de la variation de l'intensité de RHEED. Dans la gamme de températures (1100-1130°C) de la cellule d'Al, on n'observe que ce transitoire.

Pour un flux d'Al plus grand et une température supérieure à 1130°C, on remarque à nouveau les oscillations au-delà du transitoire, avec une période plus grande que ce dernier. Cette différence des oscillations de RHEED pour différentes température d'Al, indique une modification de la cinétique des espèces en surface. Dans la figure II.15 a, on remarque que le transitoire d'une seule oscillation est présent quand la surface de GaN est exposée à

l'Aluminium seul ; tandis que lorsqu'elle est exposée à l'ensemble d'Al et Ga, il ya trois oscillations (Figure II.15 b).

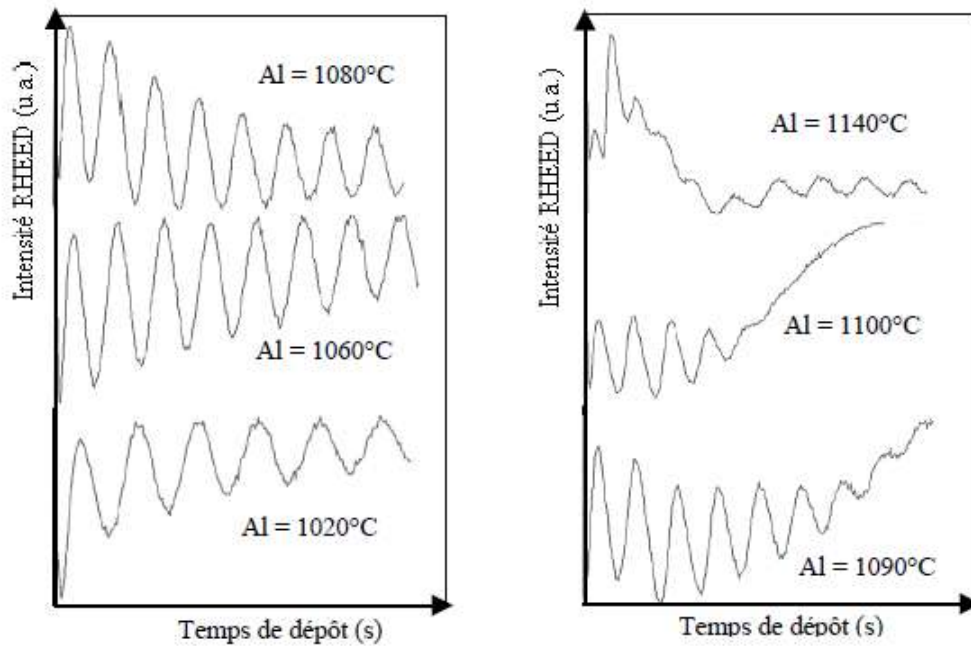


Figure II.15 : Evolution du transitoire en fonction du flux d'Al quand la surface de GaN est exposée (a) à Al seul, (b) à l'ensemble Al et Ga sur la surface de GaN. Pour ce dernier cas, la température de la cellule de Ga est fixée à 1030°C [67].

La variation de l'inverse du temps du transitoire correspond à la variation de pression de vapeur d'Al qui change quand on varie la température de la cellule. En effet ; quand la quantité d'Al devient importante sur la surface de GaN, Al a tendance à s'accumuler sans s'incorporer. En présence des deux métaux Ga et Al, le transitoire observé est similaire à celui observé durant la mesure des oscillations de RHEED d'AlGaN. Ce transitoire correspond à la formation de couche métallique qui « flotte » en surface.

La vitesse de croissance est déterminée à partir des oscillations de période constante. Pour les faibles flux d'Al, la vitesse de croissance est similaire à celle du binaire même si le flux de Ga est important, car l'incorporation d'Al complète le déficit de Ga et mène vers le binaire. Tandis que lorsque la quantité d'Al est importante sur le front de croissance, l'aluminium ne s'incorpore pas entièrement et il a tendance à s'accumuler en surface. Ceci est dû au fait que la réduction d'Al peut être induite par le Ga.

En conclusion, la variation de la vitesse de croissance observée par les oscillations de RHEED jusqu'au plateau, reflète une variation de la composition de l'alliage. Au delà du plateau, un transitoire dû à la formation d'une couche métallique perturbe l'analyse des oscillations RHEED. Ces oscillations pour des flux proches de la stœchiométrie d'AlN ($T_{Al} \geq 1130^\circ\text{C}$). A fort flux d'Al en présence de Ga, l'incorporation de Ga est fortement réduite due à sa grande taille ; et l'incorporation d'Al devient préférentielle, due à sa petite taille. Ceci implique que pour les forts flux d'Al, on aura tendance à déposer AlN plutôt que AlGaN.

II.4.1.3 L'incorporation de Ga dans AlN

Pour la situation inverse ; quand on incorpore Ga dans AlN, les résultats d'oscillations de RHEED sont reportés sur la figure II.16.

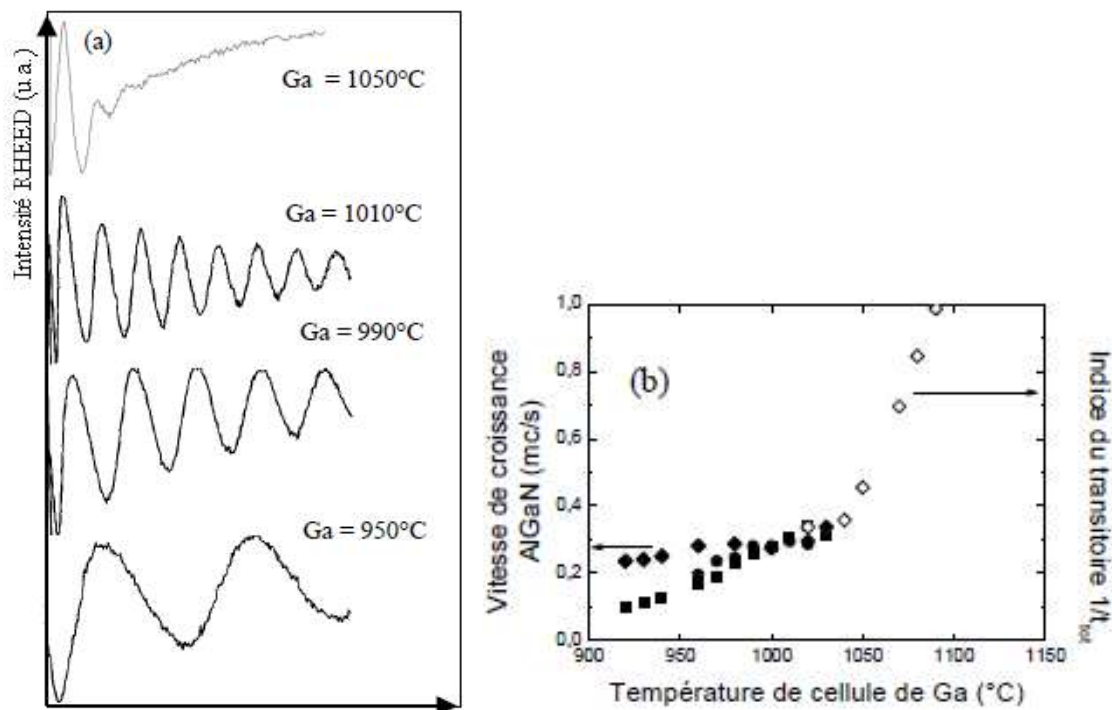


Figure II.16 : (a) Evolution des oscillations de RHEED en fonction de la température de la cellule de Ga en présence d'Al. La température du substrat est de 700°C et le flux de N_2 est de 0.5. (b) Vitesse de croissance de l'alliage AlGaN en fonction de la température de Ga en présence d'Al avec les températures suivantes 1020°C (carrés fermés), 1060°C (cercles fermés), 1100°C (losanges fermés) et transitoire avec 1100°C (losanges ouverts)[67].

On remarque une grande similitude avec le cas précédent. La période des oscillations reste constante pour une température de Ga donnée, et elle augmente quand T_{Ga} augmente. Ce comportement est observé jusqu'à une température de Ga équivalente au plateau de la stœchiométrie. Donc ; la croissance de l'alliage en présence d'Al se fait dans le mode couche par couche, et l'incorporation de Ga n'est pas limitée par la présence d'Al. Lorsque T_{Ga} est petite et T_{Al} est élevée, la vitesse de croissance atteint le plateau de la stœchiométrie, car l'incorporation de Ga complète le déficit de métal jusqu'à la vitesse de saturation (losanges fermés et carrés fermés sur la figure II-14 b). Pour un fort flux de Ga et une température $T_{\text{Ga}} \geq 1040$ °C, les oscillations disparaissent et seul le transitoire est observé.

En conclusion, les remarques sur l'ajout de Ga dans AlN sont similaires à celles observées dans le cas de l'ajout de l'Al dans GaN. L'augmentation de la vitesse de croissance jusqu'au plateau doit correspondre à une variation de la composition de l'alliage, alors que le transitoire observé à fort flux de Ga reflète une accumulation de métal en surface.

II.4.2 InGaN

II.4.2.1 Incorporation d'In dans GaN

Les mesures des oscillations de RHEED en régime riche N sont représentées par la figure II.17. La vitesse de croissance augmente légèrement avec la température d'In pour une température du substrat de 650°C alors qu'elle reste constante pour une température de 700°C

L'incorporation d'In est négligeable à cette température 700°C. Ce comportement est en accord avec les observations sur les alliages InGaN hexagonaux.

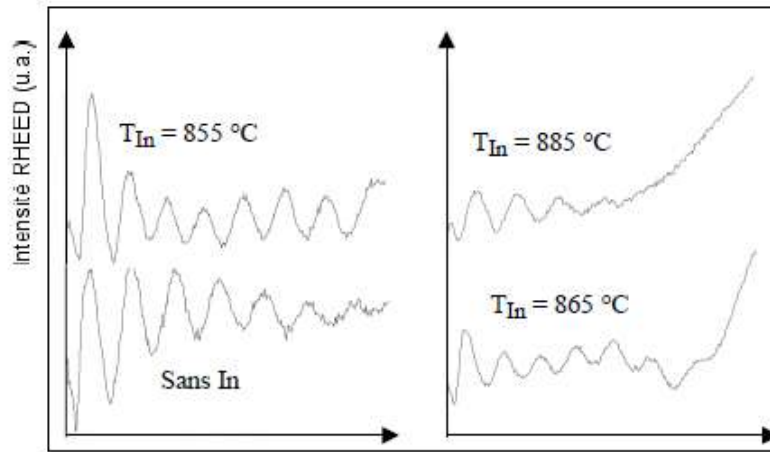


Figure II.17 : *Evaluation des oscillations de RHEED en fonction de la température d'In lors de la croissance d'une couche d'InGaN à 650°C. Le flux de N₂ est fixé à 0.5. La croissance de la couche de GaN a été préalablement ajustée sous condition de déficit de métal avec le gallium à 1020°C [67].*

II.5 Croissance des ternaires Al_xGa_{1-x}N

II.5.1 Difficultés spécifiques

La croissance d'Al_xGa_{1-x}N est relativement complexe car la mobilité des atomes d'Al en surface est plus faible que celle des atomes de Ga ; et Al tend à réagir préférentiellement avec l'azote. De plus, les fluctuations locales dans la composition de l'alliage sont relativement importantes. Premièrement ; l'alliage peut subir un réarrangement atomique pendant la croissance, générant spontanément une succession de super réseaux AlN/GaN de périodicité variable selon les rapports des flux des différentes espèces [68]. Deuxièmement, Al a tendance à s'accumuler autour des dislocations, ce qui crée des régions appauvries en Al à quelques nanomètres des cœurs des dislocations [69]. Les zones riches en Al ont des teneurs jusqu'à 70% supérieures aux zones appauvries.

II.5.2 Diagramme de croissance classique d'Al_xGa_{1-x}N en MBE

Pour obtenir des couches d'Al_xGa_{1-x}N ayant de bonnes propriétés structurales sans utiliser de surfactant, il est nécessaire d'effectuer la croissance à haute température de substrat (> 700°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 (figure II.18). Lorsque le flux des deux métaux est trop élevé (au-dessus de la ligne de triangles inversés), il y a accumulation de métal en surface puis formation de gouttelettes. Lorsque l'on est au contraire en régime "riche azote" (en dessous de cette ligne), la surface est rugueuse.

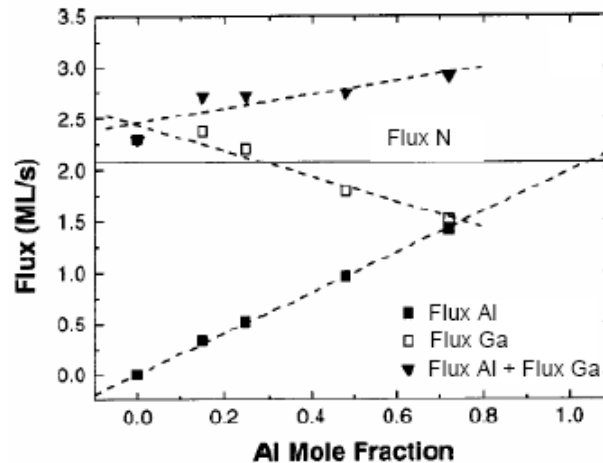


Figure II.18 : Diagramme de croissance d' $Al_xGa_{1-x}N$ ($T_{substrat} = 730^{\circ}C$) [70]

II.5.3 Utilisation de l'indium comme surfactant

L'indium peut jouer le rôle de surfactant dans la croissance des alliages $Al_xGa_{1-x}N$ 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 est améliorée. Le nouveau diagramme de croissance, modifié par la présence d'indium, est représenté sur la figure II.19.

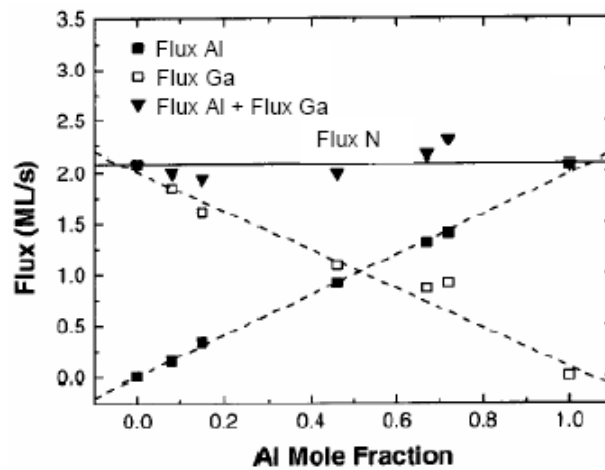


Figure II.19 : Diagramme de croissance d'Al_xGa_{1-x}N avec In comme surfactant (Flux indium = 0.08 mc/s et T_{substrat} = 680°C)[70].

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 (figure II.20). A ces températures, la ségrégation de l'indium sur le front de croissance se fait sans incorporation, ce qui est confirmé par des mesures de rétrodiffusion de Rutherford RBS (Rutherford backscattering). On a donc bien un alliage ternaire et non un quaternaire.

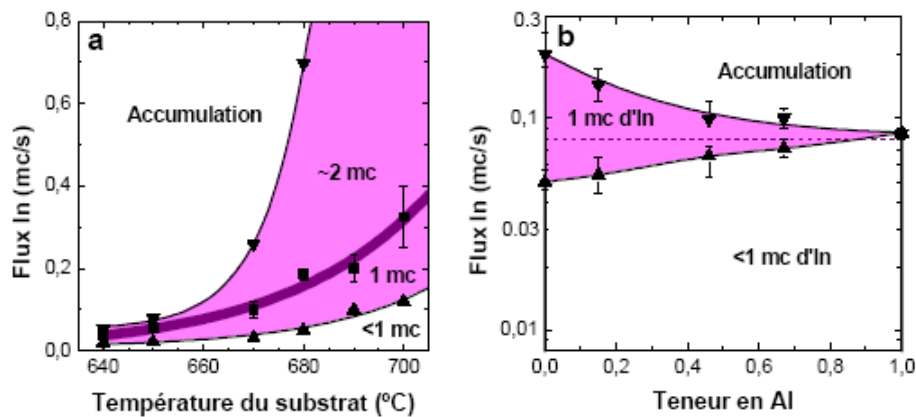


Figure II.20 : Flux d'indium en fonction de la température du substrat (a) et en fonction de la composition de l'alliage (b)[71].

II.6 Croissance de l'InGaN

La solution solide $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ pose plusieurs problèmes. Tout d'abord, elle est l'objet d'une décomposition dès les faibles concentrations en In pour les températures de croissance typiques, ce qui a été vérifié expérimentalement. Cette décomposition de l'alliage, ainsi que de possibles phénomènes d'ordre font de la solution solide (Ga,In)N un système 'flou', dont les propriétés sont fortement dépendantes des conditions et des méthodes de croissance. Les propriétés sont très variables selon la littérature.

Le désaccord de maille entre GaN et InN étant important, une croissance pseudomorphique se traduit par une forte élongation selon l'axe c, dont il faut tenir compte dans les mesures de composition usuelles en diffraction de rayons X.

II.7 Détermination de la composition des alliages

II.7.1 Détermination de la composition de l' AlGaN

La croissance de l'alliage ternaire $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ cubique s'effectue à la stœchiométrie, en partant de la courbe de croissance du binaire (AlN ou GaN) dans des conditions "riche azote" ; puis l'élément manquant (Ga ou Al) est ajouté pour combler le déficit de métal. Le rapport des flux des deux métaux (qui dépend des températures des cellules d'effusion) permet de contrôler la composition de l'alliage.

Cette composition est très importante pour l'ajustement de la longueur d'onde d'émission de la couche active à base d'AlGaN ou d'InGaN. Les oscillations de RHEED permettent de calibrer la composition des alliages et d'étudier d'autres phénomènes liés à la croissance de couches d'alliage. Cette composition dépend également de plusieurs autres facteurs notamment la mobilité des espèces en surface, leur coefficient d'incorporation pour une température donnée de substrat et de possibles effets surfactants.

II.7.1.1 Principe

Il y a trois méthodes pour trouver la composition d'un alliage :

- Une mesure in situ au moyen des vitesses de croissance, à partir des oscillations de RHEED : cette méthode est peu précise.
- Une mesure du rapport des flux des deux composés de l'alliage en temps réel (par exemple Ga et Al ou In et Ga). Cette méthode suppose que les coefficients de collage

de ces deux espèces sont identiques. En pratique, cette hypothèse est vérifiée et la composition obtenue par cette méthode est assez précise.

- Une analyse à partir du spectre rétrodiffusion de Rutherford (RBS) obtenue sur une série d'échantillons correspondant à des couches épaisses de l'alliage. C'est la technique est la plus précise mais elle ne peut se faire qu'à postériori.

Pour trouver la composition en utilisant les deux premières méthodes, plusieurs approximations doivent être faites :

1/ Il faut faire la croissance en excès d'azote ; en effet, la croissance est limitée par les éléments III et les vitesses mesurées sont directement proportionnelles à l'incorporation des métaux Ga et Al.

2/ Il faut aussi faire des hypothèses sur les coefficients de collage du Ga et l'Al.

a- En utilisant le rapport des flux pour déterminer la composition X dans l'AlGa_N, (en excès de N) nous avons :

$$\frac{X_{Ga}}{X_{Al}} = \frac{\alpha_{Ga} \phi_{Ga}}{\alpha_{Al} \phi_{Al}} \quad (2.16)$$

D'où

$$x_{Al} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_{Ga} \phi_{Ga}}{\alpha_{Al} \phi_{Al}}} \quad (2.17)$$

Nous supposons que les coefficients de collage α du Ga et de l'Al sont identiques :

$$x_{Al} = \frac{1}{1 + \frac{\phi_{Ga}}{\phi_{Al}}} \quad (2.18)$$

Les flux sont évalués à partir de pressions partielles équivalentes : l'équation (2.18) devient :

$$x_{Al} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_{Ga}}{\sigma_{Al}} \frac{P_{Ga}}{P_{Al}} \sqrt{\frac{m_{Al}}{m_{Ga}}} \sqrt{\frac{T_{Ga}}{T_{Al}}}} \quad (2.19)$$

Le terme $(\sigma_{Ga}/\sigma_{Al}) = 0.93/1.67$ vient de la sensibilité de Jauge pour chaque élément.

Le terme $\sqrt{\frac{m_{Al}}{m_{Ga}}} = 0.6221$ est le rapport des masses des éléments III concernés. Nous obtenons alors :

$$x_{Al} = \frac{1}{1 + 0.346 \frac{P_{Ga}}{P_{Al}} \sqrt{\frac{T_{Ga}}{T_{Al}}}} \quad (2.20)$$

A l'aide de cette formule, on peut ajuster la composition des couches d'AlGaN en fonction des flux de Ga et d'Al.

b- La troisième hypothèse suppose que l'incorporation de l'élément métallique ne change pas en présence de l'autre. Cette hypothèse s'impose à la mesure in-situ de la composition d'alliage à partir des oscillations de RHEED. Si on part de la croissance du binaire GaN dans des conditions riche N, avec une vitesse v_{GaN}^0 mesurée, et si on rajoute un flux d'Al :

$$x_{Ga} = \frac{v_{GaN}^0}{v_{AlGaN}} \quad (2.21)$$

A la condition que l'incorporation de Ga soit identique en présence d'Al, on a donc :

$$x_{Al} = 1 - \frac{v_{GaN}^0}{v_{AlGaN}} \quad (2.22)$$

De même ; pour une croissance d'AlN riche N, on déduit la composition de l'alliage :

$$x_{Al} = \frac{v_{AlN}^0}{v_{AlGaN}} \quad (2.23)$$

Dans le cas d'une croissance riche métal, la composition de l'alliage ne peut pas être estimée à partir des vitesses de croissance. Une détermination à partir de la méthode de rapport des flux est aussi difficile. Deux cas permettent de trouver la composition d'alliage avec les hypothèses suivantes :

- Un des deux éléments s'incorpore de manière préférentielle à l'autre. S'il s'agit d'Al, on aura :

$$x_{Al} = \frac{\phi_{Al}}{\phi_{Ga}} \quad (2.24)$$

- Les deux éléments sont en parfaite compétition et la composition d'alliage est déterminée alors par :

$$x_{Al} = \frac{\phi_{Al}}{\phi_{Ga} + \phi_{Al}} \quad (2.25)$$

L'obtention de la composition de l'alliage par les mesures RBS, est indépendante de ces hypothèses. La figure II.21 présente un spectre RBS d'une structure de trois couches ayant des compositions d'Al différentes.

La hauteur de marche indique la composition X_{Al} , alors que la largeur de chacune des marches donne une information sur l'épaisseur de la couche analysée.

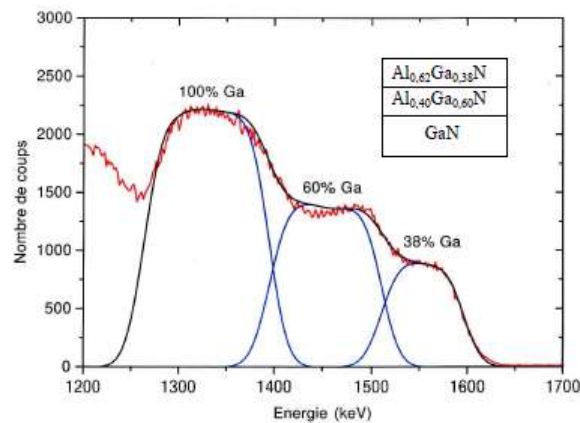


Figure II.21 : Spectre RBS d'une structure de deux couches : $Al_{0.62}Ga_{0.38}N$ et $Al_{0.4}Ga_{0.6}N$ déposées sur une couche tampon de GaN [67].

Les résultats obtenus avec les trois méthodes sont représentés sur la figure II.22.

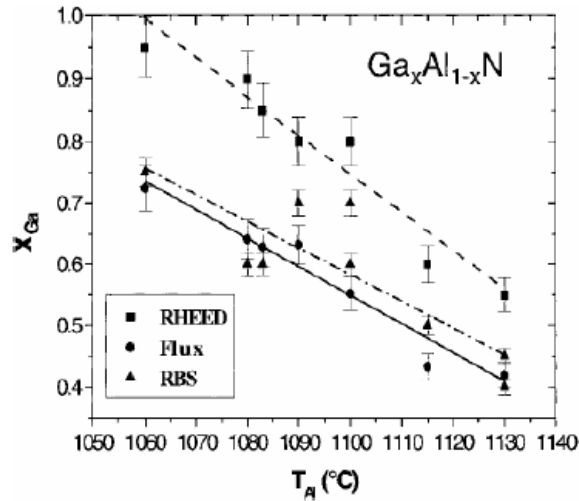


Figure II.22 : Teneur en gallium d'Al_xGa_{1-x}N (déterminée selon 3 méthodes), en fonction de la température de la cellule d'aluminium [72]

II.7.2 Détermination de la composition de l'InGaN

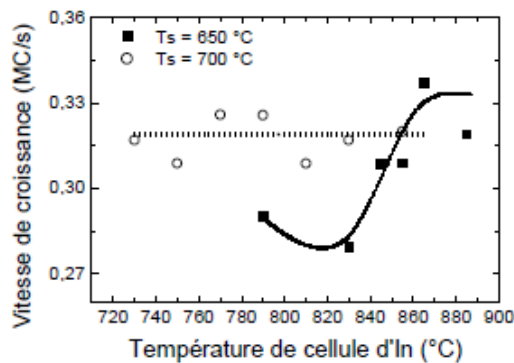


Figure II.23 : Vitesse de croissance de l'alliage InGaN, déterminée à partir des oscillations de RHEED pour deux températures de substrats utilisées. Les cercles fermés correspondent à la vitesse déterminée à T_s = 700°C, et les carrés fermés à T_s = 650°C [67].

La vitesse de croissance est faible entre le binaire et le ternaire avec la composition mesurée par RBS (figure II.24).

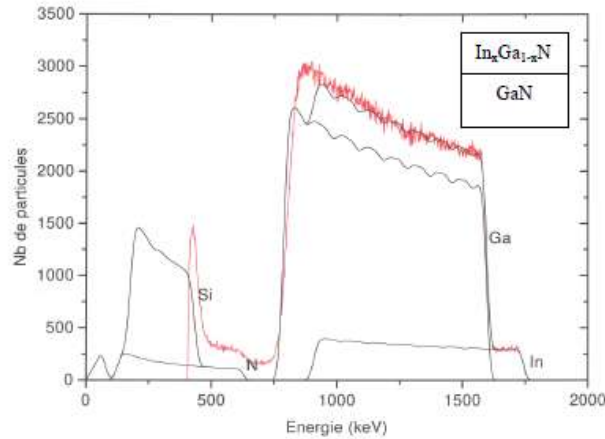


Figure II.24 : Spectre de RBS d'une couche de β -InGaN déposée à 650°C. Avant le dépôt de la couche InGaN, la couche de GaN a été ajustée dans des conditions de croissance sous déficit de métal avec Ga fixé à 1020°C ($v_{\text{GaN}}^0 = 0.225$). Un flux supplémentaire d'In a été ajouté avec $T_{\text{In}} = 815^\circ\text{C}$ (qui fait remonter la vitesse de croissance à $V_{\text{InGaN}} = 0.27$)[67].

