

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE
MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA RECHERCHE SCIENTIFIQUE
UNIVERSITE MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

FACULTE DE THECNOLOGIE
DEPARTEMENT D'ELECTRONIQUE

N° :



DOMAINE : SCIENCES ET TECHNOLOGIES

FILIERE : ELECTRONIQUE

OPTION : M. ELECTRONIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par: Boubaaya Nabil

Intitulé

Etude ET Simulation Du Diode Laser à Base De
Semi-conducteurs III-V (InGaAsP-InP)

Soutenu devant le jury composé de:

Saada Khelkhal Faycal

Université : de MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

Président

Kebaili Farida

Université : de MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

Rapporteur

Chabane Rayane

Université : de MOHAMED BOUDIAF - M'SILA

Examineur

Année universitaire :2016/2017



Remerciements

je tiens à remercier chaleureusement mon encadreur Dr. Kebaili Farida pour ses encouragements, ses orientations et ses précieux conseils. Merci pour sa grande disponibilité.

J'adresse aussi mes vifs remerciements aux membres du jury pour avoir bien voulu examiner et juger ce travail.

Par ailleurs je remercie Dr. Ladjal Mohamed chef du département d'électronique

Je remercie tous les enseignants du département d'électronique.

Je tiens aussi remercier le Dr. Bouchama. Z à l'université de Bordj Bou Arreridj, pour son aide.

Je voudrais en fin remercier tous ceux qui m'ont accordée leurs aides et leurs encouragements.





Dédicace

Je dédie ce modeste travail à

- *Ma très chère mère*
- *Mon très cher père*
- *A ma sœur : Zhoure.*
- *A mes frères : Abdelbaki, et Saleh.*
- *A ma belle-sœur : Meriem*
- *Tout la famille boubaaya, surtout : grand-père et Mon neveu Amin*
- *Tous mes amis, surtout Amale et mes collègues de la promotion 2016/2017 M.Eléctronisue*



Résumé

L'objectif de ce travail est l'étude des diodes lasers à base de semi-conducteur III-V, plus particulièrement diode laser (InGaAsP-InP). L'étude détaillée d'un modèle à une dimension, qui se limite au régime stationnaire de la diode laser a été présentée. La simulation par le logiciel Maple et Matlab du modèle étudié, a permis d'éclaircir l'influence de quelques paramètres sur les caractéristiques électriques et optiques de la diode laser étudié.

Mot clés :

Diode Laser, semi-conducteurs III-V, émission stimulée, recombinaison,

Abstract :

The objectif of this(work is the study of laser diodes based on semiconductor III-V , in particular laser diod(InGaAsP-InP). The detailed study of a one dimensional model, which is limited to the steady state of the laser diode, was presented. The simulation by the software Maple and Matlab of the model studied, made it possible to clarify the influence of some parameters on the electrical and optical characteristics of the diode laser studied.

Key words :

Laser diode, III-V semiconductor, simulated emission, recombination.

Table des matières

Introduction Générale.....	(1)
Chapitre I	Les Matériaux Semi-Conducteur III-V Et Généralités Sur Les Lasers
I.1.LES MATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS III-V.....	(3)
I.1.1. Introduction	(3)
I.1.2.Définition des semi-conducteurs III-V.....	(3)
I.1.2.1. Transitions directes et indirectes des matériaux III-V.....	(4)
I.1.3. Matériaux composés.....	(6)
I.1.3.1. Composés binaires.....	(6)
I.1.3.2. Composés ternaires.....	(7)
I.1.3.3. Quaternaire.....	(7)
I.1.4. Paramètres physiques du système InGaAsP-InP.....	(8)
I.1.4.1. Paramètre de réseau et fractions molaires.....	(8)
I.1.4.2. Structure de bande de l'InGaAsP.....	(9)
I.1.5. Permittivité statique.....	(10)
I.1.6. Mobilités des porteurs.....	(10)
I.1.7. Les mécanismes de recombinaisons des porteurs.....	(11)
I.1.8. Le facteur d'émission spontanée.....	(11)
I.1.9. Le gain optique	(11)
I.2.GENERALITES SUR LES LASERS.....	(13)
I.2.1.Introductin.....	(13)
I.2.2. Principe du Diode laser.....	(13)
I.2.2.1. Absorption inter bande.....	(14)
I.2.2.2. Emission spontanée.....	(15)
I.2.2.3. Emission stimulée.....	(16)
I.2.3. L'inversion de population.....	(16)
I.2.4. L'effet laser.....	(17)
I.2.5.Amplificatio.....	(17)
I.2.6.Pompage.....	(18)