Une composition en In de 6% a été obtenue, alors qu'on s'attendait à 17% d'après le rapport de vitesse de croissance. Cet écart s'explique par une augmentation de l'incorporation de Ga en présence d'In, c'est-à-dire que l'indium joue le rôle de surfactant dans les conditions de croissance. Les mesures de RBS montrent que l'incorporation d'In dans GaN est nulle pour des températures supérieures à 670°C.

En effet ; l'utilisation de basses températures est préférable pour la fabrication des couches d'InGaN avec une forte composition d'In. Mais la qualité structurale des couches déposées à basse température est moins bonne que celle des couches déposées à des températures élevées. Un compromis doit être établi entre qualité et composition maximale en In. Pour 670°C, on a trouvé une teneur nulle en indium ; et pour 650°C, une teneur de 6%. Ceci met en évidence l'effet surfactant de l'In pour la croissance de GaN à une température de croissance élevée.

II.8 Etude des priorités optiques d'AlGaN et InGaN

En raison de la présence des défauts qui introduisent des niveaux d'énergie dans la bande interdite, la mesure du gap n'est pas très précise et donc l'étude des propriétés optiques des alliages est difficile. Par ailleurs, les mesures de photoluminescence sont limitées jusqu'à une composition en Al de 70%.

II.8.1 Vitesse de saturation dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ et $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$, en fonction de x

Selon l'ajustage fait par Anwar et al. [73] ; la vitesse de saturation est donnée par le tableau 3.1, où les constantes a, b et c dépendent du dopage.

$V_s(x)=a+bx+cx^2$ ($\times 10^7$ cm/s)						
N_d	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$			$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$		
	a	b	c	a	b	c
10^{17} cm^{-3}	1.3425	0.574	-0.3215	1.3286	0.3657	-0.2857
10^{18} cm^{-3}	1.3045	0.646	-0.3545	1.3064	0.3668	-0.2767
10^{19} cm^{-3}	1.290	0.3708	-0.3632	1.2675	0.4309	-0.3081

Tableau II.1 : Les constantes a, b et c, pour le calcul de la vitesse de saturation en fonction de la fraction molaire [74].

II.8.1.1 Vitesse de saturation des électrons dans $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$

Avec l'augmentation de la fraction de mole Al, la vitesse de saturation augmente indépendamment de la température. Elle décroît brutalement de 10^6 cm/s pour une montée de 100K dans la gamme de température [100-500K]. Elle montre une faible dépendance sur la concentration de dopage.

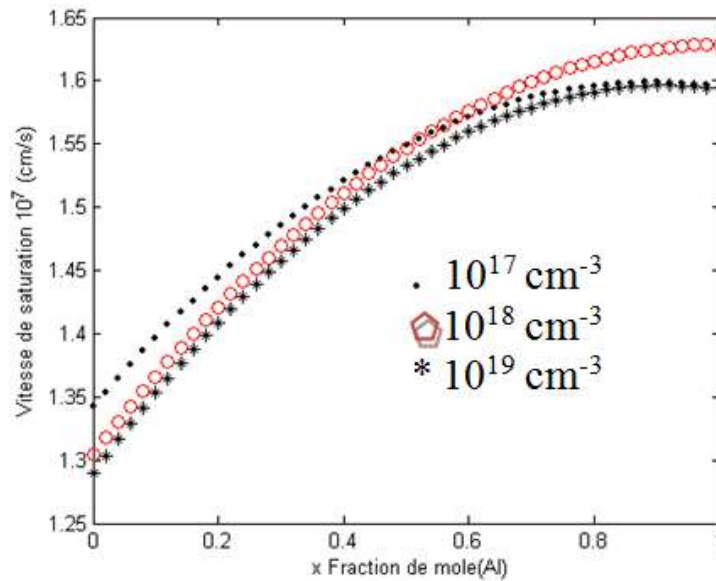


Figure II.25: Vitesse de saturation des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole Al [59].

II.8.1.2 Vitesse de saturation des électrons dans $In_xGa_{1-x}N$

A 300K ; en augmentant la fraction de mole In, la vitesse de saturation (figure II.26) augmente initialement suivie par une décroissance graduelle qui peut être expliquée comme suit : quand la fraction de mole In augmente, la séparation Γ -L et la masse effective des électrons dans la vallée centrale diminuent, pendant que la masse effective des électrons dans la vallée supérieure augmente.

Une réduction de la masse des électrons dans la vallée centrale aboutit à une vitesse de dérive plus grande pour ces électrons. Cependant ; à cause de réduction de la séparation Γ -L, la dispersion intervallée augmente, en même temps que la population de la vallée supérieure qui est caractérisée par une vitesse de dérive plus petite.

Ces deux processus sont compétitifs ; l'augmentation de la vitesse de dérive, due à la réduction de la masse effective dans la vallée centrale, domine pour des fractions de mole In jusqu'à 0.7. Pour des fractions plus grandes, la vitesse de dérive diminue car la vallée supérieure devient hautement peuplée. La vitesse de saturation varie peu avec la concentration de dopage.

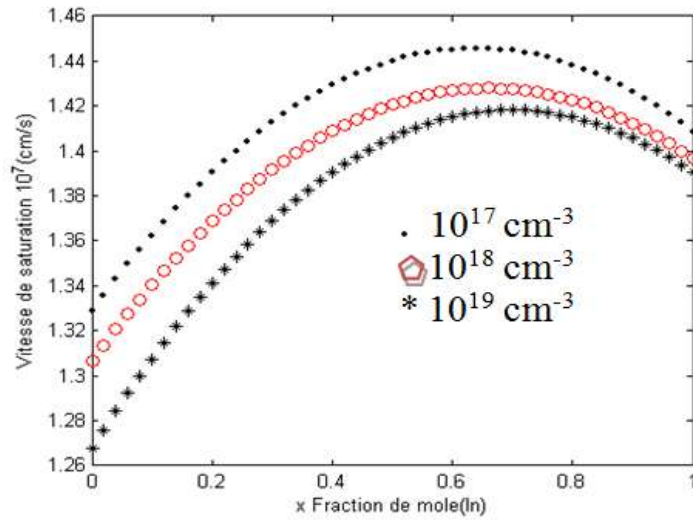


Figure II.26 : Vitesse de saturation des électrons dans InGaN, en fonction de la fraction de mole In [59].

II.8.2 Mobilité des électrons dans Al_xGa_{1-x}N et In_xGa_{1-x}N, en fonction de x

A faible champ, selon l’ajustage fait par Anwar et al. [73] ; la courbe décrivant la mobilité des électrons dans ces alliages, est approchée par l’équation donnée dans le tableau II.2, où a, b et c sont des paramètres dépendant de la température [73].

$\mu(x) = a + bx + cx^2 + dx^3 \text{ cm}^2/\text{V}\cdot\text{s}$								
T	Al _x Ga _{1-x} N				In _x Ga _{1-x} N			
	a	b	c	d	a	b	c	d
100 K	1787.9	-1925.6	1071.4	-520.8	480.1	595.9	4563.5	1273.2
300 K	1157.9	-1329.6	-283.7	671.3	465.3	755.1	-61.5	676.4
500 K	815.6	-1331.6	427.6	298.4	347.1	244.1	279.4	226.9

Tableau II.2 : Les constantes a, b et c, pour le calcul de la mobilité en fonction de la fraction molaire [74].

II.8.2.1 Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de x

Sous condition faible champ ; en augmentant la fraction de mole Al, la mobilité chute (figure II.27). Cela est dû en partie à la masse effective qui est plus grande dans la vallée centrale dans AlN, comparée au GaN. De plus ; quand x augmente, la dispersion des phonons acoustiques augmente pendant que la dispersion des phonons optiques polaires décroît. La dispersion des impuretés ionisées reste le troisième processus compétitif.

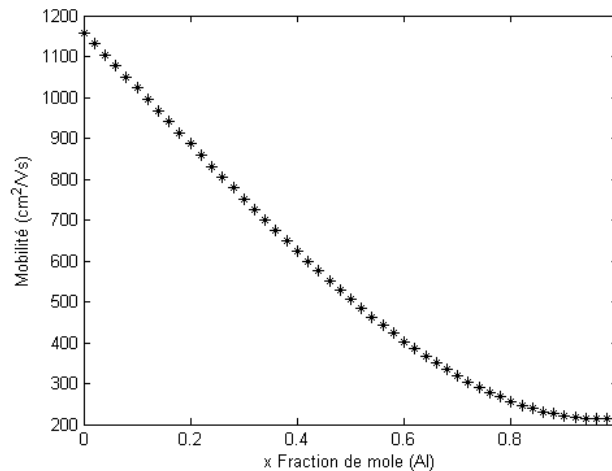


Figure II.27 : Mobilité des électrons dans $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole Al [59].

II.8.2.2 Mobilité des électrons dans $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x

Nous représentons la mobilité, à faible champ, en fonction de la fraction de mole In dans $In_xGa_{1-x}N$, à la température ambiante (figure II.28).

En augmentant la fraction de mole In, la mobilité croît, due à la diminution de la masse effective dans la vallée centrale. Contrairement à l'AlGaN, la dispersion des phonons optiques polaires est le mécanisme de dispersion dominant, sans tenir compte du dopage et de la fraction de mole In. La dispersion des phonons acoustiques dépend peu de la concentration de dopage et de la fraction de mole In. Cependant, la dispersion des impuretés ionisées décroît avec la fraction de mole In et dépend légèrement de la concentration de dopage.

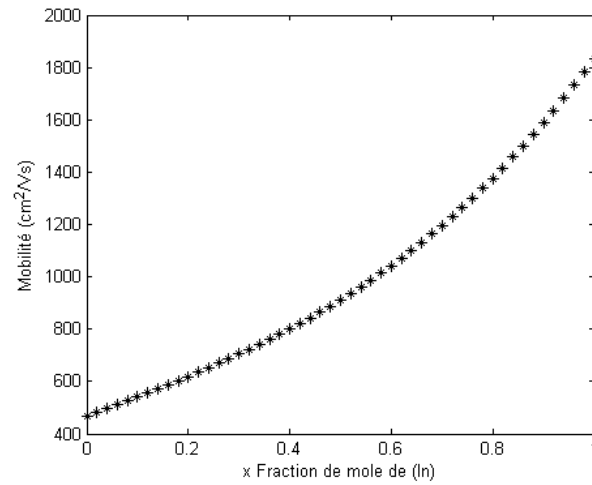


Figure II.28 : Mobilité des électrons dans $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole In [59].

II.8.3 Longueurs d'onde émises par $Al_xGa_{1-x}N$ et $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x

Un grand progrès a été accompli en optoélectronique avec les diodes luminescentes bleues, vertes et rouges, pour le stockage optique ; en électronique, avec des dispositifs opérants en haute puissance, haute température et haute fréquence. Les diodes émettrices de la lumière, à base de semi-conducteurs, constituent un potentiel considérable pour remplacer les sources lumineuses classiques. Les diodes émettant dans la gamme infrarouge et le visible allant du rouge au vert sont maîtrisées.

En revanche, l'élaboration de structures permettant d'émettre dans les plus courtes longueurs d'onde afin de couvrir la gamme optique bleue et UV est moins avancée.

Il est possible d'envisager des dispositifs d'optoélectronique à base de GaN, fonctionnant à des longueurs d'ondes allant du rouge à l'ultraviolet. En effet, les alliages ternaires des nitrures des éléments du groupe III, ont un gap variant entre 1.9eV (650nm) et 6.2eV (200nm), en fonction de leurs compositions. La première caractéristique d'un dispositif optoélectronique est sa longueur d'onde d'émission qui définit le type de rayonnement. Si le rayonnement est visible, elle correspond à une couleur, le blanc étant la somme de ces couleurs.

Les trois couleurs fondamentales (rouge, verte et bleue) permettent de générer n'importe quelle couleur, avec des taux bien déterminés. De la raie d'émission, on détermine la pureté de la couleur émise par une source monochromatique.

La longueur d'onde λ et l'énergie du gap E_g sont reliées par la relation : $E_g = h \times \nu = h \times c / \lambda$, où h est la constante de Planck et c est la vitesse de la lumière. λ est alors donnée par : $\lambda = h \times c / E_g$. Nous calculons la longueur d'onde émise par $Al_xGa_{1-x}N$ (et $In_xGa_{1-x}N$), en fonction de la fraction de mole Al (et In). En appliquant la relation (3.26) (où λ sera en nm et E_g en eV), nous allons commettre une erreur relative qui sera inférieure ou égale à 5×10^{-4} .

$$\lambda(x) = 1240 / E_g(x) \quad (2.26)$$

II.8.3.1 Variation de la longueur d'onde émise par $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de x

La longueur d'onde d'émission d' $Al_xGa_{1-x}N$ est représentée par la figure II.29. Elle diminue en augmentant la fraction de mole Al ; elle est de l'ordre de 380nm pour $x = 0$ (GaN), et de 210nm pour $x = 1$ (AlN), pour la phase cubique. Pour la phase hexagonale, les valeurs sont respectivement aux alentours de 360nm et 190nm.

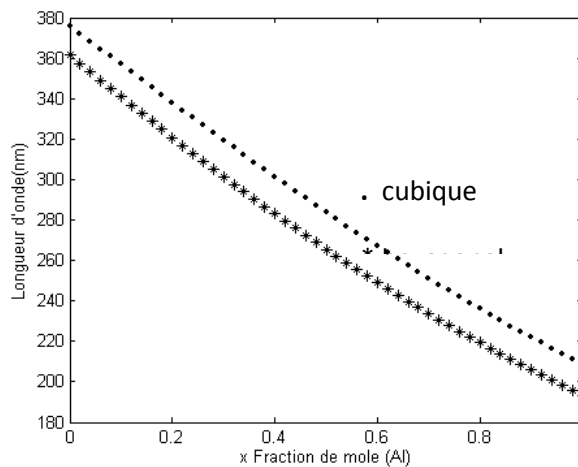


Figure II.29 : Longueur d'onde d'émission de l'alliage $Al_xGa_{1-x}N$, en fonction de x [59].

II.8.3.2 Variation de la longueur d'onde émise par $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x

InGaN est beaucoup plus étudié que le premier alliage ; il est très prometteur comme matériau en puits quantique "QW", en vue de fabriquer des dispositifs optiques tels que les LED et LD pouvant émettre la lumière verte et bleue, pour le stockage optique à haute densité. D'importantes études théoriques et expérimentales ont été menées sur les propriétés

optiques extraordinaires de cet alliage. Nagatomo et al. ont observé que sa constante de réseau est 11% plus grande que celle du GaN ; cela limite l'épaisseur de couche de InGaN sur GaN. Ils ont observé aussi que la constante de réseau varie linéairement avec la fraction de mole In jusqu'à au moins 0.42.

Le même calcul (éq. 2.26) nous donne la longueur d'onde émise par l'alliage $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de la fraction de mole In (x) (fig. 3.30). La longueur d'onde augmente avec la fraction de mole In. Elle est de 380nm pour $x = 0$ (c-GaN), et de 660nm pour $x = 1$ (InN) ; elle est inversement proportionnelle à la variation du gap.

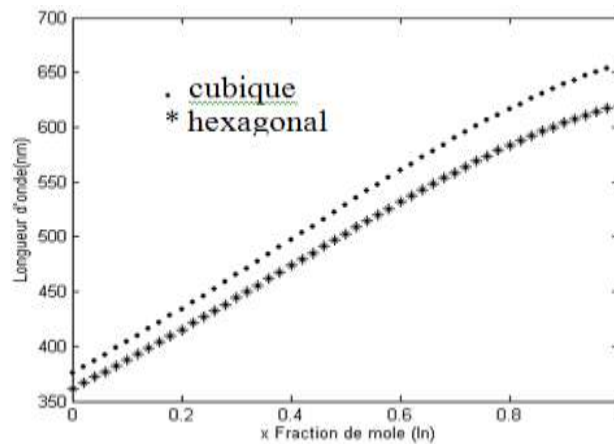


Figure II.30 : Longueur d'onde d'émission de l'alliage $In_xGa_{1-x}N$, en fonction de x [59].

II.9. Détermination de l'énergie de transition :

Les spectres de photoluminescence obtenus à 8°K sur des couches d'alliages ayant une concentration d'aluminium allant de 21% à 70%, sont représentés dans la figure II.31.

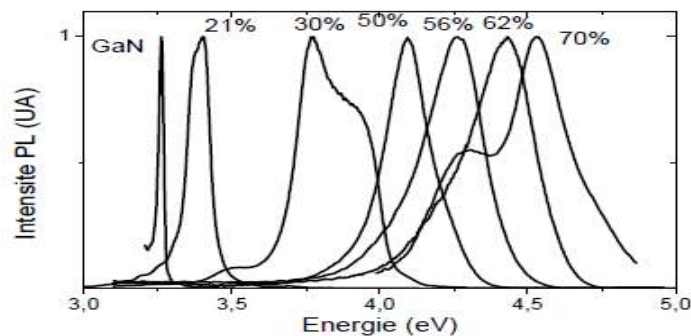


Figure II.31: Spectres de photoluminescence obtenus à 8°K sur des couches d'alliages AlGaIn cubique ayant une concentration d'aluminium allant de 21% à 70% [75].

On remarque un décalage vers les hautes énergies lorsque la concentration en Al augmente, l'élargissement des spectres de PL dans le cas des basses énergies est dû à l'apparition d'une queue de bande provenant d'états localisés dans la bande interdite. Ils sont dus à des fluctuations locales de concentrations en Al. Pour certaines concentrations, il y a deux pics. Pour déterminer l'origine de ces pics, et l'énergie de transition bande à bande, il faut savoir la variation de la photoluminescence en fonction de la puissance d'excitation, les mesures de réflectivité et d'excitation de photoluminescence ont été réalisées sur les mêmes couches d'AlGaN. Sur la figure II.32, sont représentés un spectre de photoluminescence à température ambiante et un spectre de réflectivité.

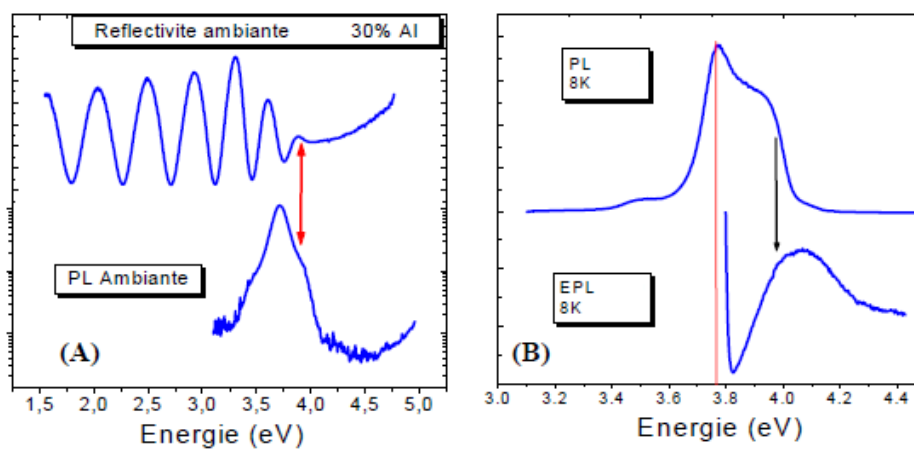


Figure II.32 : (A) Comparaison des signaux de PL et de réflectivité en incidence normale, obtenus pour un alliage de 30% d'aluminium à la température ambiante. (B) Spectre EPL réalisé à 8K sur le même alliage comparé au spectre de PL, pour la même température [75].

Dans le spectre de PL, il y a un épaulement à haute énergie dont la position énergétique correspond à un point d'inflexion repéré sur le spectre de réflectivité. Ce point correspond à l'énergie à partir de laquelle la couche absorbe, il fournit donc l'énergie du gap du matériau ; ainsi, nous attribuons l'énergie du pic de PL à une luminescence bord de bande. Cette attribution est confirmée par la mesure d'excitation de haute photoluminescence réalisée à 8K. L'énergie du seuil d'absorption (gap du matériau) présent sur le spectre d'EPL, correspond à l'énergie du pic de PL à haute énergie.

II.10 Evolution de la transition bord de bande avec la concentration en aluminium

L'évolution de l'émission bord de bande en fonction de la concentration en aluminium dans la couche d'AlGaN, est donnée dans la figure II.33.

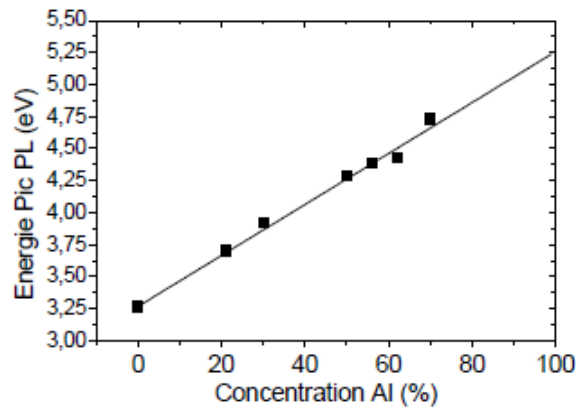


Figure II.33 : Evolution de recombinaison bord de bande à 8K de l'alliage c-AlGaN, en fonction de la concentration en aluminium [75].

On observe une variation linéaire de cette émission avec la concentration, cette évolution est donnée à 8K par l'équation (2.27) où x est la concentration en Aluminium :

$$E_{BB} = 3.286 + 1.987x \quad (2.27)$$

Ces résultats fournissent par extrapolation, une énergie de gap direct pour AlN cubique proche de 5.27eV à basse température. Ceci est en accord avec les résultats donnés dans la littérature. Les chercheurs prédisent un bowing très faible pour la phase cubique, contrairement aux alliages en phase hexagonale où la valeur du bowing est comprise entre 0.8 et 2.6eV.

Après avoir identifié les pics de PL associés aux transitions bord de bande, les largeurs à mi-hauteur (LMH) sont données par la figure II.34. On observe un élargissement des transitions attribué à la présence d'états localisés dans la bande interdite, en raison de fluctuations locales de la concentration d'aluminium.

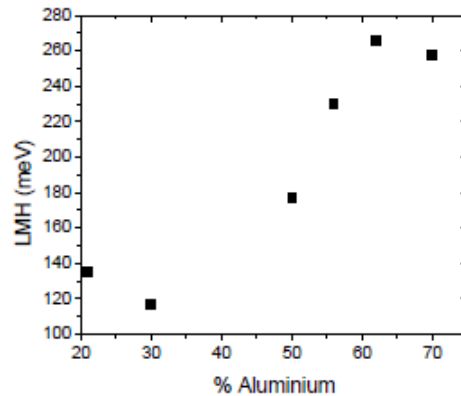


Figure II.34: Evolution de la largeur à mi-hauteur du pic de PL, bord de bande à 8K de l'alliage c-AlGaN, en fonction de la concentration en aluminium.

II.11 Effet de la température sur l'émission bord de bande

La température modifie les énergies de transitions, il y a une diminution de l'énergie en augmentant la température. Deux mécanismes sont à l'origine de ce phénomène :

- La dilatation thermique modifie les distances interatomiques dans le réseau cristallin, ce qui engendre un changement des positions de la bande de valence et de la bande de conduction. Ce phénomène est à l'origine d'environ un quart de la variation totale de la bande interdite en fonction de la température.

- Les interactions électron-phonon, modifient aussi la largeur de la bande interdite.

Ces prédictions sont confirmées sur la variation du pic de photoluminescence bord de bande, pour les deux concentrations en aluminium 50 % et 70% qui sont représentées dans la figure II.35.

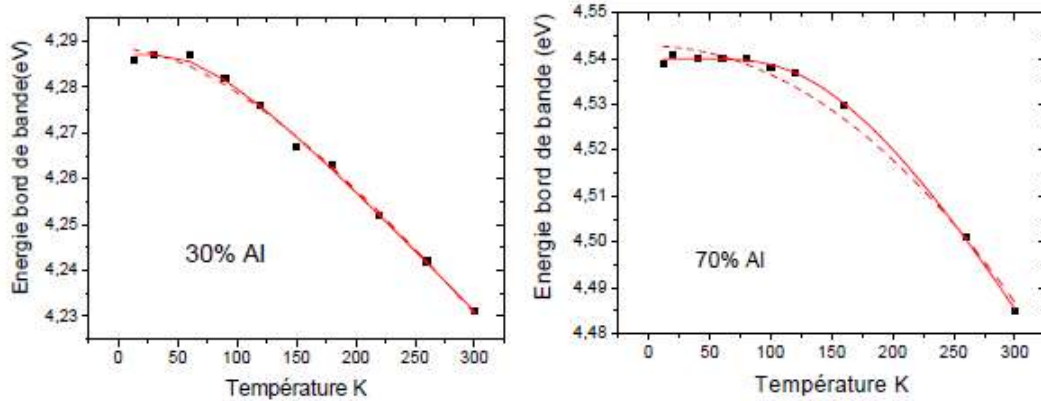


Figure II.35 : Evolution du pic de luminescence bord de bande en fonction de la température, pour des concentrations en aluminium de 30% et 70% respectivement. Les lignes pointillées correspondent à un ajustement des données par l'équation de Varshni, les lignes continues présentent un ajustement de type Bose-Einstein [75].

Il ressort de cette étude que la différence d'énergie est définie par :

$$\Delta E_{PL} = E_{PL} (8K) - E_{PL} (300K) \quad (2.28)$$

Cette différence d'énergie est quasiment constante lorsque la concentration en Al varie. Cette valeur est de 55 ± 5 meV. Ceci est confirmé par l'observation d'une énergie de transition bord de bande de 3.256eV à 8K et 3.200eV à 300K, pour une couche de GaN cubique. Cette valeur est comparable à celle obtenue pour les alliages en phase hexagonale. La symétrie du cristal n'affecte pas la loi de variation du gap en fonction de la température.

II.12 La nature du gap dans les alliages AlGaN cubique

II.12.1 Etude du seuil d'absorption directe en réflectivité

La figure II.36 permet de comparer le seuil d'absorption directe d' $Al_xGa_{1-x}N$ cubique avec l'énergie de gap (direct) d' $Al_xGa_{1-x}N$ hexagonal. Les coefficients de bowing n'étant pas identiques, la différence d'énergie n'est pas constante en fonction de la composition. Elle est maximale pour une teneur de 55% d'aluminium.

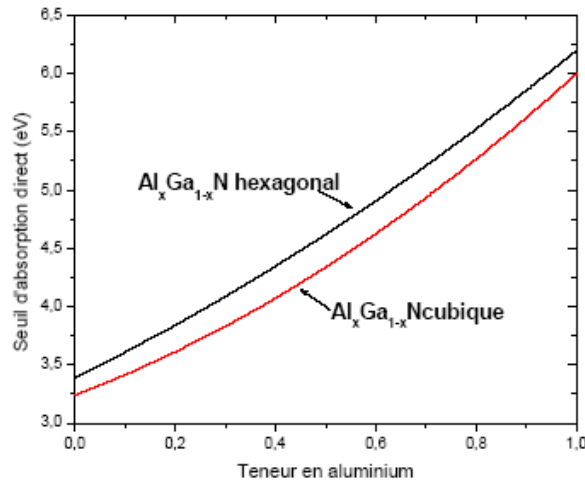


Figure II.36: Seuils d'absorption directe d'Al_xGa_{1-x}N hexagonal et cubique [71].

II.12.2 Les spectres de photoluminescence pour l'étude de la nature du gap

Pour des concentrations en aluminium de 30, 50 et 70% ; les spectres de photoluminescence réalisés avec la même densité de puissance d'excitation, sont donnés par la figure II.37.

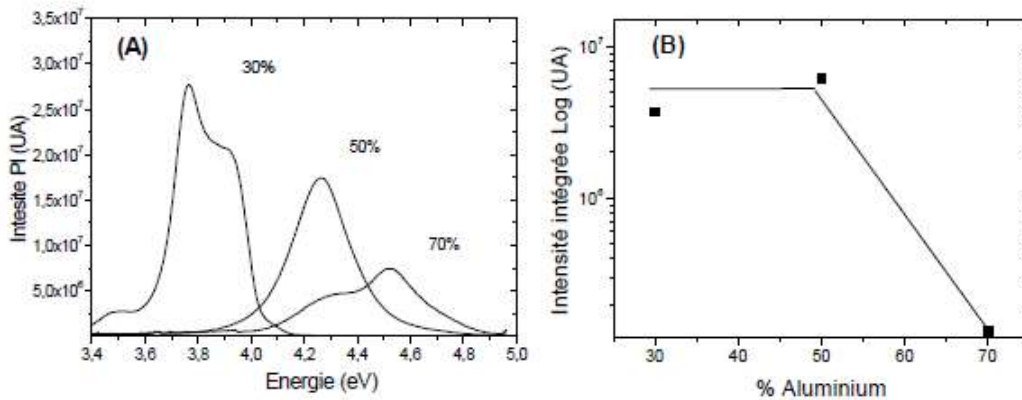


Figure II.37 : (A) Evolution de photoluminescence des couches d'alliages AlGaIn cubiques pour plusieurs concentrations en aluminium sous la même puissance d'excitation. (B) Intensité intégrée des transitions bord de bande des alliages en fonction de leur concentration en aluminium [75].

L'intensité de PL bord de bande diminue environ d'un facteur de 40 entre les alliages avec des concentrations en Al de 50% et 70%. Ceci peut être dû au passage de l'alliage du gap direct vers un gap indirect pour lequel le rendement radiatif est largement diminué. Il ya un changement de la nature de la recombinaison entre 50% et 70% d'Al.

Dans le spectre de PL à basse température pour l'alliage avec 70% d'Al, le pic attribué au bord de bande se situe à 4.740 eV.

Dans la figure II.37b regroupant les énergies au bord de bandes pour les différentes concentrations en aluminium, il apparaît une nouvelle variation linéaire de l'énergie du pic de PL. Ce changement de pente dans l'évolution de l'énergie peut s'expliquer par analogie avec ce qui a été observé pour l'alliage AlGaAs par un changement de la nature de gap. Pour une concentration voisine de 52% ; plusieurs recherches confirment ce changement de gap (les recherches de PUGH et FAN).

Pour l'alliage hexagonal, les études trouvent que la nature du gap ne change pas en fonction de la concentration en aluminium.

II.13 La luminescence dans InGaN

La largeur à mi-hauteur des spectres de luminescence de l'InGaN croît fortement avec la composition en In, quelle que soit la température. Il ya aussi un fort couplage avec les phonons de l'état initial et/ou final de la transition optique. En fait ; les spectres de luminescence d'échantillons dont la luminescence est peu large, montrent un couplage très modéré avec les phonons optiques.

Le fort désordre accompagné d'une forte localisation, fait que la luminescence est dominée par les états peuplés, qui se situe à plus ou moins basse énergie, selon la température et selon la possibilité qu'ont les porteurs hors équilibre de peupler ces états. L'absorption, quant à elle, n'est significative que vers le maximum de la densité d'états. Ces effets de désordre sont très importants dans InGaN. D'autre part, il ya des transitions pour lesquelles l'état de base est interdit optiquement, totalement ou partiellement. Dans un tel cas, les états de basse énergie les seuls principalement peuplés, sont responsables de la luminescence plus ou moins intense ; tandis que les états excités autorisés optiquement, dominent le spectre d'absorption.

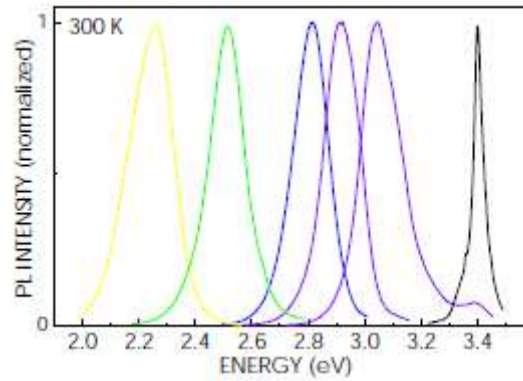


Figure II.38 : Le spectre de PL à 300 K pour InGaN. (Les paramètres de croissance sont systématiquement modifiés pour obtenir une émission dans la gamme spectrale allant du violet au jaune, avec des raies fines et un rendement quantique élevé, à 300K) [76].

II.13.1 L'effet de la température sur la photoluminescence dans InGaN

L'étude de la variation de l'énergie de PL avec la température (Figure II.39) permet aussi de suivre les mécanismes liés aux fluctuations de potentiel dans les puits à base d'InGaN. Une première diminution de l'énergie de PL à basse température, correspond à la migration des porteurs depuis des fluctuations de potentiels de faible ampleur, vers des fluctuations plus profondes. Ceci est rendu possible grâce à l'activation thermique jusqu'à la température de transition T_1 .

Ensuite, l'énergie de photoluminescence augmente. En effet ; à partir de T_1 , les excitons se libèrent progressivement des centres localisants, l'énergie de transition rejoint ensuite l'évolution de l'énergie de la bande interdite avec la température correspondant aux excitons libres. Cette dernière est une diminution parabolique avec la température. Pour cette variation totale de l'énergie, les valeurs des températures T_0 et T_1 sont caractéristiques de la localisation des porteurs.

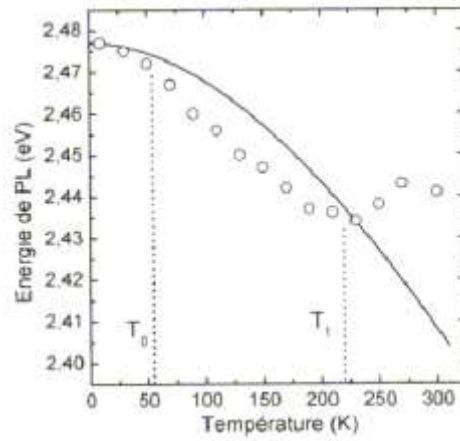


Figure II.39 : Evolution de l'énergie de PL, en fonction de la température pour

$In_{0.15}Ga_{0.85}N$ [52].

II.14 Conclusion

Ce chapitre a présenté une étude des alliages ternaires (Al,In)GaN qui sont encore assez peu connus. L'introduction d'alliages ternaires (Al,In)GaN dans la zone active des composants optoélectroniques représente une avancée technologique notable pour la réalisation d'émetteurs dans le bleu.

CHAPITRE III

III.1 Introduction

La diode Laser, encore appelée Laser à semi-conducteur, Laser à jonction, Laser à hétérojonctions, Laser à puits quantiques ou même Laser à diode (probablement traduction - trop - directe de l'anglais "Laser diode") est une diode à semi-conducteur, plus précisément une diode électroluminescente, conçue et utilisée de façon à exploiter l'effet LASER (LASER est un acronyme pour Light Amplification of Stimulated Emission Radiation).

Démontrée pour la première fois en 1962.

III.2 Historique

Les différentes étapes qui ont été nécessaires dans le progrès de la physique pour aboutir à l'avènement du laser à S-C :

- 1900 : Rayonnement du corps noir, découverte du photon par Planck et Einstein.
- 1917 : Le concept d'émission stimulée est décrit pour la première fois par Einstein.
- 1950 : La notion de gain optique est apparue avec les travaux de Kastler sur le pompage optique et le gain optique (technique d'inversion de population d'un système d'atomes).
- 1954 : Townes réalise le premier MASER (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) sur base de l'excitation des niveaux de vibration de molécules d'ammoniac se trouvant dans une cavité (microonde $\lambda = 1,25\text{cm}$).
- 1958 : Townes suggère la possibilité de réaliser un Maser optique (le Laser) basé sur le même principe, mais utilisant des transitions atomiques.
- 1960 : Le premier laser est construit, utilisant des transitions atomiques de l'ion de Chrome dans une matrice d'alumine (rubis), $\lambda = 0,69\mu\text{m}$.
- 1961 : Bernard et Duraffourg proposent l'utilisation d'une jonction p-n semi-conductrice pour la réalisation de l'inversion de population, sur base du concept de quasi-niveaux de Fermi.
- 1962 : Le premier laser à S-C fonctionne dans plusieurs laboratoires de recherche industriels : Il s'agit d'une diode (jonction p-n) en GaAs ($\lambda = 0,85\mu\text{m}$) fonctionnant à très basse température (77K).
- 1967 : La première diode laser à température ambiante, elle est basée sur le concept essentiel de double hétérojonction avec λ variable (Kroemer).

Le grand avantage des S-C par rapport aux autres matériaux à gain optique est qu'ils présentent une densité de dipôles électriques (ou porteurs excités) extrêmement élevée, de l'ordre de 10^{18} cm^{-3} (les autres matériaux à gain sont essentiellement des gaz, des verres ou des cristaux dopés dans lesquels la densité de dipôles électriques est très faible). Cela conduit naturellement à des gains optiques élevés sur des longueurs réduites. De plus le pompage

optique dans les S-C peut se faire par simple polarisation d'une jonction p-n, ce qui est particulièrement facile et efficace par rapport aux techniques de pompage optique classiques.

Avantages des S-C : - Densité de dipôles élevée (10^{18} cm^{-3})

- Gain élevé \Rightarrow dimensions réduites
- Pompage par courant modulable et η élevé

III.3 Principe de fonctionnement du laser

Un laser est une cavité optique ou cavité de FABRY-PEROT (noms des inventeurs) dans laquelle se trouve un milieu à gain optique. La cavité peut être, par exemple, formée d'un semi-miroir et d'un miroir parallèles se faisant face, de manière à ce que les photons puissent faire des allers retours en traversant le milieu à gain. Le gain optique peut être réalisé par émission stimulée sur la base d'une inversion de population (pompage).

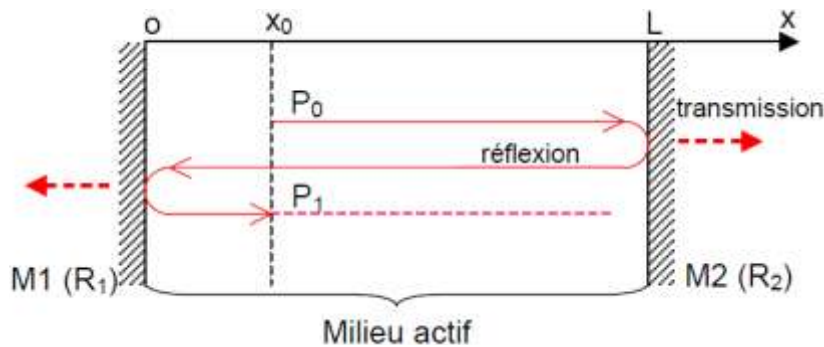


Figure III.1 : Réflexions de l'onde optique dans la cavité de Fabry-Pérot.

Le principe de fonctionnement du laser est le suivant : imaginons un premier photon spontané émis dans le milieu à gain (l'émission spontanée y est inévitable). Si ce photon est émis dans l'axe de la cavité (perpendiculairement aux miroirs), il sera réfléchi par un des deux miroirs et reviendra dans le milieu à gain où il sera multiplié, disons N fois. Ce nombre de N photons résultants sera à nouveau amplifié lors de son passage suivant dans le milieu à gain après réflexion sur le deuxième miroir : il en résultera N^2 photons dans la cavité.

En se répétant, ce processus conduit à une croissance exponentielle du nombre de photons. Mais la croissance est limitée par le phénomène de saturation du gain ; si l'intensité optique devient trop forte, un équilibre s'établira entre émission stimulée et absorption (annulation de l'inversion de population).

A chaque aller-retour au travers du semi-miroir, un certain nombre de photons quitte la cavité : ce sont ces photons qui constituent le faisceau laser. Puisque tous les photons sont

identiques au premier photon spontané (propriétés de l'émission stimulée), ils sont tous en phase et le rayonnement laser est parfaitement cohérent (en principe).

Ce raisonnement est dans le cas idéal. En pratique, il n'y a pas qu'un seul photon spontané émis. Cependant ; même si l'émission spontanée de photons a lieu de manière continue, ce sont toujours les premiers photons apparaissant dans la cavité qui seront amplifiés préférentiellement (ces premiers photons prennent toute l'énergie contenue dans l'inversion de population en raison du principe de croissance exponentielle des photons). Le faisceau est donc bien cohérent et l'émission spontanée ne constitue jamais qu'une source de bruit comme pour l'amplificateur optique (l'émission spontanée est source de bruit puisqu'elle génère des photons qui n'ont pas de relation de phase avec les autres). Un faisceau laser n'est donc jamais parfaitement cohérent.

La cavité laser est constituée de deux surfaces réfléchissantes normales au flux émis de photons et distantes de :

$$d = n \times (\lambda/2) \quad (1)$$

Où n est un entier quelconque.

Les miroirs, dont la réflectivité est proche de 100 %, vont renvoyer la lumière émise dans le milieu actif (semi-conducteur) suivant une direction perpendiculaire ; il y a donc, après chaque réflexion, amplification de l'émission stimulée.

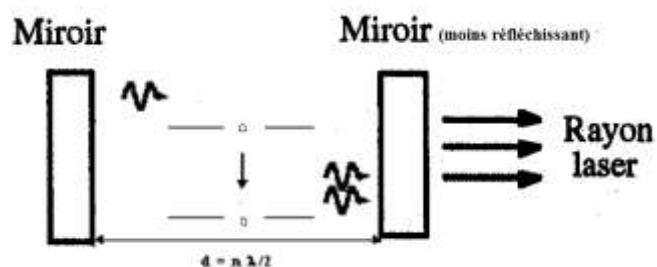


Figure III.2 : Schéma d'une cavité Laser.

Un des deux miroirs réfléchissants va permettre de laisser sortir une émission laser qui est :

- **Directionnelle** : Le faisceau émergent est fortement parallèle, grâce à un alignement le plus précis possible des miroirs de la cavité.
- **Ponctuelle** : Le spot laser admet un diamètre inférieur à 500 μm .

- **Monochromatique** : Seuls les photons de longueur d'onde λ sont retenus dans la cavité, en raison de sa condition de résonance ($d = n \times (\lambda/2)$). L'émission laser est ainsi constituée d'une seule longueur d'onde, c'est à dire d'une seule couleur.
- **Brillante** : Le laser admet une brillance très supérieure à celle des sources conventionnelles.

III.4 Laser à homojonction

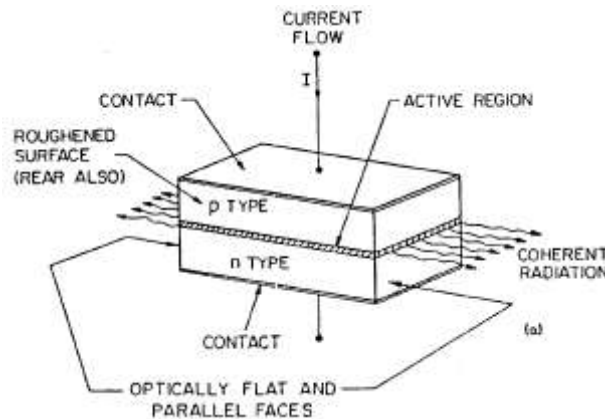


Figure III.3 : Structure de base des lasers à S-C à homojonction

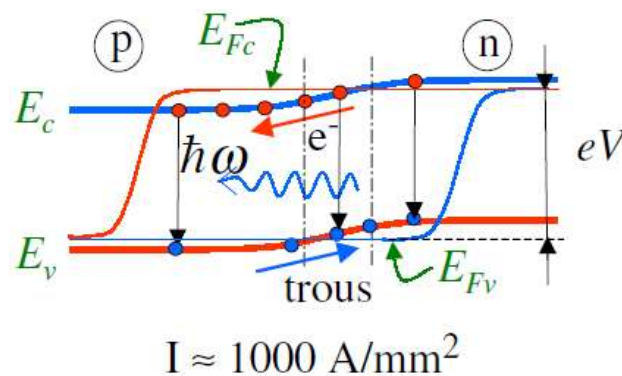


Figure III.4 : Energie de bande de S-C à homojonction

Pour obtenir du gain optique dans une jonction P-N, il faut la polariser en direct avec une tension supérieure au gap du S-C. L'inversion de population n'est alors réalisée que dans la zone de charge d'espace, là où à la fois le quasi-niveau de Fermi E_{Fc} est supérieur au bas de la bande de conduction, et le quasi-niveau de Fermi E_{Fv} est inférieur au sommet de la bande de valence ($E_{Fc} > E_c$ et $E_{Fv} < E_v$). Cette zone est étroite et sa largeur dépend fortement de la différence de potentiel appliquée ; cette zone n'existe que si la ddp est suffisamment élevée (régime de forte injection). En pratique, l'obtention de cette zone d'inversion de population

requiert une telle différence de potentiel que le courant associé est très grand ; ce qui a pour effet de chauffer fortement la jonction. L'échauffement est si fort qu'il faut refroidir le système à l'azote liquide (77K) pour conserver les propriétés de la jonction intactes : une telle solution n'est évidemment pas acceptable pour les applications du laser à S-C.

La zone à gain est formée par la jonction p-n, et la cavité est simplement formée par les faces parallèles clivées du cristal se trouvant dans les plans perpendiculaires au plan de la jonction (les deux autres faces parallèles ne sont pas clivées ; au contraire elles sont rendues rugueuses de manière à minimiser leur réflectivité et éviter d'avoir une deuxième direction de « lasage » (on désire en général un rayonnement unidirectionnel)). La réflectivité des miroirs, ainsi obtenue est donnée par la loi de la réflexion de Fresnel, de l'ordre de 30%.

III.5 Laser à hétérojonctions

❖ Définition

Une hétérojonction est obtenue lorsque deux matériaux semi-conducteurs différents sont associés. Sa réalisation s'effectue par croissance cristalline d'un matériau sur l'autre et nécessite l'utilisation de semi-conducteurs ayant des propriétés cristallines voisines (la taille des atomes doit notamment être assez proche).

Selon le type de dopage utilisé pour les semi-conducteurs, deux hétérojonctions se distinguent :

- Les premières sont les hétérojonctions isotypes, pour lesquelles les deux semi-conducteurs sont de même type de dopage (figure III.5).
- Les secondes sont les hétérojonctions anisotypes, pour lesquelles les deux semi-conducteurs sont dopés différemment (figure III.6).

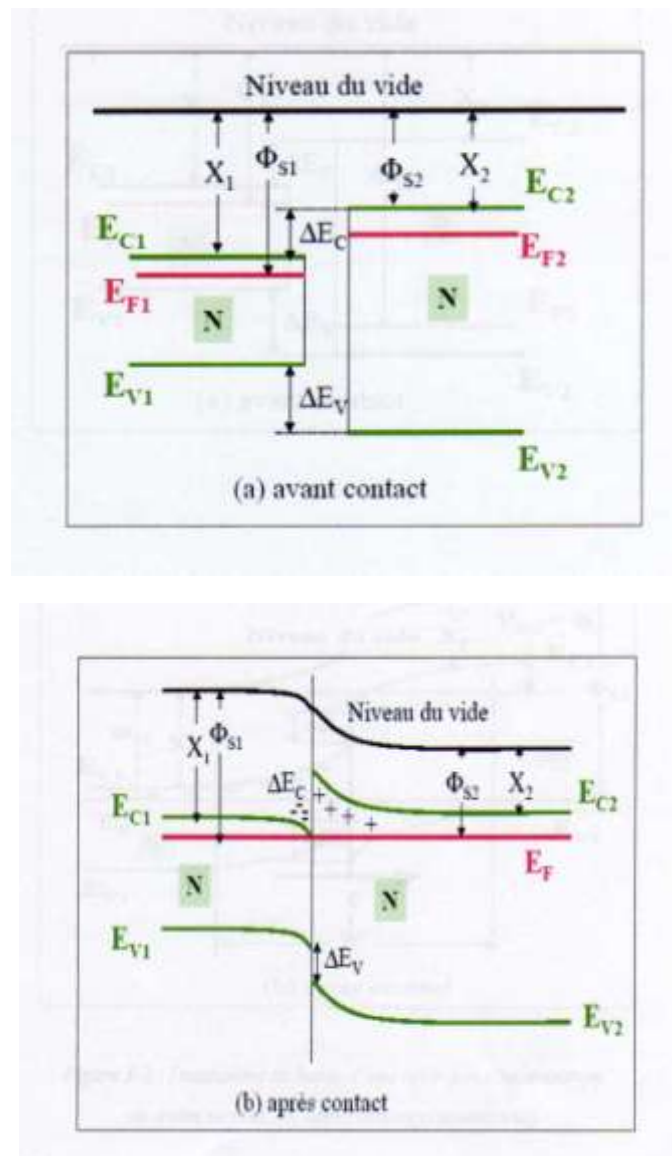


Figure III.5 : Diagramme de bande d'une hétérojonction isotype, (a) avant contact, (b) après contact .

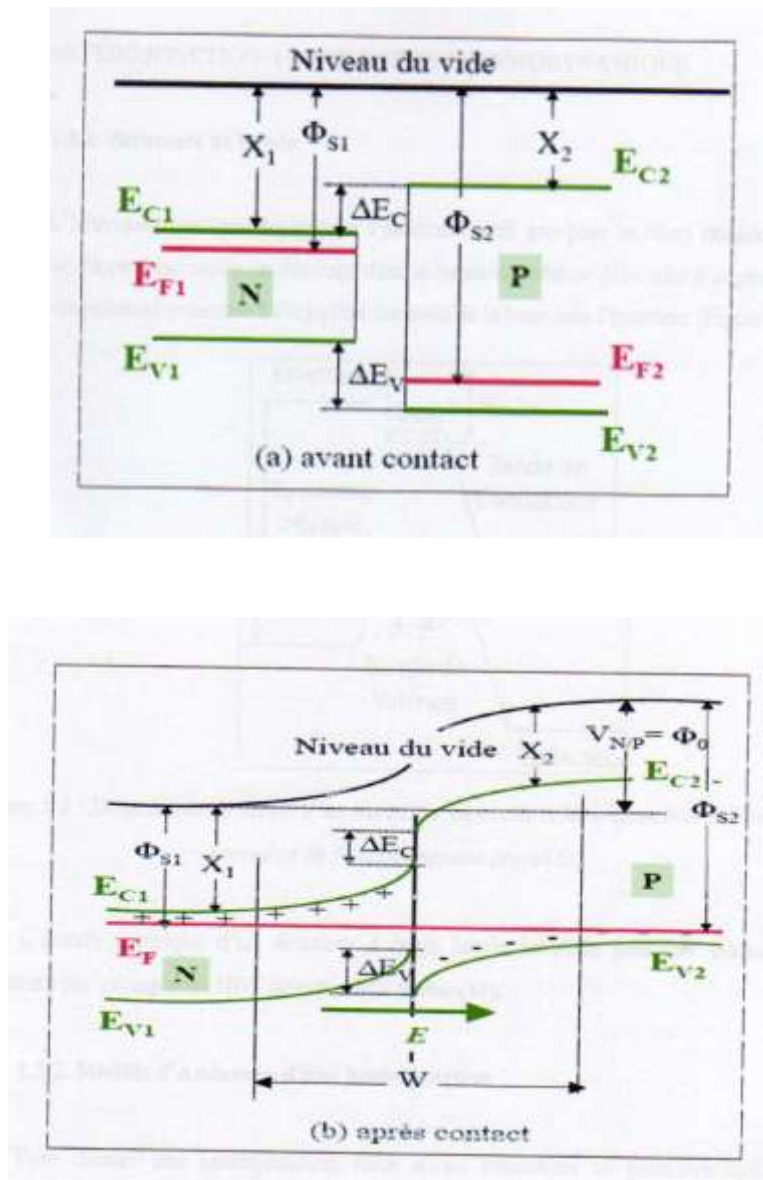


Figure III.6 : Diagramme de bande d'une hétérojonction anisotype, (a) avant contact, (b) après contact.