I.2.7. Caractéristiques d'un faisceau laser.....	(18)
I.2.8. Principe de la source laser.....	(18)
I.2.9. Le rayonnement laser.....	(19)
I.2.10. Les différents types de DIODE LASER.....	(19)
I.2.11. Les Diode Lasers à semi-conducteurs.....	(20)
I.2.12. Structures de diode laser.....	(21)
I.2.12.1. Structure large.....	(22)
I.9.2. Structure ruban.....	(22)
I.10. Conclusions.....	(24)
Chapitre. II	Modélisations De Diode Laser a Semi-Conducteur
	III-V
II.1. Intrduction.....	(25)
II .2. Equations De Maxwell.....	(25)
II .3. Courant Total.....	(27)
II .4. Equation D'évolution Pour Les Porteurs.....	(28)
II.5. Le Facteur De Confinement Optique.....	(28)
II.6. Hypothèses Simplificatrices	(28)
II.7. Equations De Conservation Des Porteurs Et Des Photons	(29)
II.8. Gain Et Spectral Hole Burning.....	(30)
II.9. Puissance Emise.....	(30)
II.10. Rendement Quantique.....	(31)
II.11. conclusions.....	(32)
Chapitre. III	Simulations d'une Diode
	Laser a semi-conducteur III-V
III.1. Introductions.....	(33)
III.2. Les logiciels utilisés.....	(33)
III.2.1. logiciel Maple	(33)
III.2.2. logiciel Matlab.....	(34)
III.3. Discussion des Résultats.....	(35)
III.3.1. La densité de courant injecté	(35)
III.3.2. le taux de recombinaison.....	(35)
III.3.3. volution de la densité des porteurs et la densité des photons à partir de facteur d'émission spontanée β	(36)

III.3.3.1.La densité de photons	(36)
a)- La densité de photons en fonctions de temps.....	(36)
b)- La densité de photons en fonctions de la densité du courant injecté	(38)
III.3.3.2.la densité de porteurs	(38)
a)- la densité de porteur en fonctions de densité de courant injecté.....	(38)
b)- la densité de porteur en fonctions de densité de photons.....	(39)
III.3.4.Evolution de la puissance émise et le rendement externe à partir de longueur d'onde λ	(41)
III.3.4.1. la puissance émise en fonctions de densité de photons.....	(41)
III.3.4.2. le rendement externe.....	(43)
a)- le rendement externe en fonctions du rendement interne ..	(43)
b)- rendement externe en fonction de la température.....	(45)
III.4.Conclusions.....	(46)
Conclusion Général.....	(47)

Liste des abréviations et des acronymes

In : indium
Ga : Gallium
AS : Arsenic
InP : le phosphure d'indium
P :phosphorus
B :Boron
C :Carbon
N :Nutraouguine
AL :Aluminium
Si :Silicon
Ge : Germanium
Sb :Antimony

Liste des symboles

X : fraction molaire
Y : fraction molaire
E_g : l'énergie de bande interdite
T_m : la température de fusion
λ_g : la longueur d'onde correspondant à bande interdite
a_0 : le pas du réseau
E_{ga} : l'énergie de la bande interdite de la région active du laser
T : la température absolue
h : la constante de plank
C : la vitesse de la lumière dans le vide
ϵ_s : Permittivité statique
ϵ_0 : la permittivité du vide
μ_n : mobilité des électrons
μ_p : mobilité des trous
N : la densité de porteur
N_a : concentrations en impuretés de type P
N_D : concentrations en impuretés de type N
B : le coefficient de recombinaison radiative
A : le coefficient de recombinaison linéaire
C : le coefficient Auger
R(N) : Le taux total de recombinaison
β : le coefficient d'émission spontanée
g(n) : Le gain optique
n : la densité d'électron

P : la densité de trous
B_k : la constante de Boltzmann
ν : la fréquence de photon
$\vec{E}$: le champ électrique
$\vec{H}$: le champ magnétique
J : la densité du courant
$\vec{D}$: le déplacement Électrique
$\vec{B}$: l'induction magnétique
μ_0 : la perméabilité magnétique du milieu
ε : la permittivité électrique
ρ : la densité de charge
ϑ : potentiel électrique
q : la charge élémentaire
$\vec{J}_n$: densité de courant de l'électron
$\vec{J}_p$: densité de courant des trous
I_{th} : Le courant injecté
K : injection externe
G_s : l'émission stimulée
Γ : Le facteur de confinement optique
d : Epaisseur de la structure active
w : Largeur da cavité
L : Longueur de la région active
S : la densité de photons
v_g : vitesse de groupe
n_g : l'indice de groupe
α_m : les pertes dues aux miroirs de la cavité Fabry-Pérot
R_1, R_2 : les coefficients de réflexion des faces avant et arrière de la cavité
$g(N)$: Gain et spectral hole burning
h_w : l'énergie des photons
V : volume du laser