❖ Laser à hétérojonctions

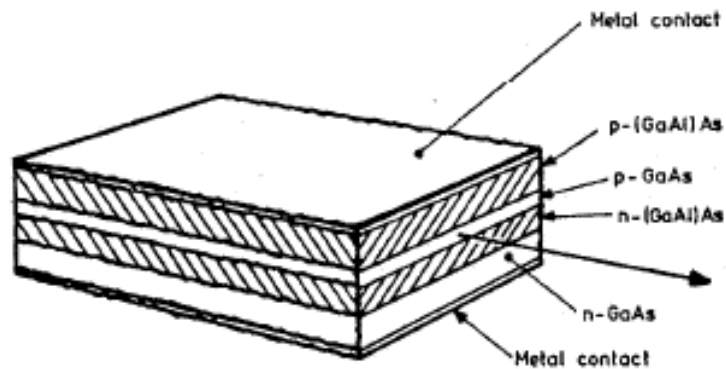


Figure III.7 : Structure d'un laser à S-C à hétéro structure

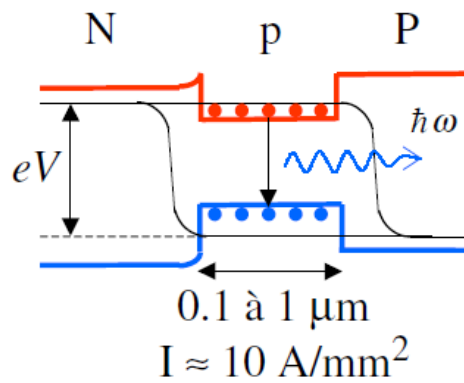


Figure III.8 : Emission spontanée

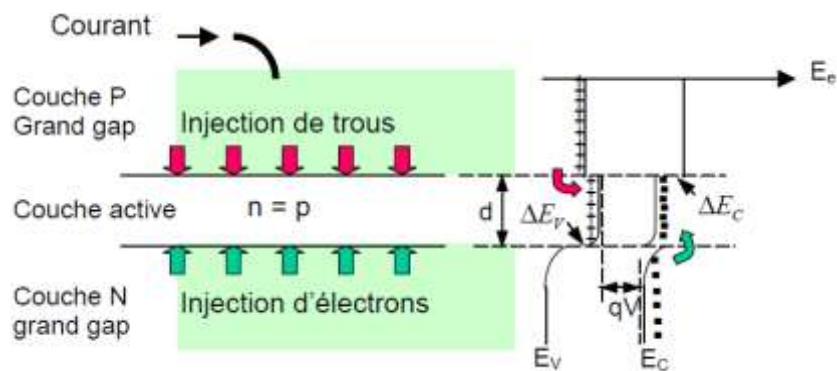


Figure III.9 : Energie de bande d'une Laser à hétérojonctions

Le laser à S-C est devenu accessible pour les applications grâce à la double hétérojonction. La structure en double hétérojonction crée une double barrière de potentiel pour les porteurs minoritaires injectés.

En polarisation directe, l'abaissement de la barrière d'énergie potentielle à l'hétérojonction N-p provoque l'injection des électrons dans la couche active où ils se recombinent avec les trous. Il s'ensuit un appel de courant de trous dans le circuit d'alimentation qui permet de compenser ceux qui disparaissent par recombinaison. Les discontinuités ΔE_C et ΔE_V dues aux deux hétérojonctions font apparaître des puits d'énergie potentielle au niveau de la bande de conduction et de la bande de valence qui bloquent la diffusion des porteurs hors de la couche active. On conçoit alors qu'en optimisant l'épaisseur d de cette dernière couche, il est possible d'obtenir des valeurs très élevées des densités de porteurs n et p , avec des valeurs modérées du courant direct.

Le confinement des porteurs qui en résulte, conduit à une grande facilité d'inversion de population. La ddp appliquée ne doit pas être très importante (elle doit juste excéder le petit gap de la structure) et la diode laser peut fonctionner à température ambiante. De plus, la largeur de la zone d'inversion de population est maintenant fixée lors de la fabrication du dispositif et ne dépend donc plus de la ddp ; le contrôle du fonctionnement de la diode laser en est donc fortement simplifié.

Un des grands avantages supplémentaires de la structure en double hétérojonction, est l'effet de guidage qu'elle offre naturellement. En effet, les indices de réfraction des couches à grand gap sont plus faibles que celui de la couche à petit gap. La zone à gain est donc également une couche guidante. Il s'en suit que même les photons émis en dehors de l'axe de la cavité peuvent être guidés et donc être également amplifiés pour participer au rayonnement laser (ce qui n'est pas le cas en l'absence de guidage puisque tout photon émis hors axe est évacué de la zone de gain).

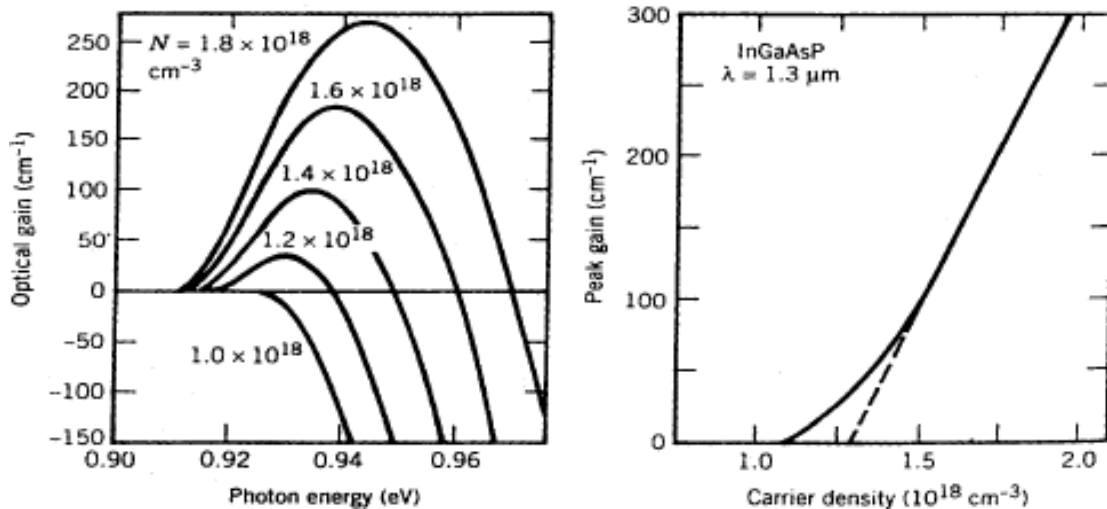
$$R = \left[\frac{n-1}{n+1} \right]^2 \approx 30\% \quad (2)$$

Avantage supplémentaire de l'hétérojonction : effet de guidage, $\Delta n \approx 5\%$

Dans le but d'établir un modèle simplifié d'une diode laser à S-C, on commence par analyser la manière de modéliser le gain optique en fonction du degré d'excitation de la jonction. A cette fin, sont représentées à la figure de gauche ci-dessous, les courbes de spectre

de gain en fonction de la densité de porteurs injectés. La densité n_e de porteurs injectés, est fonction du courant I traversant la jonction.

Pour établir le lien entre ces deux quantités, on écrit l'équation de bilan des porteurs. Celle-ci exprime simplement que le nombre d'électrons de la bande de conduction diminue avec une constante de temps τ_c (temps de vie des électrons dans la bande de conduction) et augmente avec le courant injecté (I étant le courant c'est à dire le nombre d'électrons passant la jonction par unité de temps, on divise ce nombre par la charge de l'électron e , et par le volume de la zone de gain pour avoir la contribution du courant à la variation de densité de porteurs dans celle-ci). On arrive donc à établir la relation de proportionnalité entre le courant injecté et la densité de porteurs. La figure de droite montre comment le gain maximal (maximum des courbes spectrales de gain) varie en fonction de la densité de porteurs. On voit que la variation comporte un seuil et que peu après ce seuil, le gain est une fonction linéaire de la densité. Dans le modèle simplifié du laser, on néglige la courbure de la fonction autour du seuil et on suppose que le lien entre gain g et densité de porteurs n_e , est linéaire, où σ est appelée la section efficace de gain optique et n_0 la densité de seuil.



$$G = \sigma (n_e - n_0) \tag{3}$$

$\sigma \approx 10^{-16} \text{cm}^2$ (section efficace de gain) ; $n_0 \approx 10^{18} \text{cm}^{-3}$ (densité de seuil)

Bilan des porteurs :

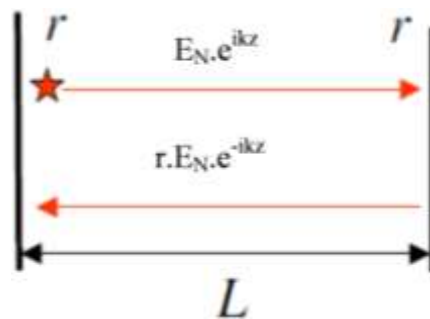
$$\frac{dn_e}{dt} = -\frac{n_e}{\tau_c} + \frac{I}{e \cdot \text{Vol}} = 0 \tag{4}$$

$$\Rightarrow n_e = \frac{I \times \tau_c}{e \times \text{Vol}}$$

III.6 Conditions d'oscillation et gain

Pour modéliser le rôle de la cavité ; on fait une description classique du champ électromagnétique de la lumière et on décrit la variation temporelle de ce champ en termes de son évolution, passage après passage dans la cavité. Le champ sur un passage dans la cavité peut s'exprimer comme $E_N \times \exp(ikz)$ où E_N est l'amplitude et k est le vecteur d'onde. Pour le trajet dans l'autre sens, on a donc la forme $r \times E_N \times \exp(-ikz)$ où r est la réflectivité du miroir (face clivée $r = 30\%$). En tenant compte des réflexions sur les deux faces clivées, des pertes par absorption dans le matériau S-C (soit α_{int} le coefficient de perte par unité de longueur en termes d'intensité lumineuse) et du déphasage total de l'onde sur un aller-retour ; on peut exprimer le champ en un point de la cavité (étoile sur la figure ci-dessous) en fonction du champ au même point un aller-retour plus tôt, soit la formule donnant E_{N+1} en fonction de E_N (N représentant le nombre d'aller-retour effectués par l'onde électromagnétique).

Le facteur rr représente l'effet des réflexions sur les deux miroirs, $\exp(-\alpha_{int}2L)$ représente les pertes internes exprimées en intensité sur un aller-retour dans la cavité ; exprimées en amplitude, les pertes sont donc bien $\exp[-(\alpha_{int}/2)2L]$. De même pour l'effet du gain, on a $\exp[(g/2)2L]$ où g est le gain en intensité (ou en nombre de photons, de manière équivalente).



$$R = \left[\frac{n - 1}{n + 1} \right]^2 = r^2$$

Evolution du champ E-M sur un tour :

$$E_{N+1} = E_N \times rr \times e^{ik2L} \times e^{-\frac{\alpha_{int}}{2}(2L)} \times e^{\frac{g}{2}(2L)}$$

$$E_{N+1} = E_N \times R \times e^{ik2L} \times e^{-\alpha_{int} L} \times e^{gL}$$

$$I_{N+1} = I_N \times r_1 \times r_2 \times e^{-2\alpha_{int} L} \times e^{2gL}$$

On impose ensuite que le régime du laser soit stationnaire (régime d'équilibre) : $E_{N+1} = E_N$

Pour que le laser fonctionne en régime stationnaire, il faut donc satisfaire deux conditions : condition de phase et condition d'amplitude.

III.6.1 La condition de phase

Elle exprime le fait que l'onde lumineuse dans la cavité est à la résonance ; c'est à dire qu'après un aller-retour dans la cavité, les photons se retrouvent avec la même phase de façon à ne pas se détruire par interférences destructives tour après tour dans la cavité.

Le vecteur d'onde étant fonction de la fréquence de la lumière, cette condition de phase est en fait une condition sur la fréquence de la lumière émise par le laser.

On voit que le laser ne peut « laser » que sur des fréquences bien déterminées, fonction de la longueur de la cavité L et de son indice de réfraction n : ces fréquences sont appelées les modes du laser. Les expressions $\Delta\omega$ et $\Delta\nu$ donnent la distance entre les modes du laser en termes de fréquence angulaire et fréquence, respectivement.

On obtient :

$$\Delta\omega = \frac{\pi c}{nL} ; \Delta\nu = \frac{c}{2nL}$$

III.6.2 La condition d'amplitude

Cette deuxième condition de stationnarité ou d'équilibre du laser est fournie par l'égalisation des amplitudes (ou la conservation du nombre de photons d'un tour à l'autre dans la cavité). Elle exprime donc un équilibre entre les pertes internes de la cavité, les pertes par les miroirs et le gain optique. Les deux premières étant fixées par le dispositif, cette condition est donc une condition sur le gain : pour qu'il y ait équilibre, il faut que le gain soit égal aux pertes totales de la cavité. Les pertes totales de la cavité sont exprimées au travers du coefficient α_{cav} qui globalise les pertes sous forme de pertes distribuées par unité de longueur (α_{mir} représente les pertes dues aux miroirs comme si celles-ci étaient distribuées sur toute la longueur de la cavité, comme les pertes internes d'absorption).

A l'équilibre on obtient à l'équilibre :

$$g = \alpha_{int} + \frac{1}{L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R} \right) = \alpha_{cav} ; \alpha_{mir} = \frac{1}{L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R} \right)$$

On voit que le laser présente un seuil d'excitation avant de se mettre à « laser ». Il faut que n_e (c'est à dire le courant I) soit suffisamment élevé pour que g puisse atteindre α_{cav} .

Pour cette raison, la condition $g = \alpha_{cav}$ porte le nom de condition d'oscillation du laser (oscillation = oscillation du champ électromagnétique de la lumière, c'est-à-dire « lasage »).

Exemple : les pertes optiques peuvent être égales à quelques cm^{-1} ou quelques dizaines de cm^{-1} . Les pertes miroirs valent 40 cm^{-1} pour une longueur de cavité de $300\mu\text{m}$ et un coefficient de réflexion de Fresnel de 0,3. Il faut donc un gain de plusieurs dizaines de cm^{-1} pour atteindre le seuil laser ; ce type de gain est considérable si on le compare à un laser à gaz par exemple. Ici c'est la densité d'état de la matière condensée qui mène à ce type de gain très élevé, et qui permet finalement de réaliser des dispositifs d'une compacité remarquable ($300\mu\text{m}$ de long sur quelques μm carré de section).

Soient : $\alpha_{int} = 30\text{cm}^{-1} = 3000\text{m}^{-1}$, $L = 300\mu\text{m} = 3 \times 10^{-4}\text{m}$ et $R = 0,3$

$$\alpha_{mir} = (1/300 \times 10^{-6}) \times \text{Ln}(1/0,3) \approx 4013 \Rightarrow g \approx 7400$$

Effet de seuil :

$$g = \sigma(n_e - n_0) ; n_e = \frac{I \times \tau_c}{e \times \text{Vol}}$$

$$g = \alpha_{cav} \text{ (condition d'oscillation)}$$

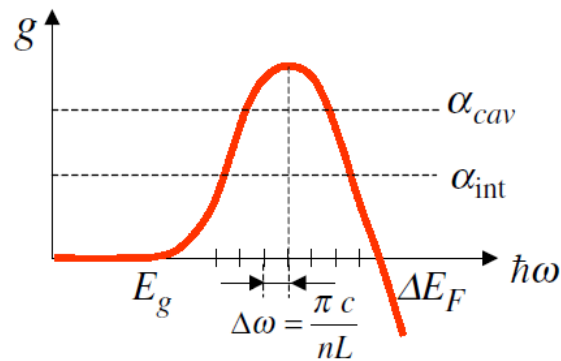
A l'aide de ces relations, on exprime la condition d'oscillation en termes de courant d'excitation de la jonction. Soit I_S le courant de seuil du laser :

$$g = \sigma \left(\frac{I_S \tau_c}{e \text{Vol}} - n_0 \right) = \frac{\sigma I_S \tau_c}{e \text{Vol}} - \sigma n_0 = \alpha_{cav}$$

$$\Rightarrow \frac{\sigma I_S \tau_c}{e \text{Vol}} = \alpha_{cav} + \sigma n_0$$

$$\Rightarrow I_S = \frac{e \times \text{Vol} \times \alpha_{cav}}{\sigma \times \tau_c} + \frac{\sigma \times n_0 \times e \times \text{Vol}}{\sigma \times \tau_c}$$

$$\Rightarrow I_S = \frac{e \times \text{Vol}}{\tau_c} \left(\frac{\alpha_{cav}}{\sigma} + n_0 \right)$$



$\Delta\omega$: Intervalle spectral libre.

Le spectre de gain ainsi que les pertes internes d'absorption α_{int} et les pertes globales de la cavité α_{cav} sont illustrés par cette figure. Les modes du laser sont représentés par des tirets sur l'axe des abscisses. On voit que plusieurs modes peuvent remplir la condition d'oscillation, c'est à dire peuvent « laser ».

Pour expliquer le mécanisme de fonctionnement, imaginons que le courant augmente progressivement à partir de zéro. Tant que le gain est inférieur aux pertes internes, les photons ne sont pas amplifiés dans la cavité et la diode laser fonctionne essentiellement en régime de rayonnement spontané. Une fois que le gain devient supérieur aux pertes internes, les photons des modes de gain le plus élevé commencent à être amplifiés dans la cavité, mais juste suffisamment pour compenser les pertes de photons par les miroirs.

La diode laser fonctionne alors comme une DEL à super radiance (au lieu d'avoir une décroissance exponentielle de la population de l'état excité comme dans le cas d'un seul atome, on a une décroissance de plus en plus rapide, due à une mise en phase des dipôles atomiques qui rayonnent de plus en plus efficacement) ; on commence à avoir une meilleure directivité et le nombre de modes émettant, est plus réduit qu'en régime spontané. Lorsque le courant est tel que le mode le plus amplifié remplit la condition d'oscillation, le système fonctionne en mode laser. Dans ce régime, le gain est supérieur aux pertes et à priori le nombre de photons pourraient croître à l'infini.

Mais ce nombre de photons ne croît pas infiniment puisque, plus l'intensité lumineuse dans la cavité augmente, plus le gain devient faible (saturation de gain). Il y a donc un équilibre naturel qui s'établit de telle sorte que le gain compense tout juste les pertes totales. Donc, à priori, un seul mode peut « laser » dans le système : celui qui correspond au gain le plus élevé.

III.7 Puissance lumineuse émise

On calcule la puissance émise par un laser à S-C à partir des équations de bilan du nombre de photons dans la cavité optique et du nombre d'électrons dans la jonction.

La variation du nombre de photons est donnée par les taux de radiations cohérente et spontanée ainsi que par le nombre de photons perdus dans la cavité par unité de temps. Pour exprimer cette dernière quantité, on introduit le concept de durée de vie moyenne des photons dans la cavité : il s'agit du temps $\tau_{ph} = 1/(\mathbf{v} \times \alpha_{cav})$ calculé sur base de la décroissance temporelle exponentielle du nombre de photons dans la cavité en l'absence d'excitation (on voit le lien entre τ_{ph} , les pertes internes et les pertes aux miroirs : on assimile simplement la décroissance du nombre de photons tour après tour, à une décroissance exponentielle de constante τ_{ph}).

Pour simplifier, on suppose que l'émission spontanée est négligeable, soit $\mathbf{R}_{sp} = \mathbf{0}$. On exprime alors le taux de radiation cohérente \mathbf{R}_{coh} à l'aide de la définition du coefficient d'absorption α ou du gain g associé à la jonction.

Bilan du nombre de photons :

$$\frac{d\mathbf{n}_\omega}{dt} = g\mathbf{v}\mathbf{n}_\omega - \frac{\mathbf{n}_\omega}{\tau_{ph}}$$

Perte à chaque tour :

$$\frac{1}{\tau_{ph}} = \mathbf{v} \times \left[\frac{1}{L} \text{Ln} \left(\frac{1}{R} \right) + \alpha_{int} \right] = \mathbf{v} \times \alpha_{cav}$$

On établit aussi le bilan du nombre d'électrons : la variation du nombre d'électrons dans la bande de conduction (porteurs minoritaires) est donnée par le nombre d'électrons qui se recombinent de manière non radiative et spontanée par unité de temps. Cette variation est donnée par la décroissance exponentielle naturelle de constante τ_c définissant le temps de vie des électrons dans la bande de conduction en l'absence de photons (en l'absence d'excitation). En présence d'excitation, il faut tenir compte du fait que le nombre d'électrons croît de manière proportionnelle au courant d'excitation, et du fait que chaque émission stimulée de photon correspond à la disparition d'un électron de la bande de conduction.

Cette dernière contribution explique la présence du terme $-\mathbf{g} \times \mathbf{v} \times \mathbf{n}_\omega$ dans l'équation de bilan.

Bilan du nombre d'électrons s'écrit alors :

$$\frac{dn_e}{dt} = \frac{I}{e \times \text{Vol}} - \frac{n_e}{\tau_c} - gvn_\omega$$

Nbre d'e⁻ entrants – perte de porteurs (recombinaisons non radiatives et spontanées)
 –Recombinaisons stimulées

III.8 Modèle simplifié de la dynamique du laser

Les équations de bilan ci-dessus fournissent un modèle simplifié de la dynamique des lasers à S-C. Maintenant, on va clarifier le rôle de la densité de porteurs dans le gain g de la jonction. On a alors des équations qui forment un système d'équations différentielles non linéaires couplées. La non-linéarité (du 2^{ème} ordre) provient des produits $\mathbf{n}_e \times \mathbf{n}_\omega$.

Il s'agit donc d'un système complexe pour lequel il n'y a, par exemple, pas unicité de la solution stationnaire. En effet, on peut facilement vérifier que le système admet une solution pour laquelle $\mathbf{n}_\omega = \mathbf{0}$. Cette solution, appelée solution triviale, correspond à l'absence d'émission de photons. Dans ce cas, la densité électronique \mathbf{n}_e est donnée par sa valeur à l'équilibre (déjà calculée plus haut pour établir le lien entre celle-ci et le courant I pour trouver la formule approchée du gain, $g = \sigma(\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0)$). On trouve également une solution pour laquelle \mathbf{n}_ω n'est pas nul, c'est-à-dire une solution décrivant l'émission de photons par le laser.

$$\frac{d\mathbf{n}_\omega}{dt} = \sigma v (\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0) \mathbf{n}_\omega - \frac{\mathbf{n}_\omega}{\tau_{ph}}$$

$$\frac{d\mathbf{n}_e}{dt} = \frac{I}{e \text{Vol}} - \frac{\mathbf{n}_e}{\tau_c} - \sigma v (\mathbf{n}_e - \mathbf{n}_0) \mathbf{n}_\omega$$

Solutions stationnaires : $\frac{d\mathbf{n}_\omega}{dt} = 0$; $\frac{d\mathbf{n}_e}{dt} = 0$

Solution triviale : $\mathbf{n}_\omega = 0$

$$\mathbf{n}_e = \frac{I\tau_c}{e\text{Vol}}$$

La deuxième solution stationnaire appelée non-triviale peut être calculée en annulant tout d'abord le deuxième terme de la première équation de bilan (en supposant que \mathbf{n}_ω n'est pas nul). Puis, on en tire la condition d'oscillation $g = \alpha_{cav}$: c'est un résultat attendu puisque, à l'équilibre stationnaire le gain ne peut faire que compenser exactement les pertes.

Solution non triviale :

$$1 \bullet \quad \sigma v(n_e - n_0) = gv = \frac{1}{\tau_{ph}}$$

$$\text{Or } \frac{1}{\tau_{ph}} = v\alpha_{cav} \Rightarrow gv = v\alpha_{cav}$$

$$\Rightarrow \mathbf{g} = \alpha_{cav}$$

La condition d'oscillation impose donc une valeur précise du gain c'est-à-dire une valeur précise de la densité de porteurs, soit n_e^* cette densité à l'équilibre :

$$\sigma v(n_e - n_0) = \frac{1}{\tau_{ph}}$$

$$\mathbf{n_e} = \mathbf{n_0} + \frac{\mathbf{1}}{\sigma v \tau_{ph}} \equiv \mathbf{n_e^*}$$

Cette solution non-triviale correspond à l'état oscillant (ou « lasant ») du système. Il y correspond donc un flux de photons non nul dont la densité n_ω peut être calculée à partir de la deuxième équation de bilan. Il suffit de remplacer dans l'équation, n_e par sa valeur à l'équilibre n_e^* .

$$2 \bullet \quad \frac{dn_e}{dt} = \frac{I}{eVol} - \frac{n_e}{\tau_c} - \sigma v(n_e - n_0)n_\omega = 0$$

$$\text{Avec : } n_e = n_0 + \frac{1}{\sigma v \tau_{ph}} = n_e^*$$

$$\Rightarrow \frac{n_\omega}{\tau_{ph}} = \frac{I}{eVol} - \frac{n_e^*}{\tau_c}$$

$$\Rightarrow n_\omega = \tau_{ph} \left(\frac{I}{eVol} - \frac{n_e^*}{\tau_c} \right) = \frac{\tau_{ph}}{eVol} \left(I - \frac{eVol \times n_e^*}{\tau_c} \right) ; \text{ or } I_s = \frac{eVol \times n_e^*}{\tau_c}$$

$$\Rightarrow \mathbf{n_\omega} = \frac{\tau_{ph}}{eVol} (\mathbf{I} - \mathbf{I_s})$$

• La densité de photons émis n_ω est une simple fonction linéaire du courant d'excitation I , elle n'est non nulle qu'au-delà du courant de seuil I_s (calculé dans la condition d'oscillation d'amplitude $g = \alpha_{cav}$).

Les solutions triviale et « oscillante » se croisent au point $I = I_s$. Comme n_ω ne peut être négatif, la solution oscillante commence en cette valeur du courant d'excitation. Ce diagramme porte le nom de diagramme de bifurcation : la solution triviale bifurque en $I = I_s$, comme si au-delà de ce point le système avait le choix entre les deux solutions.

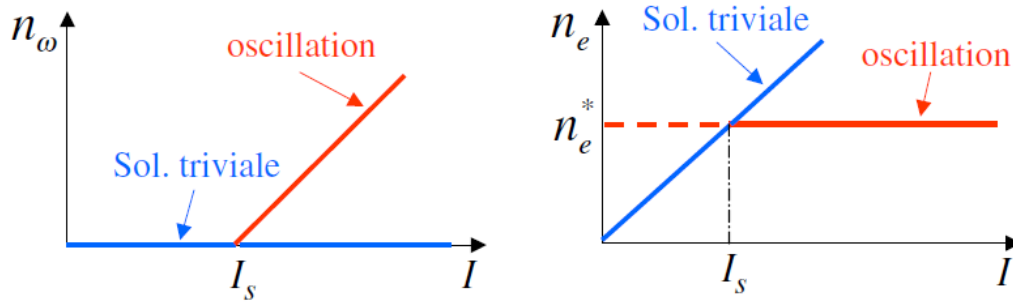


Figure III.10 : Diagramme de bifurcation.

III.8.1 Stabilité de la solution triviale

Pour montrer quelle solution le système choisit en $I = I_s$, on calcule la stabilité de la solution triviale. On considère les équations de bilan dynamiques (c'est à dire avec les dérivées temporelles) et on suppose que n_ω et n_e évoluent mais restent très proches de leur valeurs stationnaires de manière à pouvoir considérer leurs variations comme des quantités du premier ordre, et négliger toutes les quantités d'ordre supérieur. $\varepsilon(t)$ représente physiquement l'émission spontanée qui fait qu'en réalité n_ω n'est jamais tout à fait nulle. L'émission spontanée est une perturbation de la solution triviale. $\delta(t)$ représente l'écart de n_e par rapport à sa valeur stationnaire en raison de cette perturbation.

$$n_\omega^{st} = 0$$

$$n_e^{st} = \frac{I\tau_c}{eVol}$$

Emission spontanée = perturbation, soit : $n_\omega = \varepsilon(t)$

$$n_e = n_e^{st} + \delta(t)$$

$\varepsilon(t)$ et $\delta(t)$ sont d'ordre 1 : $\varepsilon \ll 1, \delta \ll n_e^{st} \rightarrow \varepsilon^2, \delta^2, \varepsilon\delta \approx 0$

En substituant ces expressions de n_ω et n_e en fonction de $\varepsilon(t)$ et $\delta(t)$ et en négligeant tous les termes de puissance supérieure à 1 en ε et δ , on trouve un système d'équations différentielles ordinaires linéaires. Cette procédure de linéarisation est standard pour les calculs de stabilité des systèmes non-linéaires.

Linéarisation des équations :

La solution générale de l'équation en ε est une simple exponentielle dont le coefficient λ est proportionnel à $(I - I_s)$. Connaissant la solution $\varepsilon(t)$, on peut calculer la solution générale

de l'équation en $\delta(t)$; $\delta(t)$ évolue selon deux exponentielles, l'une étant toujours décroissante et l'autre étant croissante pour $I > I_s$ comme pour l'évolution de $\varepsilon(t)$:

$$\varepsilon(t) = \varepsilon(0)e^{\lambda t}$$

$$\lambda = \sigma v \frac{\tau_c}{eVol} (I - I_s)$$

$$n_e = n_e^{st} + \delta(t) \Rightarrow \delta(t) = n_e - n_e^{st}$$

$$\frac{d\delta}{dt} + \frac{\delta}{\tau_c} = -g v \varepsilon$$

Solution particulière sans second membre :

$$\delta(t) = A(t)e^{-\frac{t}{\tau_c}}$$

On a alors :

$$\frac{d\delta}{dt} = \frac{dA}{dt} e^{-\frac{t}{\tau_c}} - \frac{A}{\tau_c} e^{-\frac{t}{\tau_c}}$$

On a alors avec second membre :

$$\delta(t) = \delta(0)e^{-t/\tau_c} - \frac{g v \varepsilon(0)}{\lambda + 1/\tau_c} (e^{\lambda t} - e^{-t/\tau_c})$$

On déduit que la perturbation $\varepsilon(t)$ décroît de manière exponentielle en dessous du courant de seuil du laser, et qu'elle croît exponentiellement au-delà de ce seuil. Physiquement, ceci signifie simplement que la solution triviale est stable en dessous du seuil (l'émission spontanée est présente mais le nombre de photons reste limité) ; et elle est instable au-dessus du seuil : l'émission spontanée est responsable d'une croissance exponentielle du nombre de photons et le système choisit spontanément d'osciller (ou « laser ») c'est à dire de se brancher sur la solution oscillante correspondant à l'émission de photons cohérents.

Donc : Si $I < I_s \Leftrightarrow \lambda < 0$; le système est stable

Si $I > I_s \Leftrightarrow \lambda > 0$; le système est instable

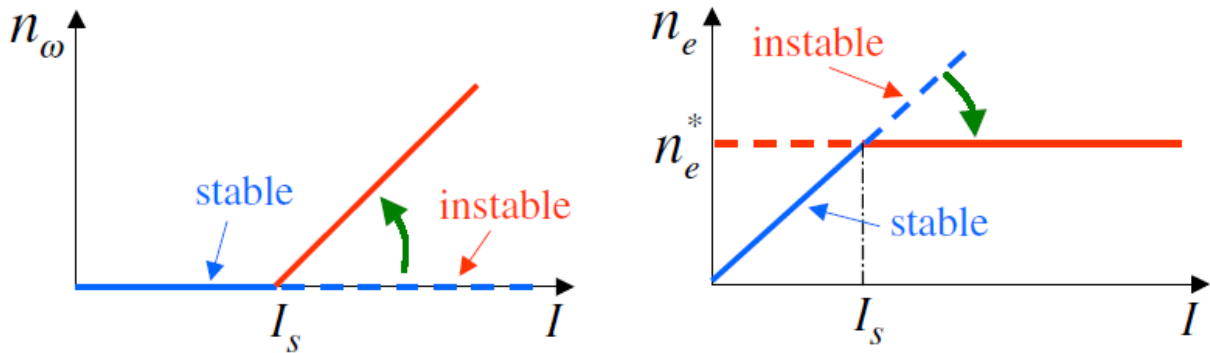


Figure III.11 : La densité en fonction de courant

III.9 Puissance émise et rendement

La puissance émise par le laser est donnée par l'énergie de l'ensemble des photons de la cavité (c'est à dire $\hbar\omega \times n_\omega \times \text{Vol}$) divisé par le temps de vie des photons dans la cavité en l'absence de milieu à gain, soit τ_{mir} . En effet, l'inverse de ce temps de vie représente bien le taux auquel les photons quittent la cavité par transmission au travers des miroirs. Ce taux multiplié par l'énergie des photons, représente donc bien la puissance émise par le laser. Tout comme on l'a établi pour τ_{ph} et α_{cav} , τ_{mir} est lié à α_{mir} par la relation $\tau_{\text{mir}} = 1/(\nu \times \alpha_{\text{mir}})$.

III.9.1 Puissance lumineuse émise

$$P_{\text{lum}} = \frac{\hbar\omega \cdot n_\omega \cdot \text{Vol}}{\tau_{\text{mir}}} = \hbar\omega \cdot n_\omega \cdot \text{Vol} \cdot \alpha_{\text{mir}} \cdot \nu ; \tau_{\text{mir}} = \frac{1}{\alpha_{\text{mir}} \cdot \nu}$$

$$\alpha_{\text{mir}} = \frac{\text{Ln}\left(\frac{1}{R}\right)}{L} \Leftrightarrow R = \exp(-\alpha_{\text{mir}} \cdot L)$$

En adoptant pour n_ω sa valeur correspondant à la solution oscillante, et en exprimant τ_{ph} en fonction de $\alpha_{\text{cav}} = \alpha_{\text{mir}} + \alpha_{\text{int}}$, on peut alors écrire P_{lum} :

$$P_{\text{lum}} = \frac{\hbar\omega}{e} \times \eta_d \times (I - I_s)$$

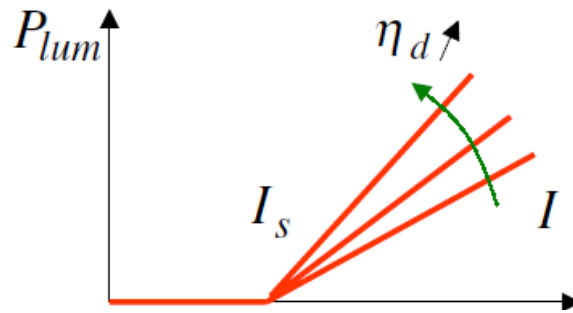


Figure III.12 : La puissance lumineuse de laser en fonction de courant

La puissance lumineuse ne devient non nulle qu'au-delà du courant de seuil. La pente de la droite donnant la croissance linéaire de la puissance en fonction du courant, définit le rendement différentiel du laser. C'est une quantité essentielle dans la mesure où l'on a toujours intérêt à avoir un rendement différentiel le plus élevé possible pour atteindre une puissance lumineuse donnée avec un minimum de courant.

III.9.2 Rendement différentiel

$$\eta_d \equiv \frac{\alpha_{\text{mir}}}{\alpha_{\text{mir}} + \alpha_{\text{int}}}$$

$\eta_d \rightarrow 1$ si $\alpha_{\text{int}} \ll \alpha_{\text{mir}}$: Matériau S-C de qualité (absorption, diffusion) Guidage optique

Le rendement différentiel est conditionné par le rapport entre les pertes internes du milieu à gain et les pertes induites par les miroirs. Pour avoir un bon rendement différentiel, il faut que les pertes internes soient toujours bien inférieures aux pertes par les miroirs. En pratique cela signifie que les cristaux utilisés pour la fabrication des lasers à S-C doivent être de bonne qualité optique (les pertes internes principales se faisant par diffusion sur les défauts du cristal S-C). De même ; on a intérêt à avoir une structure guidante telle que la double hétérojonction, pour éviter au maximum la perte de photons par réabsorption et réémission hors axe.

III.9.3 Rendement externe

On définit le rendement externe comme étant le rapport du nombre de photons émis ($P_{lum}/\hbar\omega$) sur le nombre d'électrons utilisés (I/e). Au-delà du seuil, le rendement externe tend de manière asymptotique vers le rendement différentiel.

$$\Rightarrow \eta_{\text{ext}} = \eta_d \left(1 - \frac{I_s}{I}\right)$$

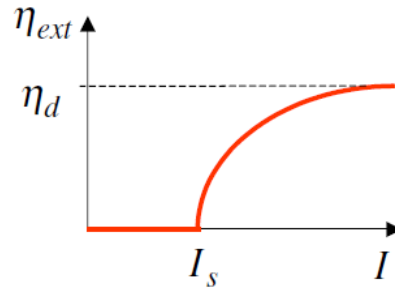


Figure III.13 : Le rendement différentiel et externe en fonction de courant

III.9.4 Rendement total

Le rendement total est défini comme étant le rapport entre la puissance lumineuse émise et la puissance électrique consommée. On voit qu'au-delà du seuil, le rendement total est essentiellement conditionné par le rendement différentiel.

$$\eta_{\text{tot}} = \frac{P_{\text{lum}}}{P_{\text{elec}}} = \frac{P_{\text{lum}}}{IV_a}$$

$$\eta_{\text{tot}} = \frac{\hbar\omega}{eV_a} \eta_d \left(1 - \frac{I_s}{I}\right)$$

On retrouve dans cette formule, l'expression du rendement externe :

$$\eta_{\text{tot}} = \frac{E_g}{eV_a} \eta_{\text{ext}} [eV_a \approx \Delta E_F > E_g]$$

Les rendements des lasers à S-C sont de l'ordre de plusieurs dizaines de pour-cent alors que les lasers classiques (lasers à gaz et à cristaux ou verres dopés) ont des rendements typiquement de l'ordre du pour-cent. La raison de cette différence est, d'une part la grande densité de dipôles électriques et d'autre part, la méthode d'inversion de la population par simple polarisation de la jonction.

Dans les lasers classiques l'inversion de population se fait de manière optique (le pompage optique) par des lampes dont le spectre est très large et pour lequel beaucoup de photons restent dès lors inutilisés car ils sont en dehors de la condition d'excitation des transitions atomiques utiles au pompage optique. Il y a de plus une grande perte de photons, due au fait

que les lampes émettent un rayonnement incohérent et isotrope qui est difficile à maîtriser du point de vue de la géométrie de l'éclairage du matériau à gain (par exemple, il faut utiliser des réflecteurs pour récupérer les photons émis dans la direction opposée au cristal amplificateur...).

Exemples : Laser au GaAs : $\eta_d = 80 \%$, $\eta_{tot} = 50 \%$;

Laser à gaz (Ar, He-Ne) : $\eta_{tot} = 1\%$.

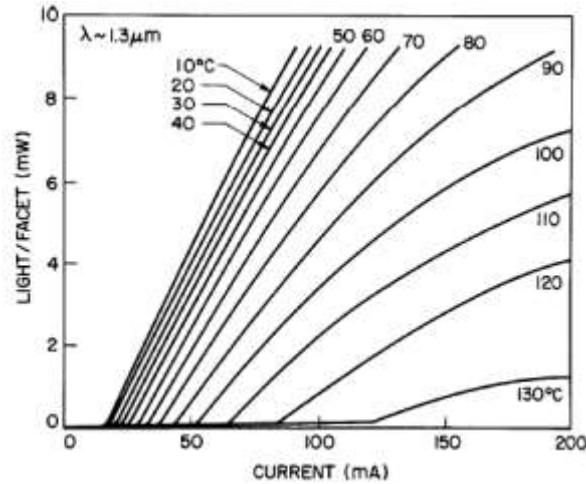


Figure III.14 : Exemple de courbes expérimentales de puissance émise en fonction du courant d'excitation.

$$\begin{aligned} \text{Si } T \uparrow &\Rightarrow \alpha_{int} \uparrow \Rightarrow \eta_d \downarrow \\ &\Rightarrow \tau_c \downarrow; n_0 \uparrow \text{ et } n_e^* \uparrow \Rightarrow I_s = \frac{eVol \times n_e^*}{\tau_c} \uparrow \end{aligned}$$

Le rendement différentiel diminue avec l'augmentation de la température, ceci est dû à une augmentation des pertes internes liée à la température (diffusion des photons par les phonons du cristal). On voit en particulier l'existence d'un courant de seuil qui augmente avec la température. Ceci est dû au fait que l'augmentation de la température diminue le temps de vie non-radiative des porteurs minoritaires (interaction des électrons avec les phonons du cristal) de laquelle découle une augmentation de la densité de seuil n_0 et de la densité de porteurs à l'équilibre n_e^* .

III.10 Structures des Lasers

III.10.1 Laser monomode

Pour les applications aux télécommunications optiques, on a intérêt à avoir une source laser monochromatique : un laser qui n'oscille que sur un mode. On a vu que, même si il y a un mode dominant correspondant au maximum de la courbe de gain, le laser émet toujours sur plusieurs modes. Pour éliminer complètement les modes non-dominants, on crée artificiellement des pertes additionnelles pour ces modes.

Exemple 1 : Le schéma suivant est celui du « laser à cavité externe ». Un des miroirs du cristal S-C est supprimé en appliquant sur la surface clivée une couche antireflet (multicouche diélectrique). La cavité est alors formée à l'extérieur à l'aide d'un réseau de diffraction utilisé en monture de Littrow. Les différentes fréquences (modes du laser) sont diffractées par le réseau (c'est à dire que chaque fréquence est réfléchiée avec un angle différent) et une seule fréquence est réfléchiée dans l'axe de la cavité.

En d'autres termes, un seul mode est sélectionné et le laser est idéalement monochromatique (les autres modes étant supprimés complètement par diffraction en dehors de l'axe de la cavité). Cette configuration est encombrante et instable mécaniquement (elle requiert un système d'asservissement mécanique complexe) et ne peut être exploitée dans les applications industrielles (c'est un laser de laboratoire).

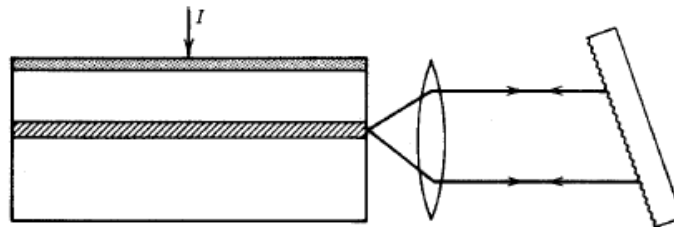


Figure III.15 : Laser à cavité externe accordable.

Exemple 2 : Une solution beaucoup plus pratique pour les applications, consiste à supprimer les deux miroirs de la cavité (par traitement antireflet des faces clivées) et les remplacer par un réflecteur de Bragg distribué. Le réflecteur de Bragg est créé en gravant un réseau à la surface de la dernière couche de la double hétérojonction. Ce réseau étant proche des photons générés, ces derniers subissent la réflexion de Bragg pour la longueur d'onde de Bragg (soit la longueur d'onde optique valant le double de la période du réseau). Ainsi, les photons générés

à la longueur d'onde de Bragg sont réfléchis en tout point du système et effectuent des allers-retours sous le réseau. Ces aller-retour sont analogues à ceux qu'on avait dans la cavité, à part qu'ils ne concernent qu'une et une seule fréquence maintenant. On a donc bien un laser monochromatique qui a en plus l'avantage d'être compact.

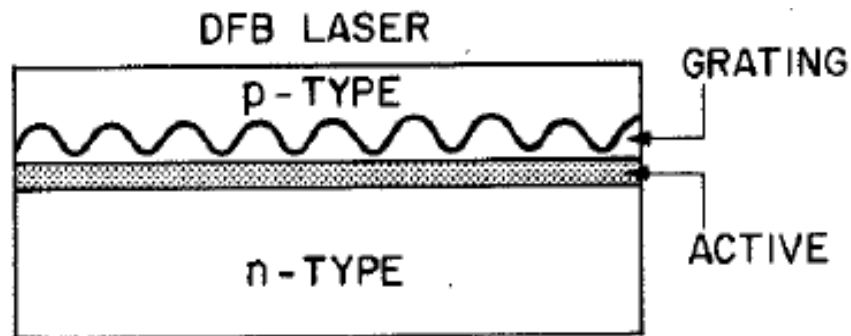


Figure III.16 : Réflecteur distribué (Distributed Feedback Bragg).

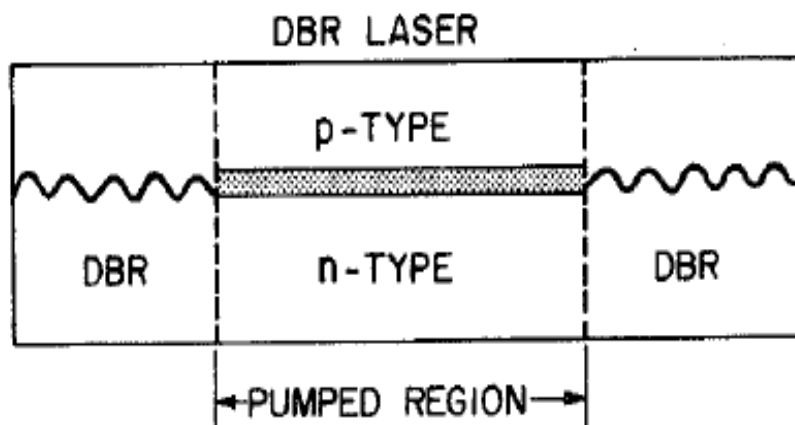


Figure III.17 : Miroirs à réflecteurs de Bragg.

Dans cette dernière configuration, les miroirs de la cavité sont simplement remplacés par des réflecteurs de Bragg (réseaux optiques) gravés près de la zone émettrice. Les réflexions se font donc de manière sélective en longueur d'onde puisque seule la longueur d'onde de Bragg des réflecteurs fait des aller-retour dans la cavité. On obtient ainsi un laser monomode.

La double hétérostructure a permis l'observation d'un effet laser en régime continu et à température ambiante, en URSS et aux USA de manière plus ou moins indépendante au

printemps 1970. Huit années après, la première observation de l'effet laser à basse température et en régime pulsé a eu lieu ; la diode laser commençait à devenir un dispositif réellement intéressant pour les applications. Il fallait attendre encore une décennie, les progrès des techniques de croissance des couches, de la technologie, et la deuxième révolution, celle des puits quantiques, pour que les diodes lasers atteignent des performances excellentes en termes de fiabilité, pour être utilisées dans les télécommunications et le stockage de l'information.

III.10.2 Laser à puits quantiques

En augmentant la tension appliquée à la jonction p-n et donc le courant qui la traverse, on augmente la densité d'électrons et de trous, présente dans la zone de charge d'espace. Si l'on note j la densité de courant électrique, τ le temps de vie des électrons, et si l'on affecte à la zone de recombinaison la largeur typique d , la densité volumique d'électrons (et de trous) dans cette zone est donnée par :

$$n = \frac{j\tau}{ed}$$

Concernant les deux avantages du laser à double hétérostructure (un entonnoir pour les électrons et un guide pour les photons), on peut se demander quelle est l'épaisseur optimale d de la région active de plus faible bande interdite. Il semble qu'il n'y a pas de limite inférieure pour augmenter la densité de porteurs pour un courant donné : plus petite est la région active, plus bas sera le seuil du laser.

En revanche ; la capacité d'une couche mince, à guider les photons, diminue quand l'épaisseur de la couche guidante devient trop faible devant la longueur d'onde optique. Alors qu'une couche de $d = 10\text{nm}$ est un parfait entonnoir à électrons, une onde électromagnétique de longueur d'onde $1\mu\text{m}$ dans le vide est très mal guidée par une telle couche ; le mode électromagnétique guidé s'élargit pour s'évaporer totalement dans les couches voisines (l'onde qui s'échappe de la couche est dite onde évanescente). Cette dissymétrie vient du fait que la longueur d'onde des photons est beaucoup plus grande que la longueur d'onde de De Broglie des électrons.

Comme la longueur d'onde représente fondamentalement la distance typique en dessous de laquelle le champ électromagnétique refuse de varier de manière trop importante, suivant les équations de Maxwell, il est impossible de comprimer une onde sur une distance plus faible que la longueur d'onde. D'où l'idée d'une structure à confinement séparé, dans

laquelle une couche centrale a pour but de confiner les électrons et d'autres couches plus larges, sont optimisées de manière séparée pour optimiser le guide d'onde optique.

Ces structures à confinement séparé utilisées dans les diodes lasers actuelles, sont plus complexes et on entre là dans ce que l'on appelle "l'ingénierie de structure de bande". Deux couches de bande interdite et d'indice intermédiaires servent de guide d'onde, leur épaisseur est optimisée pour obtenir un bon guide d'onde, en tenant éventuellement compte de la densité de puissance optique pas trop grande que l'on souhaite pour limiter les effets thermiques dus à la réabsorption. La couche centrale de gap minimal peut être maintenant aussi petite que l'on veut, pour accroître la densité d'électrons.

La structure de la figure à gauche ci-dessous, présente des discontinuités de bande interdite en dehors de la couche active centrale, des électrons et des trous peuvent éventuellement rester piégés dans des petits puits de potentiel triangulaires formés sous champ par ces discontinuités. De ceci résulte la structure à indice graduel représentée par la figure à droite (GRINSCH laser : GRaded Index Separate Confinement Heterostructure laser). Pour réaliser ce type de potentiel graduel, c'est la concentration de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ qui varie continûment lors de la croissance. En épitaxie par jets moléculaires par exemple, ceci peut être obtenu en imposant une rampe de température à l'une des sources d'un des éléments de l'alliage dans le bâti d'épitaxie, la variation de température modifiant la proportion d'atomes émis pendant le dépôt et donc incorporés dans la couche épitaxiée. D'une manière générale, les progrès des structures lasers ont très largement reposé sur l'amélioration de la qualité de la croissance des matériaux (pureté, contrôle des dopages, qualité des interfaces...).

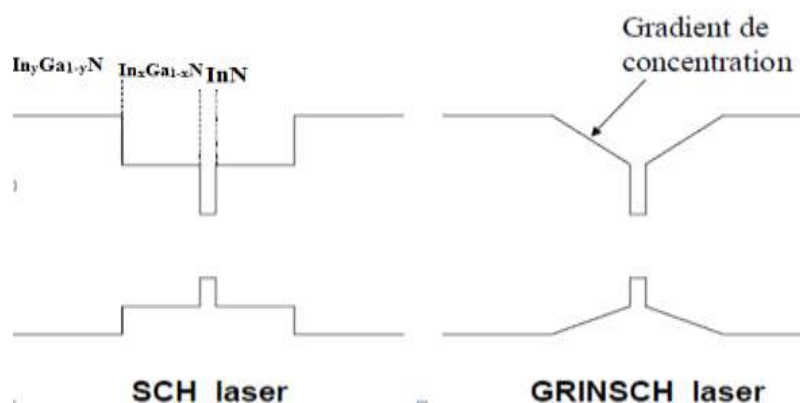


Figure III.18 : Structures laser à confinement séparé (SCH : Separate Confinement Heterostructure).

La couche centrale très mince, de l'ordre de quelques nanomètres a maintenant une dimension de l'ordre de la longueur d'onde de De Broglie des électrons. Des effets de confinement quantique apparaissent dans cette couche qui est un puits de potentiel quantique, dans la direction perpendiculaire aux couches. À ce point, la dépendance du gain optique avec le nombre de porteurs change fondamentalement de régime, car il est nécessaire de s'intéresser aux effets particuliers apportés par le confinement quantique. En effet ; dans un matériau massif, la densité d'état est parabolique alors que dans un puits quantique la densité d'état est constante par morceaux. Ceci est une conséquence de la nature bidimensionnelle du mouvement des électrons dans le plan de la couche quantique, le mouvement dans la troisième direction étant confiné par le puits de potentiel.

Imaginons une population d'électrons et de trous peuplant un matériau massif d'une part, et un puits quantique d'autre part.

- Dans le cas massif, on observe un gain en fonction de l'énergie qui croît lentement au-dessus du gap, suivant la croissance lente de la densité d'état, et qui redescend ensuite quand on s'approche du niveau de Fermi pour finalement s'annuler quand il n'y a plus de porteurs (Fig. ci-dessous).

- Dans le cas du puits quantique, la croissance du gain au-dessus du gap est beaucoup plus abrupte car la densité d'état est immédiatement maximale dès que l'on franchit le gap. La courbe de gain en fonction de l'énergie, pour un même nombre de porteurs est donc beaucoup plus fine et monte donc beaucoup plus haut, et franchit le seuil plus facilement. Pour cette raison, les puits quantiques ont mené là à une forte réduction du seuil des lasers. Si l'on cherche à calculer complètement le gain dans un puits quantique pour une certaine population de porteurs et une certaine température, on doit résoudre un calcul des énergies et états propres dans des puits quantiques, prenant en compte les différentes sous-bandes de valence et la bande de conduction. Les interactions coulombiennes peuvent également affecter énormément le gain optique dans les hétérostructures.

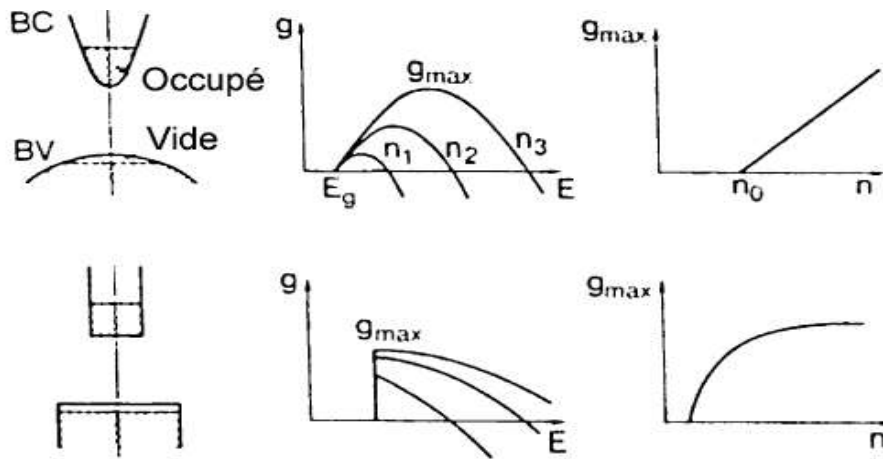


Figure III.19 : Gain dans une double hétérostructure « en volume », et dans une structure à puits quantiques bidimensionnelle.

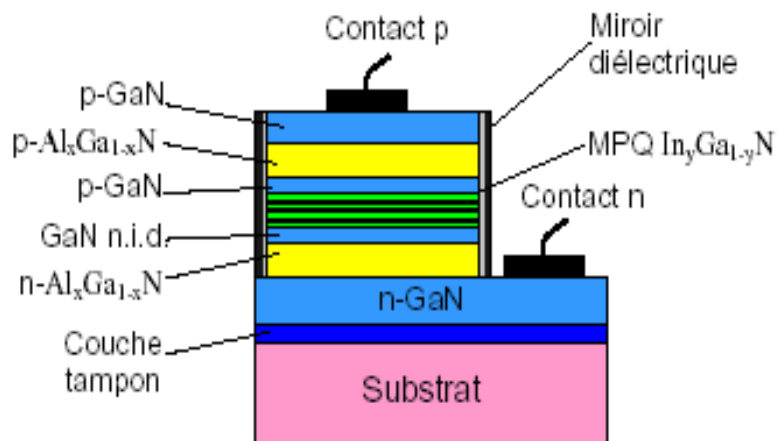


Figure III.20 : Exemple de laser SCH à MPQ, durée de vie > 10000 heures.

III.10.3 Diode laser à cavité verticale

Les diodes laser qu'on vient de voir étaient à émission latérale. Il y a aussi des diodes laser à cavité verticale et émission par la surface (dénommées VCSEL pour Vertical Cavity Surface Emitting Laser).

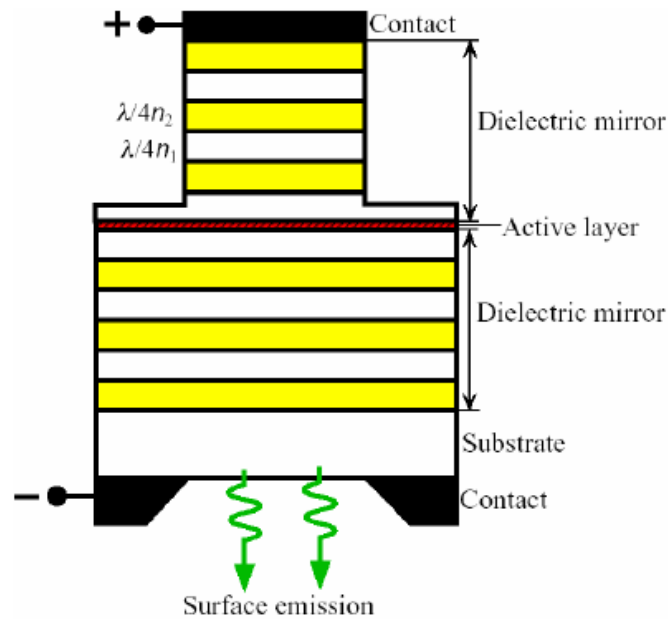


Figure III.21 : Structure d'une diode laser VCSEL

La VCSEL présente des caractéristiques d'émission et un coût de fabrication, qui lui permettent de concurrencer les DL conventionnelles à émission latérale pour certaines applications.

Communications optiques :

- Fonctionnement monomode longitudinal (effet de dispersion chromatique dans les fibres optiques).
- Stabilité en température.
- Faible divergence du faisceau, permettant un meilleur couplage dans les fibres optiques.

Traitement optique du signal : possibilité de réaliser des matrices bidimensionnelles à forte densité d'intégration et faible courant de seuil.

L'obtention de LD verticales présente une utilité entre autres, pour simplifier les dispositifs intervenant dans le stockage de l'information sur disque optique.

Les premières réalisations remontent à 1979 (Soda, Iga et col. Tokyo Institute of Technology). En 1984, une émission continue était obtenue à partir d'une structure de type DH (couche active InGaAsP émettant à 1,3 μm).

La structure d'une VCSEL est représentée schématiquement sur la figure suivante, sur laquelle on peut identifier les éléments essentiels d'une diode laser (couche active, cavité de Fabry-Perot délimitée par des miroirs). Ce composant peut comporter jusqu'à 200 couches semiconductrices superposées.

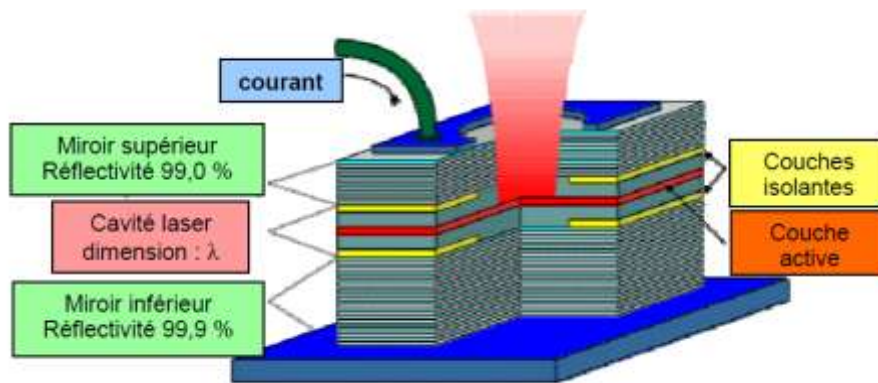


Figure III.22 : Coupe schématique d'une VCSEL.

La cavité optique a une longueur L de l'ordre de 1 à 3 longueurs d'onde, ce qui est très court comparé à une DL à émission latérale (L de l'ordre de $300\mu\text{m}$). Pour une cavité courte, il est possible de compenser l'influence du terme en $1/L$ dans l'expression de α_{mir} , par une augmentation des pouvoirs réflecteurs R_1 et R_2 des miroirs, afin de conserver une valeur raisonnable du gain au seuil g_s . Des valeurs voisines de 100 % sont nécessaires pour R_1 et R_2 ; des valeurs aussi élevées ne peuvent être obtenues avec des miroirs métalliques et il est nécessaire de faire appel à des miroirs multicouches de type DBR (Distributed Bragg Reflector).

Les couches composant la structure (miroirs, couche active, cavité) sont déposées par épitaxie de composés semi-conducteurs dont on contrôle la composition et l'épaisseur (la précision sur l'épaisseur est de l'ordre de la couche monoatomique). La lumière est émise orthogonalement à la couche semi-conductrice et parallèlement au sens de propagation du courant d'alimentation. L'ouverture circulaire sur la couche supérieure permet de laisser passer le faisceau laser.

Couche active : La couche active, placée au centre de la cavité, comporte généralement plusieurs puits quantiques (de 1 à 3 puits), ce qui représente une épaisseur de l'ordre de $d = 20$ nm. Elle n'occupe qu'une faible partie de la cavité.

Un contact annulaire déposé en surface du dispositif permet l'injection de courant à travers les couches qui constituent les miroirs DBR, tout en laissant passer la lumière en son centre. Diverses astuces technologiques sont utilisées pour forcer les lignes de courant à traverser le centre de la zone active (hétérojonctions latérales, présence de couches isolantes sur le pourtour, bombardement par des protons).

Miroirs multicouches : Ils utilisent les interférences constructives d'une onde réfléchi sur un milieu présentant une variation périodique d'indice de réfraction (réflexion de BRAGG). Ces miroirs sont constitués d'un empilement de couches semiconductrices (ou parfois diélectriques) non absorbantes, dont les indices de réfraction varient alternativement d'une couche à l'autre, comme indiqué sur la figure suivante (avec $n_1 < n_2$).

Les rayons 1, 2, 3, etc, proviennent des faibles réflexions partielles aux différentes interfaces. A incidence normale, ces ondes sont en phase si l'épaisseur e est égale à $\lambda/4$, où λ est la longueur d'onde dans le milieu d'indice n_1 ou n_2 . L'épaisseur e ne doit pas être égale à $\lambda_0/2$ comme on pourrait le penser car une fois sur deux, l'onde provenant du milieu de faible indice n_1 , subit un déphasage de π ; alors que le déphasage est nul lorsque l'onde provient du milieu d'indice élevé n_2 .

Les champs s'ajoutent alors (interférences constructives) et le pouvoir réflecteur R est une fonction croissante du nombre de périodes m et des indices de réfraction n_1 et n_2 des couches.

On peut montrer :

$$R = \left[\frac{1 - \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}}{1 + \frac{n_s}{n_0} \left(\frac{n_1}{n_2} \right)^{2m}} \right]^2$$

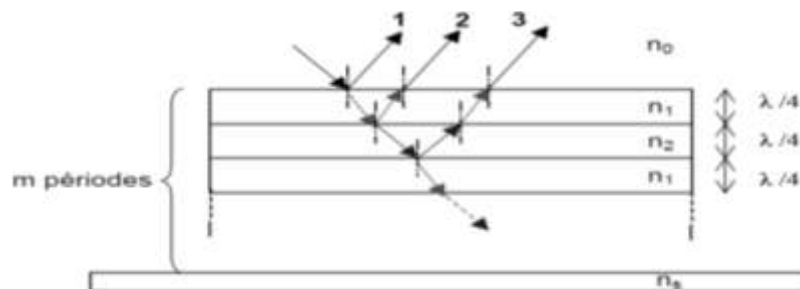


Figure III.23 : Réflexion sur un système « multicouches non absorbantes ».

III.11 Composants de puissance

Les seuils des lasers à semiconducteurs sont assez bas (typiquement 200 A.cm^{-2}). Quand on cherche à sortir le maximum de puissance d'une diode laser, on augmente le courant ; et la puissance de sortie augmente presque linéairement avec ce courant au-dessus du seuil. Comme on l'a vu, le seuil est déterminé par les pertes par absorption (pertes

internes) et les pertes optiques (vers l'extérieur de la cavité, qui sont tout de même des pertes utiles). Au-dessus du seuil, augmenter le courant revient à augmenter le nombre de porteurs qui traversent la zone active (par définition même du courant). Pourtant, le gain ne peut pas physiquement dépasser sa valeur au seuil donné par l'expression ($g = f(\alpha, L, R)$) ; sinon on aurait une onde optique croissante dans la cavité, ce qui ne correspond pas à une solution physique stationnaire.

Cette relation donne donc le gain au seuil, mais aussi au-dessus du seuil, où le gain reste alors constant. Cela implique que le nombre de porteurs n est constant, ce qui n'est compatible avec l'augmentation du courant que si leur temps de vie moyen diminue. Et c'est exactement ce qui se passe grâce au phénomène d'émission stimulée.

Au-dessus du seuil, les porteurs incidents dans la zone active sont convertis en photons par émission stimulée, de manière beaucoup plus rapide que sous le seuil ; c'est ce qui permet de conserver leur population constante quand le courant augmente. Autrement dit, tout courant au-dessus du seuil est converti en lumière, mis à part certaines pertes toujours présentes (absorption des photons émis, recombinaisons non radiatives) qui permettent de définir un rendement différentiel en watt/ampère. Il s'agit de la pente de la caractéristique $I(V)$ de la diode laser.

A très haut courant d'injection, les caractéristiques de la diode finissent par se dégrader, parfois définitivement. La dégradation des performances peut provenir d'abord de l'augmentation des canaux non-radiatifs avec le courant (courants de fuite, mécanismes de recombinaison non radiative plus efficaces pour une densité de porteurs élevée...). Il peut exister également des problèmes thermiques, les mêmes problèmes qui ont rendu les progrès des lasers à semi-conducteurs assez lents au début de leur histoire.

Les pertes non radiatives (en particulier sur les surfaces du cristal, au niveau des facettes miroirs) et l'absorption résiduelle contribuent à chauffer le composant. Plusieurs phénomènes s'associent pour une augmentation de la température : quand la température augmente, le gain optique diminue, ainsi que le gap du matériau. Tout ceci contribue à accroître l'absorption et donc la température.

La montée en température de la structure peut aussi contribuer aux migrations de dislocations qui vont augmenter les pertes non radiatives et donc l'échauffement : on se trouve alors en présence d'une spirale de dégradation du dispositif. Par exemple, sur les composants de puissance GaAs/AlAs, au niveau des facettes, les pertes non radiatives sont plus importantes en raison d'états de surface spécifiques, favorisant les recombinaisons non radiatives.

La structure commence alors à se dégrader à haute puissance et le composant finit par se détruire. On peut pallier à ces problèmes par le traitement des surfaces (passivation, dépôts de miroirs diélectriques qui ont également une fonction de limitation de la fragilité des facettes vis-à-vis du flux optique) ainsi que par l'évacuation de la chaleur par l'embase sur laquelle est soudé le semi-conducteur. Ce sont des points très délicats nécessitant un important savoir-faire.

Pour obtenir toujours plus de puissance, il est naturel d'assembler différents lasers côte à côte sur une barrette laser (au détriment naturellement de la qualité globale de faisceau). La gestion de la dissipation thermique de ces barrettes est un point crucial, d'autant plus difficile à résoudre que la densité de composants est grande.

On peut avoir éventuellement recours à une circulation de fluide dans les embases en cuivre pour refroidir les composants. Si l'on veut toujours plus de puissance, on peut empiler des barrettes ensemble. Une barrette de 1cm de large peut sortir aujourd'hui 50 watts continu ou 100 watts quasi continu ; un empilement de barrettes peut fournir des puissances supérieures à 300 watts continu et des puissances crêtes focalisées dépassant les 10 kW.cm^{-2} .

III.12 Constitution d'une diode laser bleue

La figure(III.17) représente le schéma d'une diode laser bleue dans laquelle la couche active (responsable de l'émission) est une structure à multi-puits quantiques (In,Ga)N/GaN. Malgré l'avancée technologique et commerciale de ces dispositifs, certains paramètres fondamentaux des matériaux utilisés restent fort peu connus. La difficulté d'élaboration de ces matériaux et du contrôle de leurs propriétés électriques (maîtrise du dopage) a longtemps limité la détermination de ces paramètres ainsi que leur utilisation dans les composants électroniques.

Le nitrure de gallium (GaN), par exemple, n'existe pas à l'état naturel, il doit donc être déposé sur un autre matériau (saphir, silicium ...) qui ne présente pas les mêmes propriétés structurales que le substrat. Ce désaccord altère les qualités optiques et électroniques de ces matériaux. L'optimisation des dispositifs nécessite donc une connaissance approfondie des paramètres fondamentaux et, des effets physiques qui régissent les propriétés optiques et électroniques de ces semi-conducteurs nitrurés.

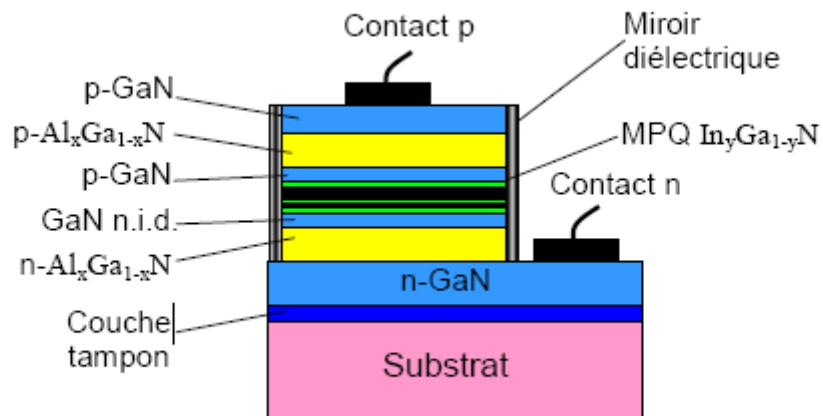


Figure III.24 : Constitution d'une diode laser bleue dans laquelle la couche active est une structure à multi-puits quantiques (InGa)N/GaN.

III.13 Conclusion

Les diodes Laser reste un sujet de recherches très actif. Les travaux en cours continuent d'étendre le domaine des performances accessibles, puissance, longueur d'onde, cohérence etc. Les progrès actuels sont néanmoins très rapides et la réunion de caractéristiques qui apparaissent aujourd'hui contradictoires sera sans doute possible demain.

CHAPITRE IV

IV.1. INTRODUCTION

Le sujet porte sur la simulation et l'optimisation d'une diode laser bleue à base de GaN cubique. L'objectif de ce chapitre est la simulation sous logiciel SILVACO. La décomposition de ce chapitre se fera en deux parties. La première partie présentera la structure utilisée dans la simulation, dans le but d'approcher schématiquement le composant réel. La deuxième partie présentera l'analyse statique et dynamique de la diode laser bleue à base GaN/InGaN, en utilisant le logiciel de simulation SILVACO ; nous essayerons donc d'interpréter.

IV.2. RESULTAS SOUS SILVACO ET INTERPRETATION

Une étude en régime statique est indispensable, elle permet de vérifier le bon fonctionnement d'un composant et fournit des informations nécessaires pour l'élaboration du schéma électrique équivalent au dispositif.

Dans cette étude, nous utilisons le logiciel de simulation SILVACO.

La structure de notre diode laser à base d'InGaN/GaN, est donnée par la figure IV.1.

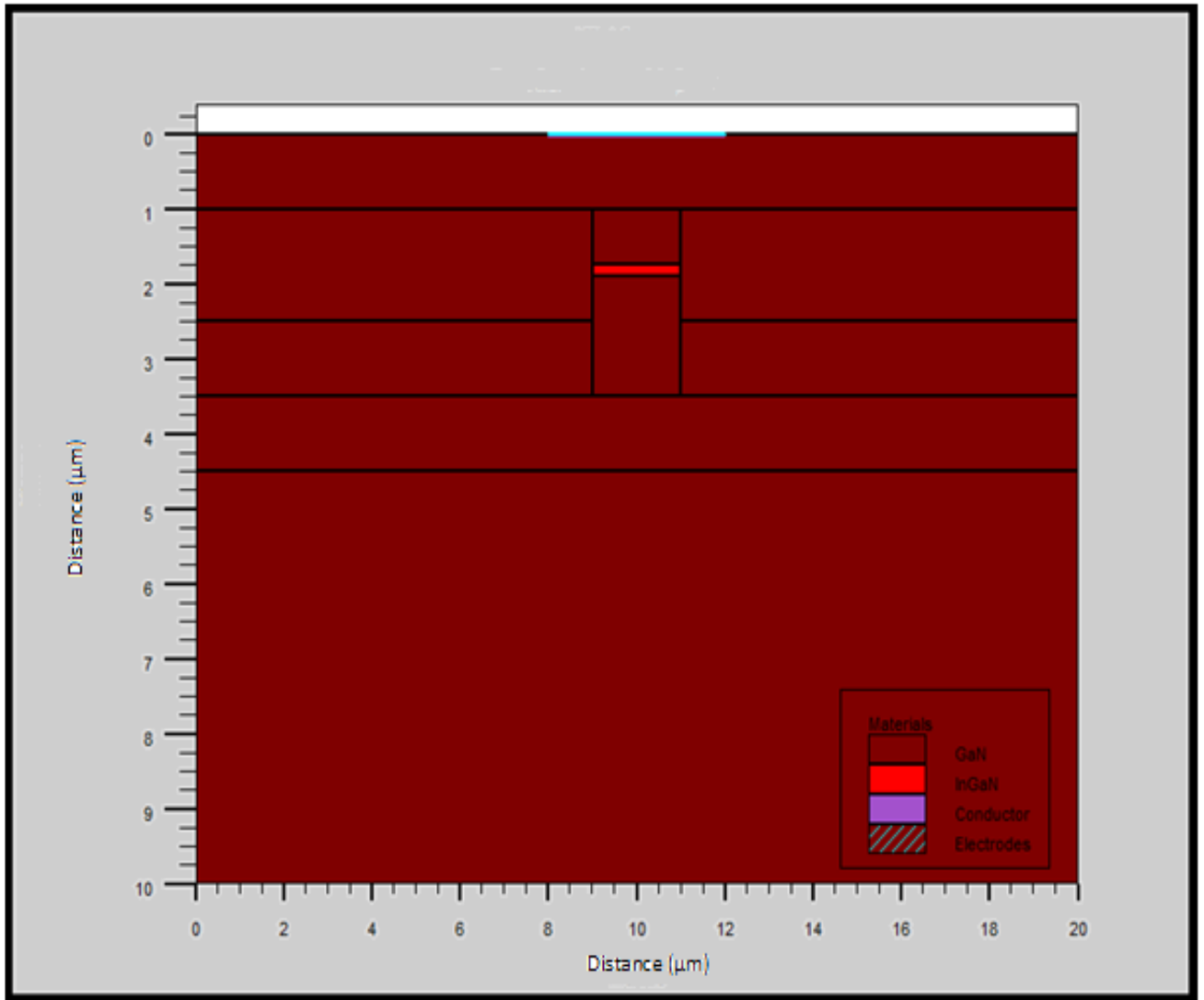


Figure IV.1 : Structure étudiée de diode laser à base de GaN/InGaN.

Du haut vers le bas, les différentes couches qui constituent la diode sont :

- Une couche de GaN dopé n de concentration 1.10^{18}cm^{-3} et ayant une épaisseur de 1 μm et une longueur de 20 μm .
- Une couche de GaN dopé p de concentration 2.10^{17}cm^{-3} et ayant une épaisseur de 1.5 μm et une longueur de 9 μm .
- La couche de GaN dopé p de concentration 2.10^{17}cm^{-3} et ayant une épaisseur égale à 1.5 μm et une longueur de 9 μm .
- Une couche GaN dopé n de concentration 1.10^{18}cm^{-3} et ayant une épaisseur de 0.75 μm et une longueur de 2 μm .
- Une couche active de $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ dopée p de concentration 2.10^{15}cm^{-3} et ayant une épaisseur de 0.15 μm et une longueur de 2 μm .

- Une couche GaN dopé n de concentration 2.10^{17}cm^{-3} et ayant une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ et une longueur de $9 \mu\text{m}$.
- Une couche GaN dopé n de concentration 2.10^{17}cm^{-3} et ayant une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ et une longueur de $9 \mu\text{m}$.
- Une couche de GaN dopé p de concentration 1.10^{18}cm^{-3} et ayant une épaisseur de $1.6 \mu\text{m}$ et une longueur de $2 \mu\text{m}$.
- Une couche de GaN dopé p de concentration 1.10^{18}cm^{-3} et ayant une épaisseur de $1 \mu\text{m}$ et une longueur de $20 \mu\text{m}$.
- Une couche de GaN dopé p de concentration 2.10^{18}cm^{-3} et ayant une épaisseur de $5.5 \mu\text{m}$ et une longueur de $20 \mu\text{m}$.

Le profile de dopage de la structure est donné par la figure IV.2.

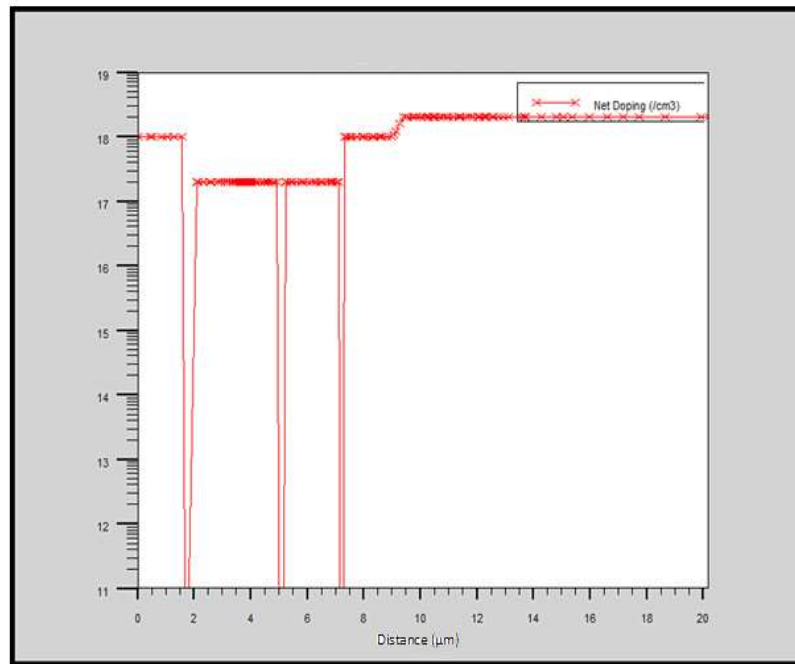


Figure IV.2 : Profile de dopage de la diode du sommet vers le bas.

Le maillage : le maillage de notre structure est donné par la figure IV.3

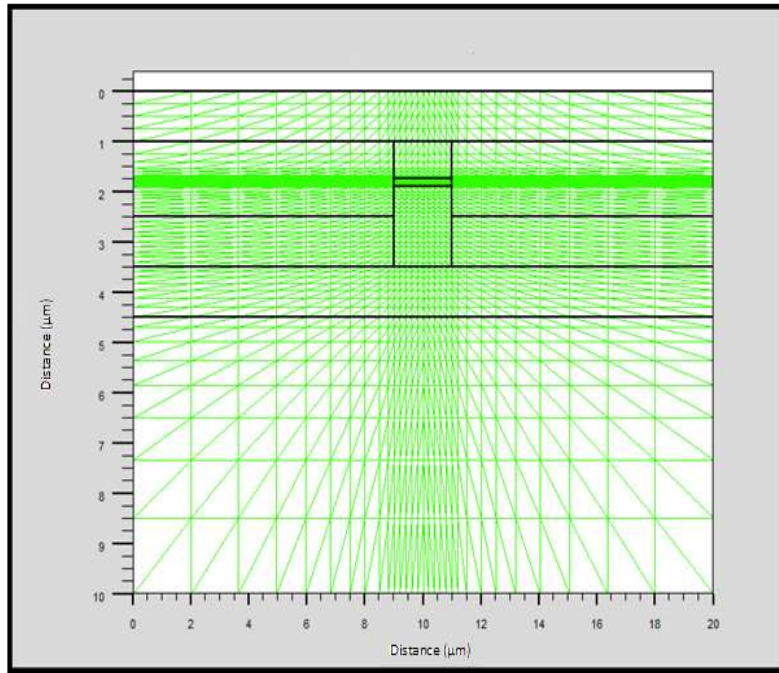


Figure IV.3 : Le maillage de la diode laser

Pour procéder à la simulation numérique, il est nécessaire de définir le maillage de la structure. L'outil ATLAS-SILVACO permet de définir les dimensions de la structure simulée, les paramètres des zones dopées (l'emplacement, le type, le niveau et le profil de dopage), de placer les contacts électriques sur la structure et définir le maillage. Le maillage divise la structure simulée en petites cellules pour pouvoir résoudre les équations de poisson numériquement.

Pour assurer une bonne précision lors de la simulation, il faut avoir le maillage le plus fin possible. Malheureusement, si le maillage est très fin, on augmente le nombre d'éléments à calculer et par conséquent le temps de calcul est très long. Il est donc nécessaire de trouver un compromis entre le temps, et la précision de calcul. Pour cela on affine le maillage seulement au niveau des sensibles.

-Electrodes

« Atlas » a une limite de 50 électrodes qui peuvent être définies. Le format de définition d'électrodes est comme suit:

ELECTRODE NAME = < nom de l'électrode > < position des paramètres >

La figure (IV.4) montre la position de l'anode et la cathode par des valeurs de x et de y.

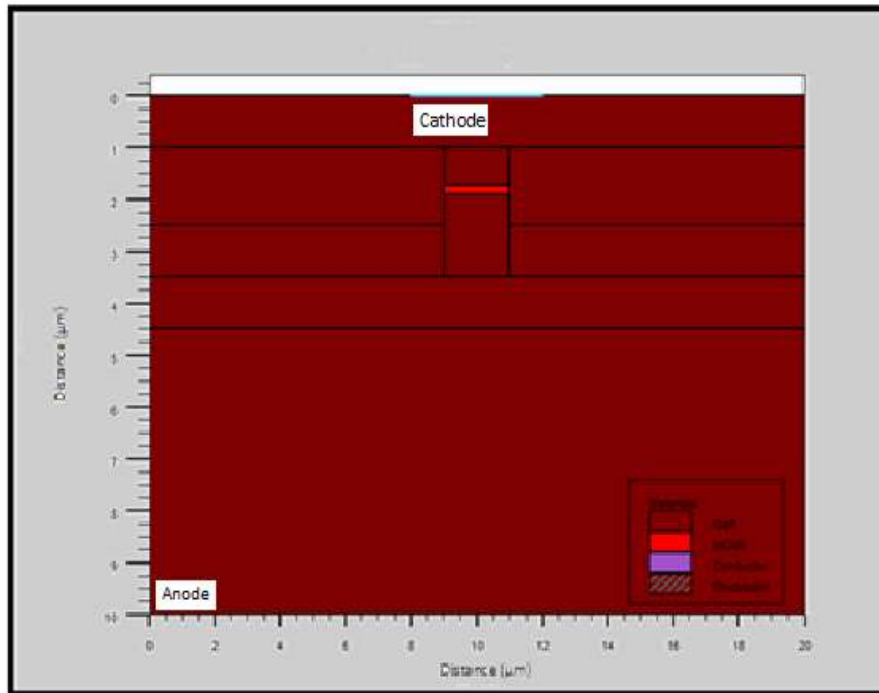


Figure IV.4 : Définition des électrodes

-Variation du courant en fonction de la tension

Le premier paramètre à déterminer dans un laser est le courant ou la tension de seuil, grandeur à partir de laquelle il y a lasage : l'émission de la lumière commence. Pour que le phénomène se produise, il faut qu'il y ait création de courant. Les résultats simulés sont représentés par la figure IV.5. Nous trouvons une tension de seuil égale à 2.75 V, et une pente de l'ordre de 0.8mA/V.

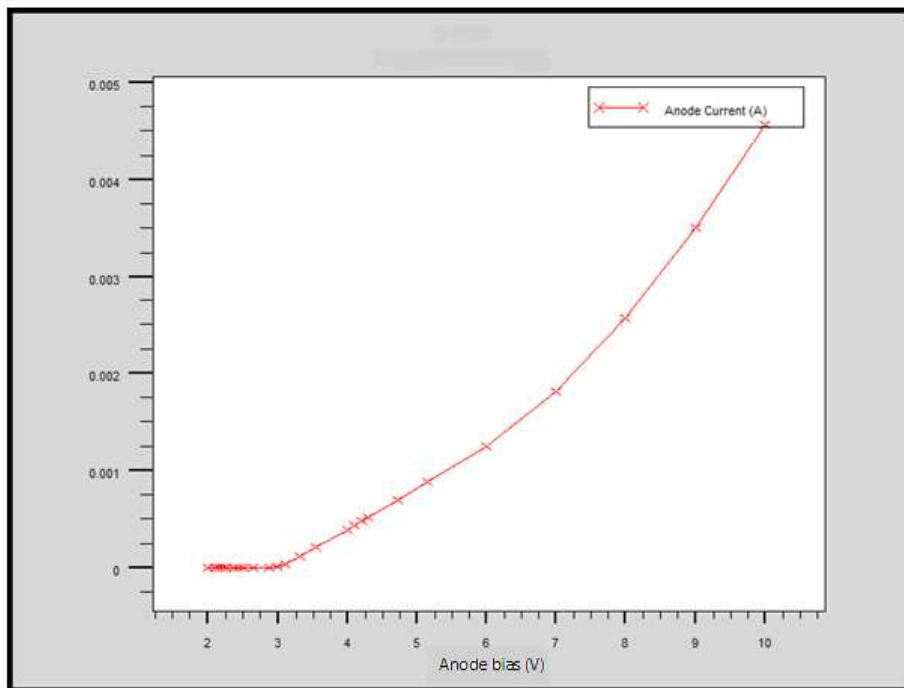


Figure IV.5 : Variation du courant en fonction de la tension

-Variation du gain en fonction du courant, de la tension, de la puissance et de la densité de photons

L'émission LASER résulte de la recombinaison des porteurs de charges (électrons et trous) dans la région active du dispositif. Sur la figure (IV.6), on constate que pour des faibles tensions de polarisation (< 2.5 V) le gain est négatif ce qui traduit l'absence de l'émission LASER, mais au-delà de cette valeur, il devient positif ce qui traduit l'apparition de l'émission LASER.

En absence de polarisation ou bien si la polarisation est faible, une densité très faible de porteurs arrive à la région active de très petites dimensions, mais elle est insuffisante pour l'émission LASER. Par contre, lorsque la diode laser est polarisée en direct les électrons et les trous sont injectés dans la population de la région active du dispositif où la recombinaison se produit souvent. Ces électrons et les trous se recombinent pour émettre des photons.

Lorsque la tension de polarisation (ou bien la densité de courant) atteint une certaine valeur (>2.75 V) le gain atteint le maximum égal à 22.5 et reste constant, c'est le phénomène de saturation.

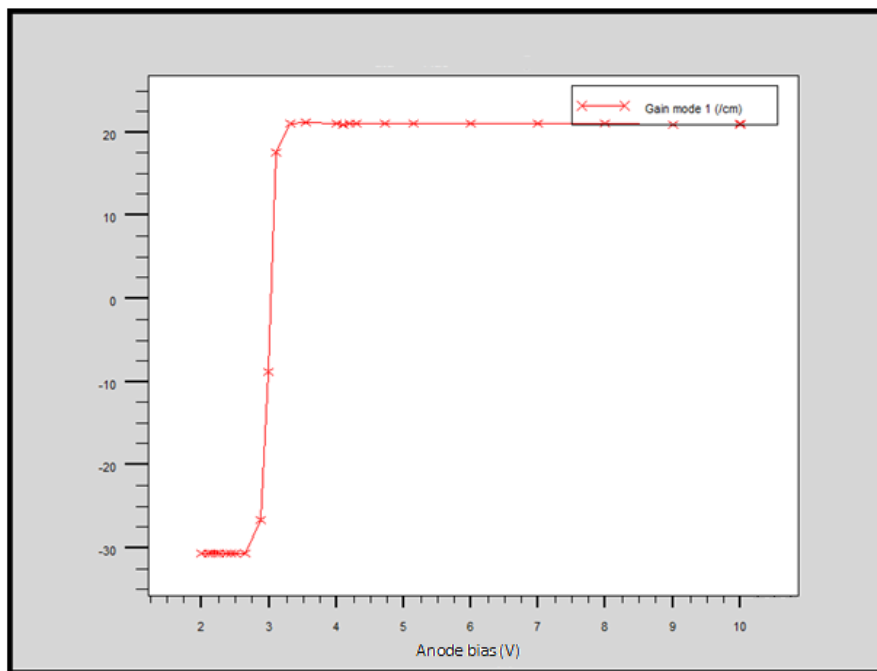


Figure IV.6 : Variation du gain en fonction de la tension

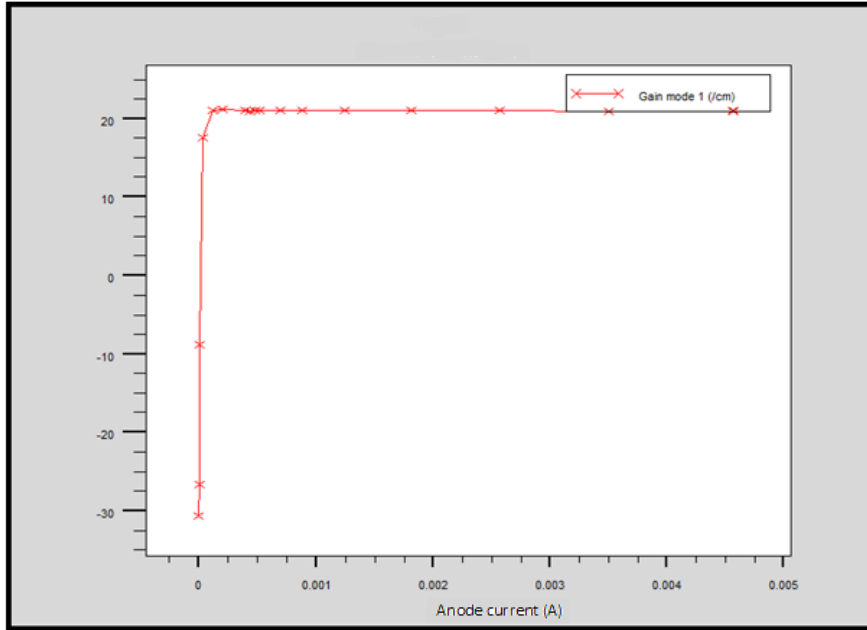


Figure IV.7 : Variation du gain en fonction du courant

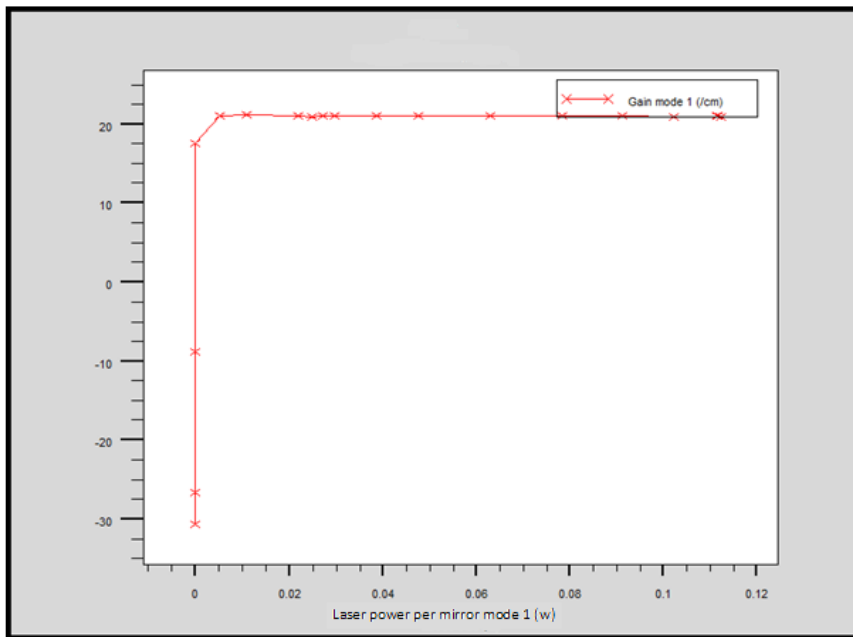


Figure IV.8 : Variation du gain en fonction de la puissance

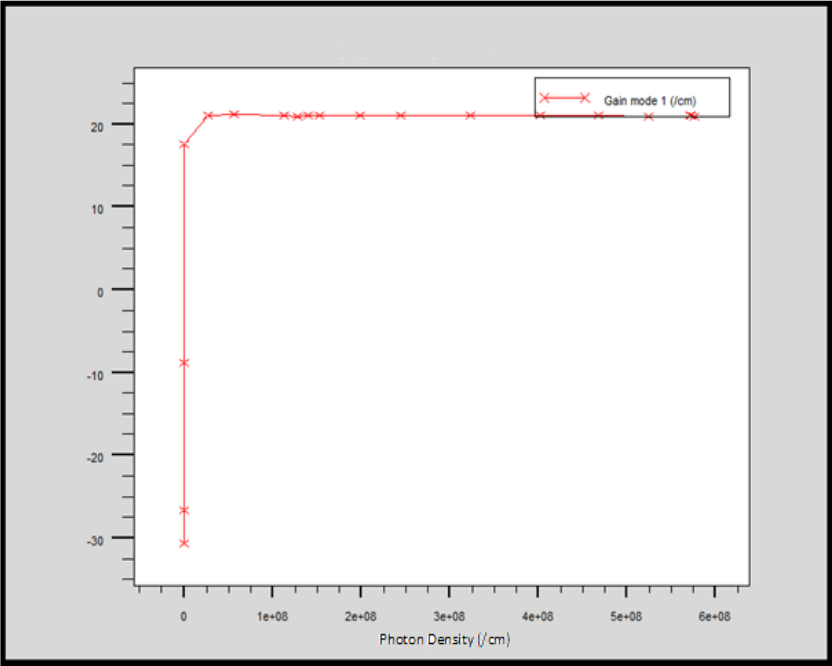


Figure IV.9 : Variation du gain en fonction de la densité de photons

-Variation de la puissance en fonction de la tension et du courant

Sur la figures (IV.10), l'endroit ou l'on ne voit pas la pente on parle de l'émission spontanée c'est à dire le courant n'arrive pas a réaliser l'inversion de population. L'endroit ou la pente de la courbe augmente brusquement correspond au seuil d'oscillation laser c'est-à-dire l'émission stimulé.

Si nous poursuivons l'augmentation de la tension de polarisation, on remarque une chute de la puissance LASER expliqué par la destruction du dispositif. Donc il est nécessaire, pour un fonctionnement stable de la diode laser, de régler le courant de la diode.

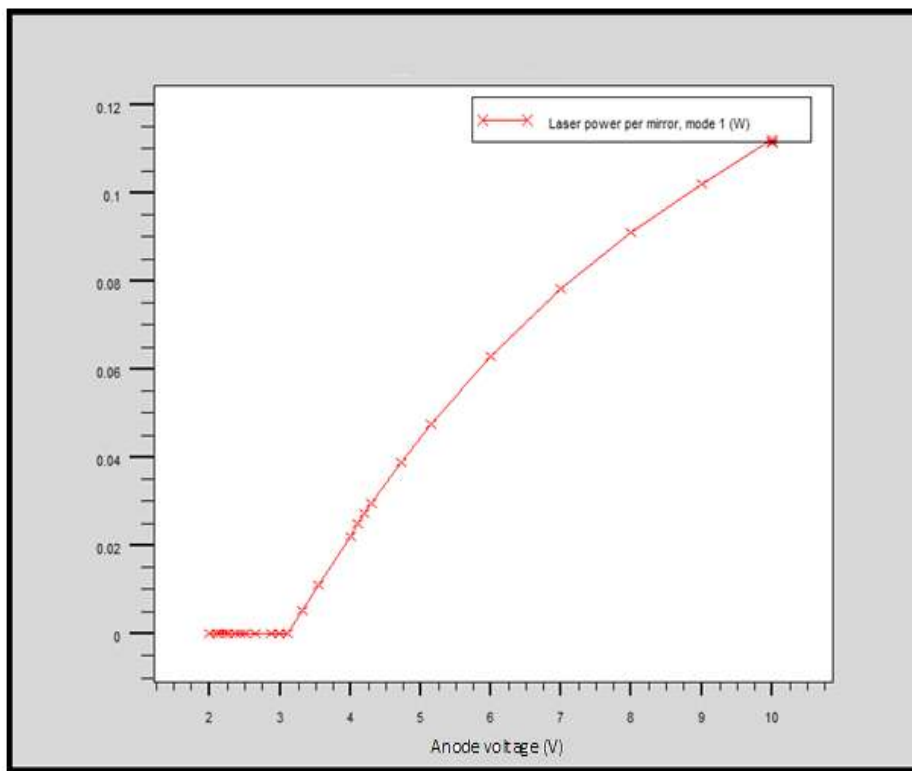


Figure IV.10 : La puissance totale en fonction de la tension

Après cela, nous avons calculé la puissance par miroir, en fonction de la densité de courant injecté.

La pente de la droite donnant la croissance linéaire de la puissance en fonction du courant, définit le rendement différentiel du laser. C'est une quantité essentielle dans la mesure ou l'on a toujours intérêt à avoir un rendement différentiel le plus élevé possible pour atteindre une puissance lumineuse donnée avec un minimum de courant.

Les résultats sont illustrés par la figure IV.11. Dans la plage 0A – 0.001A, nous avons une différence de puissance de 45 mW. Cela nous donne une pente égale à peu près à 45 et c'est le rendement différentiel.

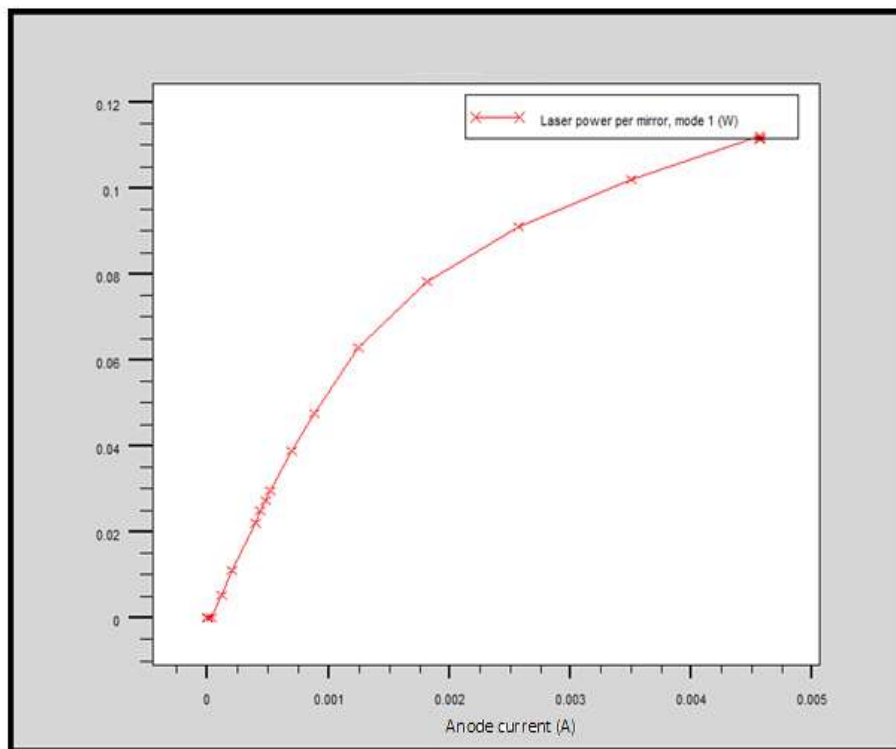


Figure IV.11 : La puissance par miroir en fonction de courant

-Variation de la densité de photons en fonction du courant et de la tension

Lorsqu'on applique une polarisation directe faible la densité d'électrons et de trous injecté est faible, ce qui implique que les photons qui sont émis sont soit absorbé par la cavité soit perdu à l'extérieur, mais au fur et à mesure que la polarisation augmente, les porteurs sont injecté jusqu'à ce que finalement la condition de seuil soit satisfaite et une densité importante de photons commence à s'accumulée dans la cavité, par conséquent l'émission stimulé commence à ce produire et domine l'émission spontané.

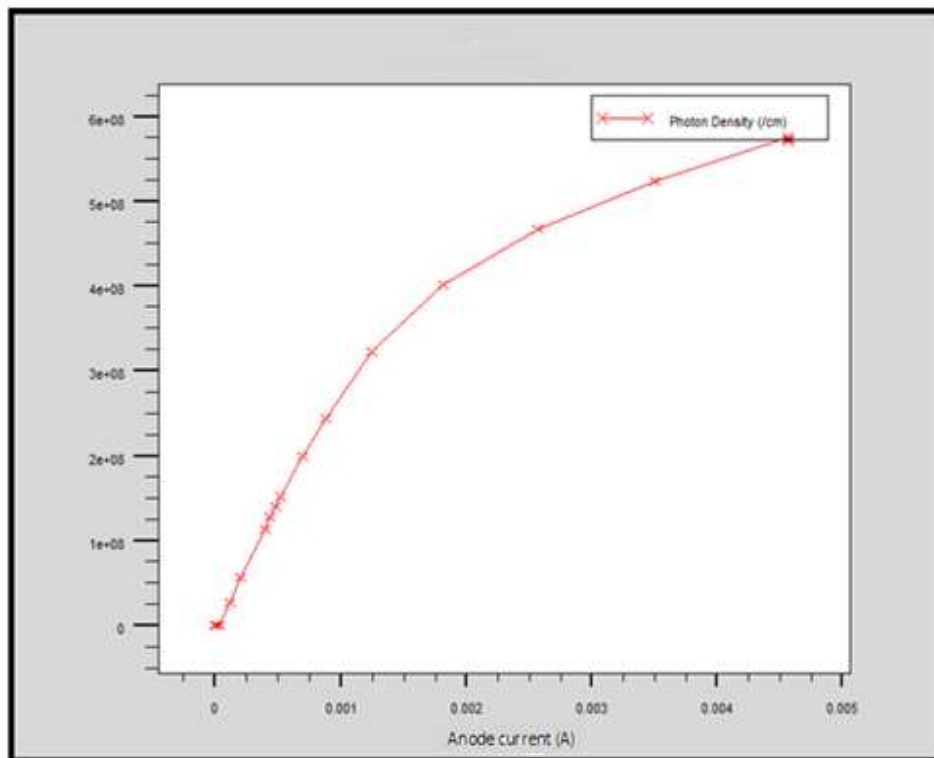


Figure IV.12 : Variation de la densité de photons en fonction du courant

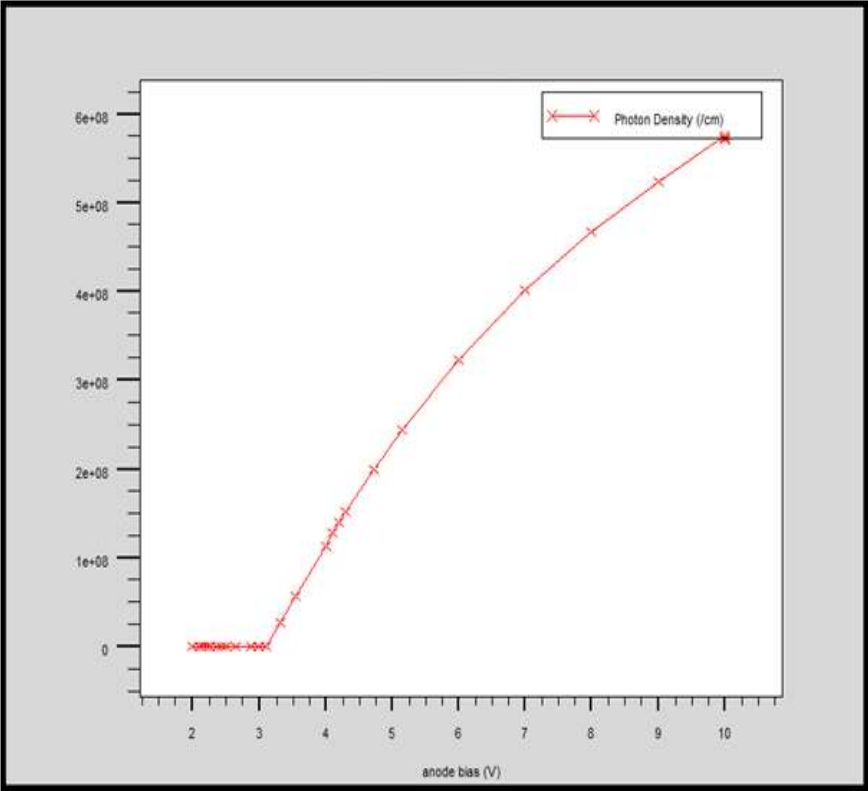


Figure IV.13 : Variation de la densité de photon en fonction de la tension

-Variation de la densité de photons en fonction de la puissance

D'après la figure (IV.14), On constate qu'il existe une relation linéaire entre la puissance et la densité de photons de façon que la puissance augmente avec l'augmentation de la densité de photons.

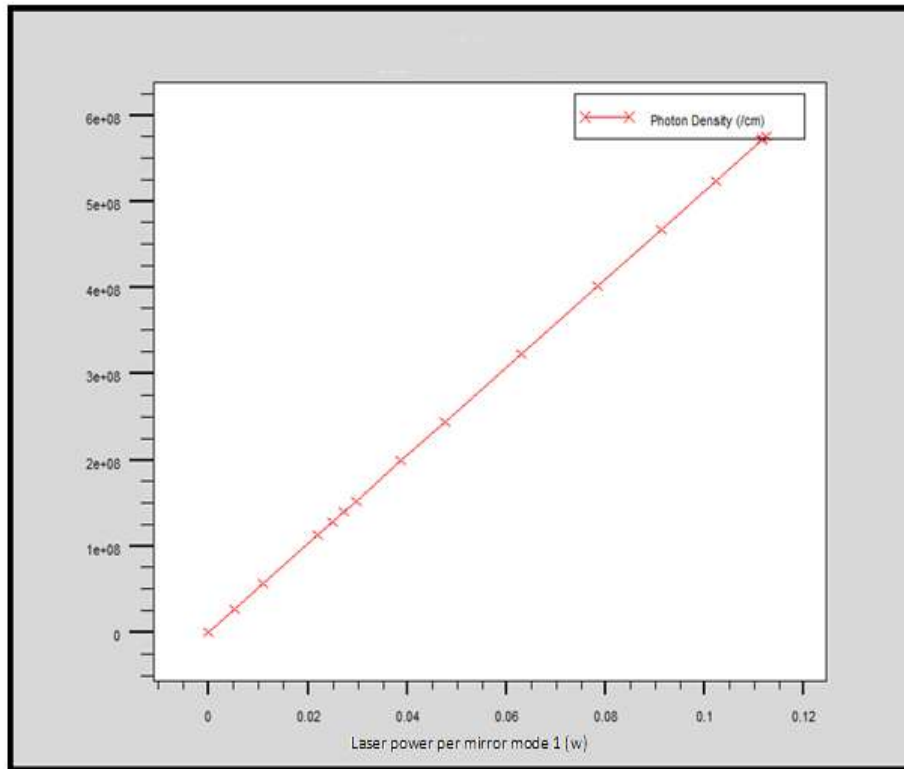


Figure IV.14 : Variation de la densité de photon en fonction de la puissance

-Effet de la longueur de cavité sur le gain

Dés qu'on augmente la longueur de cavité le gain devient de plus en plus faible ; ça veut dire que les pertes ont augmentées et pour des faibles longueurs de cavité le gain augmente comme c'est montré dans les figures suivantes.

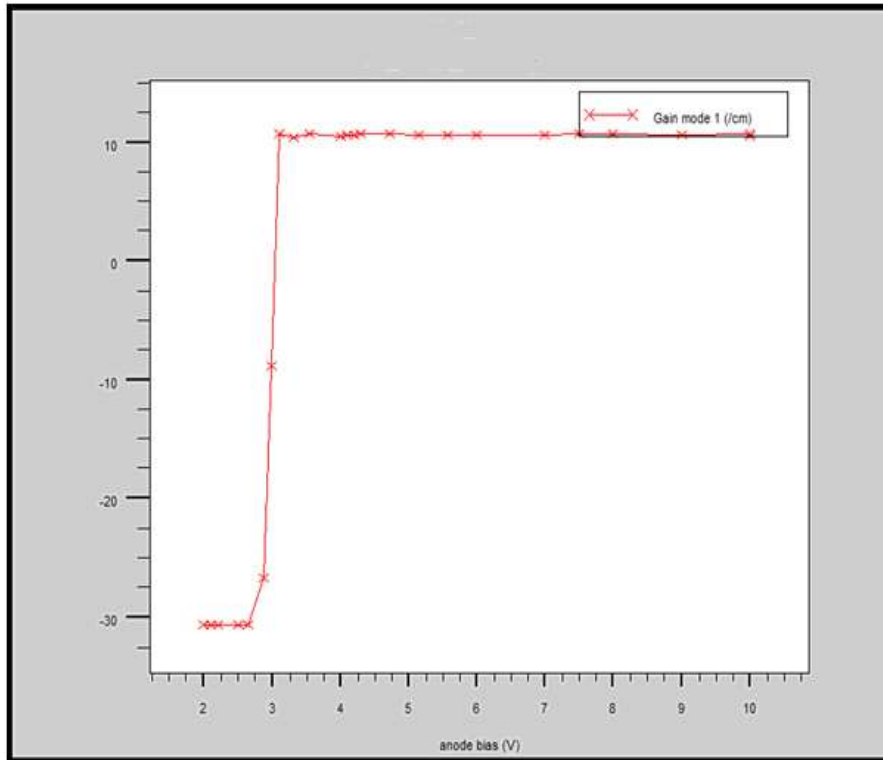


Figure IV.16 : Variation du gain en fonction de la tension dans la longueur de cavité 100 μ m.

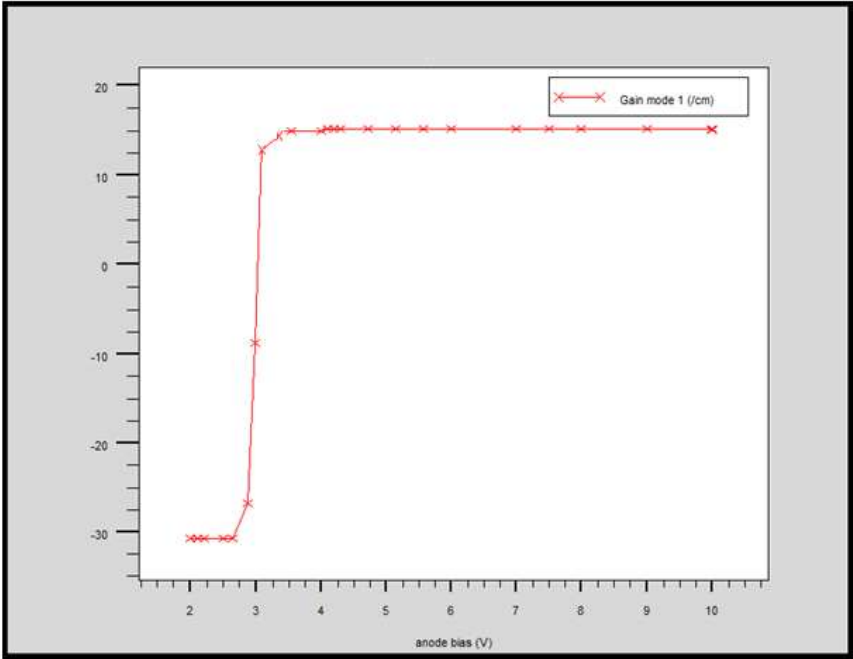


Figure IV.17 : Variation du gain en fonction de la tension dans la longueur de cavite70µm.

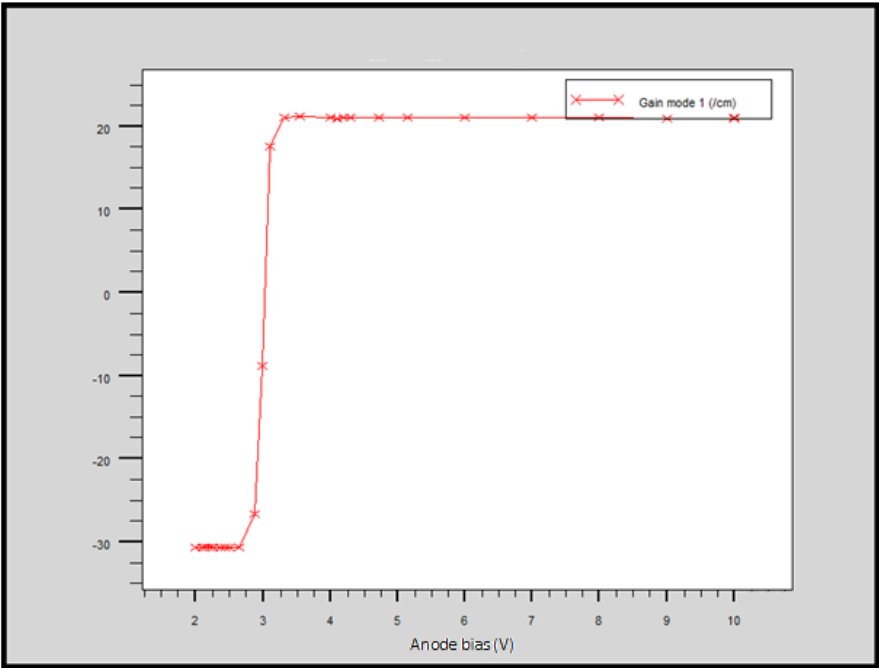


Figure IV.18 : Variation du gain en fonction de la tension dans la longueur de cavite20µm.

VI.3 : Conclusion :

Le laser est le premier simulateur disponible dans le commerce du monde pour des diodes lasers de semi-conducteur. Le laser fonctionne en même temps que la flamme dans le cadre d'atlas pour fournir les solutions numériques pour le comportement électrique (C.C et réponses passagères) et le comportement optique du bord émettant le type diodes de Fabry-Pérot de lasers.

Dans ce chapitre nous avons pu simuler notre composant qui est le laser bleu à base de GaN cubique grâce à le logiciel SILVACO.

La tension de seuil obtenue égal à 2,75v c'est la tension qu'il appliqué au notre diode laser pour émis dans la bleue.

Autre paramètre qu'on a déterminé la pente de la droite donnant la croissance linéaire de la puissance en fonction du courant, défini le rendement différentiel du laser. C'est une quantité essentielle dans la mesure où l'on a toujours intérêt à avoir un rendement différentiel le plus élevé possible pour atteindre une puissance lumineuse donnée avec un minimum de courant, les résultats nous donne une pente égale à peu près à 45 et c'est le rendement différentiel.

On a déterminé aussi le gain optique de notre structure en fonction de courant et de tension.

CONCLUSION GENERALE

CONCLUSION GENERALE

Le développement d'un laser à semi-conducteur est avant tout un problème d'optimisation des matériaux. Par exemple, pour réaliser une diode laser, il s'agit d'optimiser simultanément :

1- la qualité optique de la partie active: Boite Quantique /Puits Quantique pour le confinement des porteurs et la génération de photons), guide optique (pour le confinement des photons)

2- l'injection des porteurs : dopage de type p et n, contacts ohmiques.

C'est l'étude de l'émission de lumière par la zone active sous excitation optique qui permet alors de dissocier ces deux problèmes.

Dans un Laser Semi-conducteur, l'injection de porteurs est par principe indépendante du matériau et seule l'optimisation des propriétés optiques de la zone active est nécessaire. Cette particularité permet de relaxer toutes les contraintes d'élaboration relatives à l'injection de courant (dopage, couches de blocage, contacts...).

Notre travail consistait à simuler et optimiser une diode laser bleue à base de GaN cubique.

Pour mener à bien notre mémoire, nous avons d'abord présenté les matériaux GaN, InN et AlN, puis l'élaboration et les propriétés de leurs alliages. Nous avons ensuite étudié théoriquement les diodes laser. Au quatrième chapitre, nous avons modélisé notre dispositif : nous avons calculé et interprété les différentes grandeurs. Pour cela, nous avons utilisé le logiciel de simulation : SILVACO.

Pour pouvoir dire qu'on a étudié en détail une diode laser, il nous resterait beaucoup de travail à faire. Cela pourrait être l'objet d'un futur travail...

REFERENCES

- [1] Dingle R., Sell D.D., Stokowski S.E., Ilegems M. Phys. Rev. B 4, (1971), 1211.
- [2] Yeh, C.H., Lu, Z.W., Froyen, S., and Zunger, A. Zinc Blende-Wurtzite polytypism In Semiconductors. Phys. Rev. B, 1992, vol. 46, n°16, p. 10086-10097.
- [3] Strite, S., Ruan, J, Li, Z, Salvador, A., Chen, H., Smith, D.J., Choyke, W.J., and Morkoç, H. An investigation of the properties of cubic GaN grown on GaAs by reactive Ion molecular beam epitaxy. J. Vac. Sci Technol. B, 1991, vol. 9, n°1, p. 1924-1929.
- [4] Lei, T., Moustakas, T.D., Graham, R.J., He, Y., and Berkowitz, S.J. Epitaxial growth and characterisation of zinc blende gallium nitride on (001) silicon. J. Appl Phys., 1992, vol. 71, n°10, p. 4933-4943.
- [5] Xu, D.P., Wang, Y.T., Yang, H., Li, S.F., Zhao, D.G., Fu, Y., Zhang, S.M., Wu, R.H., Jia, Q.J., Zheng, W.L., and Jiang, X.M. Anomalous strains in cubic-phase GaN films grown on GaAs (001) by metalorganic chemical vapour deposition. J. Appl. Phys., 2000, vol. 88, n°6, p. 3762-3764.
- [6] Powell, R.C., Lee, N.E., Kim, Y.W., and Green, J. Heteroepitaxial wurtzite and zinc blende structure GaN grown by reactive-ion molecular beam epitaxy: growth kinetics, microstructure, and properties. J. Appl. Phys. 1993, vol. 73, n°1, p. 189-204.
- [7] Okumura, H., Hamaguchi, H., Koizumi, T., Balakrishnan, K., Ishida, Y., Arita, M., Chichibu, S., Nakanishi, H., Nagatomo, T., and Yoshida, S. Growth of cubic III-nitrides by gas source MBE using atomic nitrogen plasma: GaN, AlGaIn and AlN. Journal Of Crystal Growth. 1998, vol. 189/190, p. 390-394.
- [8] Pugh, S.K., Dugdale, D.J., Brand, S., and Abram, R.A. Electronic structure calculations on nitride semiconductors. Semiconductor Science And Technology. Jan, 1999, vol.14, n°1, p. 23-31. Band-gap and k.P. parameters for GaAlN and GaInN alloys. J. Appl. Phys., 1999, vol.86, n°7, p. 3768-3772.
- [9] Strite, S. and Morkoç, H. GaN, AlN, and InN: A review. J. Vac. Sci. Technol. B., 1992, vol.10, n°4, p. 1237-1266.
- [10] Dingle, R., Sell, D.D., Stokowski, S.E., and Ilegems, M. Absorption reflectance and luminescence of GaN epitaxial layers. Phys. Rev. B, 1971, vol.4, n°4, p. 1211-1218.
- [11] Jain, S.C., Willander, M., Narayan, J., and Overstraeten, V. III-nitrides: Growth, characterization, and properties. J. Appl. Phys., 2000, vol.87, n°3, p. 965-1006.

- [12] Salvador, A., Liu, G., Kim, W., Aktas, O., Botchakarev, A., and Morkoç, H. Properties of a Si doped GaN/AlGaN single quantum well. *Appl. Phys. Lett.*, 1995, vol.67, n°22, p. 3322-3324.
- [13] Im, J.S., Moritz, A., Steuber, F., Haerle, V., Scholtz, F., and Hangleiter, A. Radiative carrier lifetime, momentum matrix element, and hole effective mass in GaN. *Appl. Phys. Lett.*, 1997, vol.70, n°5, p. 631-633.
- [14] A. F. M. Anwar, Shangli Wu, and Richard T. Webster, "Temperature-Dependent Transport Properties in GaN, Al_xGa_{1-x}N, and In_xGa_{1-x}N. Semiconductors" *IEEE Transactions on Elect. Dev.*, Vol. 48, No. 3, pp. 567- 571(2001).
- [15] Thermal properties of the group III nitrides, S. KRUKOWSKI, M. LESZCZYNSKI and S. POROWSKI, Properties, processing and applications of gallium nitride and related semiconductors, 1998, publication INSPEC, Datareview series n°23, p21-28.
- [16] Crystal structure, mechanical properties and thermal properties of GaN, I. AKASAKI and H. AMANO, Properties of group III nitride, 1994, J. EDGAR, publication INSPEC, Datareview series n°11, p30-34.
- [17] Substrates for gallium nitride epitaxy, L. LIU and J. H. EDGAR, *Mat. Sci. Eng. R.*, 37(2002), p61-127
- [18] Elastic constants of gallium nitride, P. POLIAN, M. GRIMSDITCH and I. GRZEGORY, *J. Appl. Phys.*, 79(1996), 6, p3343-3344.
- [19] Low-temperature heat capacity, entropy, and enthalpy of aluminum and gallium nitrides, A. F. DEMIDENKO, V. I. KOSHCHENKO, L. D. SABANOVA and Y. M. GRAN, *Russ. J. Phys. Chem.*, 49(1975), p1586-1586.
- [20] Elastic constants and related properties of tetrahedrally bonded BN, AlN, GaN and InN, K. KIM, R. L. LAMBRECHT and B. SEGALL, *Phys. Rev. B*, 53(1996), p16310-16326.
- [21] Optical and structural properties of III-V nitrides under pressure, N. E. CHRISTENSEN and I. GORCZYCA, *Phys. Rev. B*, 50(1994), 7, p4397-4415.
- [22] Elastic constants of III - V compound semiconductors: modification of Keyes' relation, T. AZUHATA, T. SOTA and K. SUZUKI, *J. Phys. Condens. Matter*, 8(1996), p3111-3119.
- [23] Thermal conductivity of GaN, 25–360 K, E. K. SICHEL and J. J. PANKOVE, *J. Phys. Chem. Solids*, 38(1977), p330.
- [24] Thermodynamical properties of III–V nitrides and crystal growth of GaN at high N₂ pressure, S. POROWSKI and I. GRZEGORY, *J. Cryst. Growth*, 178(1997), 1-2, p174-188.

- [25] Hangleiter, A., Seo, I.J., Kollmer, h., Heppel, S., Off, J., and Scholz, F. The role of piezoelectric fields in GaN-based quantum wells. *MRS internet J. Nitride Semicond. Res.*, 1998, vol.3, n°Art. 15, p. 8 p.
- [26] Simon, J., Etude des propriétés optiques de nanostructures quantiques à base de nitrures d'éléments III. Thèse Physique. Grenoble 1 : Université Joseph Fourier, 2001, 199 p.
- [27] Bernardini, F., Fiorentini, V., and Vanderbilt, d. Spontaneous Polarization and Piezoelectric Constants of III-V Nitrides. *Phys. Rev. B*, 1997, vol.56, n°16, p. 10024-10027.
- [28] Martin, G., Botchkarev, A., Rockett, A., and Morkoç, H. Valence-band discontinuities of wurtzite GaN, AlN, and InN heterojunctions measured by x-ray photoemission spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 1996, vol.68, n°18, p. 2541-2543.
- [29] Bernardini, F. and Fiorentini, V. Nonlinear macroscopic polarization in III-V nitride alloys *Phys. Rev. B*, 2001, vol.64, n°Art. 085207, p. 7 p.
- [30] Juza, R. and Hahn, H. Metallic amides and metallic nitrides. V. Crystal structures of Cu₃N, GaN and InN. *Z. Anorg. Allgem. Chem.*, 1938, vol.239, p. 282-287.
- [30] Juza, R. and Hahn, H. Metal amides and metal nitrides. X. The nitrides of the metals of the first subgroups of the periodic system. *Z. Anorg. Allgem. Chem.*, 1940, vol.244, p. 133-148.
- [31] Dingle, R., Sell, D.D., Stokowski, S.E., and Ilgems, M. Absorption, Reflectance and luminescence of GaN epitaxial layers. *Phys. Rev. B*, 1971, vol.4, n°4, p. 1211-1218.
- [32] Oda, O., Inoue, T., Seki, Y., Wakahara, A., Yoshida, A., Kuray, S., Yamada, Y., and Taguchi, T. Developments of GaN bulk substrates for GaN based LEDs and LDs *IEICE Trans. Electron.*, 2000, vol.E83-C, n°4, p. 639-646.
- [33] Grzegory, I. High pressure growth of bulk GaN from solutions in gallium *Journal Of Physics Condensed Matter*. Aug, 2001, vol.13, n°32, p. 6875-6892.
- [34] Ambacher, O. Growth and applications of Group III-nitrides. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1998, vol.31, n°20, p. 2653-2710.
- [35] Chassagne, T., Ferro, G., Goubeyre, C., Berre, M., Barbier, D., and Monteil, Y. How to grow unstrained 3C-SiC heteroepitaxial layers on Si(100) substrates. *Materials Science Forum*, 2001, vol.353, n°356, p. 155-8.
- [36] NEUGEBAUER, J. and VAN DE WALLE, C.G. Role of hydrogen in doping of GaN. *Appl. Phys. Lett.* 1996, Vol. 68, No. 13, p 1829 – 1831.
- [37] BERNARDINI, F., FIORENTINI, V. and BOSIN, A. Theoretical evidence for efficient p-type doping of GaN using beryllium. *Appl. Phys. Lett.* 1997, Vol. 70, No. 22, p 2990 –

- 2992.
- [38]VAN DE WALLE, C.G, STAMPFL, C.and NEUGEBAUER, J.Theory of doping and defects in III-V nitrides.J. Cryst. Growth 1998, Vols 189/190, p 505 – 510183.
- [39]NEUGEBAUER, J. and VAN DE WALLE, C.G.Atomic geometry and electronic structure of native defects in GaN.Phys. Rev. B 1994, Vol. 50, No. 11, p 8067 – 8070.
- [40]NEUGEBAUER, J. and VAN DE WALLE, C.G.Chemical trends for acceptor impurities in GaN.J. Appl. Phys. 1999, Vol. 85, No. 5, p 3003 – 3005.
- [41]GORCZYCA, I., SVANE, A., and CHRISTENSEN, N.E.Theory of point defects in GaN, AlN, and BN : Relaxation and pressure effects.Phys. Rev. B 1999, Vol. 60, No. 11, p 8147 – 8157.
- [42]GORCZYCA, I., SVANE, A. and CHRISTENSEN, N.E.Mg-O and Mg-VN defect complexes in cubic GaN.Phys. Rev . B 2000, Vol. 61, No. 11, p 7494 – 7498.
- [43]BIRKLE, U., FEHER, M., KIRCHNER, V., EINFELDT, S., HOMMEL, D., STRAUF, S., MICHLER, P. AND GUTOWSKI, J.Studies on carbon as alternative p-type dopant for gallium nitride.MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. [on line] 1999, Vol. 4S1, article G5.6, 6 p.
- [44]AS, D.J., SIMONSMEIER, T., BUSCH, J., SCHÖTTKER, B., LÜBBERS, M.,MINKES, J., SCHIKORA, D., LISCHKA, K., KRIEGSEIS, W, BURKHARDT, W. AND MEYER, B.K.P an n type doping of MBE grown cubic GaN/GaAs epilayers.MRS Internet J. Nitride Semicond. Res. [on line] 1999, Vol. 4S1 article G3.24, 6 p.
- [45]KIM, J.G., FRENKEL, A.C., LIU, H., and PARK, R.M.Growth by molecular beam epitaxy and electrical characterization of Si-doped zinc blende GaN films .Appl. Phys. Lett. 1994, Vol. 65 No. 1, p 91 – 93.
- [46] M D. Lyutaya and T.S. BArtnitskaya, Inorg. Mater. 9, 1052 (1973).
- [47] B. Burgov, L.Daweritz, V. B. Gutan, G. Jungk, H.Neuman and H.Raidt, Phys. Status Solidi AZ 49, 629 (1978).
- [48] S. Strite and H. Morkoç , GaN, AlN, and InN: A Review, Materials Research Laboratory and Coordinated Science Laboratory, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, 1992.
- [49] S. Yoshida, S. Misawa and S. Gonda, J. Appl. Phys.53, 6844 (1982).
- [50] S. Strite and H. Morkoç , GaN, AlN, and InN: A Review, Materials Research Laboratory and Coordinated Science Laboratory, University of Illinois at Urbana-Champaign, Urbana, IL 61801, 1992.

- [51] Hamdoune AEK, Elaboration du nitrure de gallium ; Etude de ses propriétés et Applications". Obtenu à l'université de Tlemcen, 21 Juin 2006.
- [52] Martinez Guerrero, Esteban Elaboration en épitaxie par jets moléculaires des nitrures d'éléments III en phase cubique, Institut nationale des sciences appliquées Lyon, 2002.
- [53] K. H. Ploog, O. Brandt, Doping of group III nitrides, *J. Vac. Sci. Technol. A* 16, 1609 (1998).
- [54] J. K. Sheu, G. C. Chi, The doping process and dopant characteristics of GaN, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, R657 (2002).
- [55] R. Y. Korotkov, J. M. Gregie, B. W. Wessels, Electrical properties of p-type GaN:Mg codoped with oxygen, *Appl. Phys. Lett.* 78, 222 (2001).
- [56] Q. Z. Liu, S. S. Lau, A review of the metal-GaN contact technology, *Solid-State Electron.* 42, 677 (1998).
- [57] H.X. Jiang, J.Y. Lin, AlGaIn and InAlGaIn alloys – Epitaxial growth, optical and electrical properties, and applications, *Opto-electron. Rev.* 10, 271(2002).
- [58] H. K. Kim, T. Y. Seong, I. Adesida, C. W. Tang, K. M. Lau, Low-resistance Pt/Pd/Au ohmic contacts to p-type AlGaIn, *Appl. Phys. Lett.* 84, 1710 (2004).
- [59] Hamdoune AEK, Elaboration du nitrure de gallium ; Etude de ses propriétés et Applications". Obtenu à l'université de Tlemcen, 21 Juin 2006.
- [60] Osamura, K., Naka, S., Murakami, Y., *J. Appl. Phys.* 46 (1975), 3432-3437
- [61] McCluskey, Y.M.Gupta, M.Kneissl, and N.M.Johnson, Shock-induced band-gap shift InGaIn: Anisotropy of the deformation potentials, *Phys.Rev.B* 71, 115207(2005).
- [62] I-h. Ho et G.B. Stringfellow, *Appl.Phys.Lett.* 69, 2701 (1996).
- [63] T. Matsuoka, *Appl. Phys. Lett.* 71, 105 (1997).
- [64] I-h. Ho et G.B. Stringfellow, *Appl.Phys.Lett.* 69, 2701 (1996).
- [65] T. Saito et Y. Arakawa, *Phys. Rev. B* 60, 1701 (1999).
- [66] Hamdoune AEK, Elaboration du nitrure de gallium ; Etude de ses propriétés et Applications". Obtenu à l'université de Tlemcen, 21 Juin 2006.

- [67] J. K. Sheu, G. C. Chi, The doping process and dopant characteristics of GaN, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, R657 (2002).
- [68] J. K. Sheu, G. C. Chi, The doping process and dopant characteristics of GaN, *J. Phys.: Condens. Matter* 14, R657 (2002).
- [69] L. Chang, S. K. Lai, F. R. Chen, J. J. Kai, Observations of Al segregation around dislocations in AlGaIn, *Appl. Phys. Lett.*,79, 928 (2001).
- [70] 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 AlGaIn growth by plasma-assisted molecular beam epitaxy, *J. Appl. Phys.*93, 1550 (2003).
- [71] M. Leroux, Matériaux pour l'Optoélectronique, *Traité EGEM série Optoélectronique*, tome 7, édité par G.Roosen, (Hermes Science Publications, Paris,2003).
- [72] E. Martinez-Guerrero, F. Chabuel, D. Jalabert, B. Daudin, G. Feuillet, H. Mariette, P. Aboughé-Nzé, Y. Monteil, Growth Control of Cubic GaN and GaAlN (GaInN) Alloys by RHEED Oscillations, *phys. stat. sol. (a)* 176, 497 (1999).
- [73] A. F. M. Anwar, Senior Member, IEEE, Shangli Wu, and Richard T. Webster, Member, IEEE, Temperature Dependent Transport Properties in GaN,Al_xGa_{1-x}N, and In_xGa_{1-x}N Semiconductors, *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 48, No. 3, 2001.
- [74] A. F. M. Anwar, Senior Member, IEEE, Shangli Wu, and Richard T. Webster, Member, IEEE, Temperature Dependent Transport Properties in GaN,Al_xGa_{1-x}N, and In_xGa_{1-x}N Semiconductors, *IEEE Transactions On Electron Devices*, Vol. 48, No. 3, March 2001.
- [75] Stephan Fanget, matériaux et hétérostructures à base de nitrures d'éléments III en phase cubique et hexagonale pour l'optoélectronique, thèse de doctorat, Institut nationale des sciences appliquées Lyon, 2002.
- [76] Patrick Waltereit,(Al,Ga,In)N heterostructures grown along polar and non-polar directions by plasma-assisted molecular beam epitaxy, thèse de doctorat, université de Berlin (Allemagne), 2001.