P_{Tot} : Puissance émise
η_i : rendement interne.
η_{ext} : rendement externe
α_i : les pertes internes de la cavité Fabry-Pérot
η_0, η_1, η_2 : des constant représente la rendement externe

Liste des tableaux

Tableau I.1 : Extrait de la classification périodique des éléments.....(3)
Tableau I.2: Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 °k.....(6)
Tableau I.3. Comparaison des LSC avec les autres types de lasers.....(21)

Liste de Figures

Figure I.1 : Structure cristalline des III-V.....	(4)
Figure I.2 : Transitions directe et indirecte.....	(5)
Figure I.3 : Variation de la constante de maille (a) du réseau et de l'énergie de la bande interdite (E_g) en fonction de la composition pour des matériaux ternaires et quaternaires.....	(7)
Figure I.4 : Composition de la couche active $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$	(9)
Figure I.5 : Énergie de la bande interdite du InGaAsP à $T = 300^\circ\text{K}$	(10)
Figure I.6 : Courbes montrant la relation linéaire entre le gain et la densité de porteurs injectée dans la région active pour deux valeurs de la fraction molaire $y=0.60$ et $y=0.90$	(12)
Figure I.7 : schéma d'un cavité Laser.....	(14)
Figure I.8 : Schéma de l'absorption inter bande.....	(15)
Figure I.9 : Schéma de l'émission spontanée.....	(15)
Figure I.10 : Schéma de l'émission stimulée.....	(16)
Figure I.11 : La bande conduction et la bande de valence d'un semi-conducteur.....	(21)
Figure I.12 : Laser à structure large.....	(22)
Figure I.13 : La structure ruban.....	(23)
Figure II.1 : Schéma de la structure	(27)
Figure (III.1) la fenêtre du logiciel Maple.....	(31)
figure (III.2) la fenêtre du logiciel Matlab.....	(32)
Figure (III.3) courant injecté en fonction de la température.....	(33)
Figure(III.4) le taux de recombinaison en fonctions de de la densité de porteur.....	(34)
Figure (III.5) la densité de photons en fonctions de temps, $\beta = 10^{-4}$	(35)
Figure (III.6) la densité de photons en fonctions de temps, $\beta = 5 * 10^{-3}$	(35)
Figure (III.7) la densité de photons en fonctions de la densité du courant injecté	(36)
Figure (III.8) la densité de porteur en fonctions de densité de courant injecté.....	(37)
Figure (III.9) la densité de porteur en fonctions de densité de photons pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 1 * 10^{-4}$	(38)

Figure (III.10) la densité de porteur en fonctions de densité de photons pour un facteur d'émissions spontanée $\beta = 5 * 10^{-3}$	(38)
Figure (III.11) la puissance émise en fonctions de densité de photons pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 5 * 10^{-3}$ et $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu\text{m})$	(39)
Figure (III.12) la puissance émise en fonctions de densité de photons pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 10^{-4}$ et $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu\text{m})$	(40)
Figure (III.13) la puissance émise P en fonctions de densité de photons S pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 10^{-4}$ et $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu\text{m})$, $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu\text{m})$	(40)
Figure (III.14) le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i pour un longueur d'onde $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu\text{m})$ et les pertes internes $\alpha_i=6.7$ (cm-1).....	(41)
Figure (III.15) le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i pour un longueur d'onde $\lambda = 1.33 * 10^{-6} (\mu\text{m})$ et les pertes Internes $\alpha_i=6.7$ (cm-1)	(42)
Figure (III.16) le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i pour une longueur d'onde $\lambda = 1.33 * 10^{-6} (\mu\text{m})$, $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu\text{m})$ et les pertes Internes $\alpha_i=6.7$ (cm-1).....	(42)
Figure (III.17) le rendement externe en fonction de la température.....	(43)

INTRODUCTION

GENERALE

INTRODUCTION GENERALE

Dans l'ensemble des matériaux, les semi-conducteurs constituent une classe bien définie, avec des propriétés physiques particulières qui sont sources d'intérêt au plan de la connaissance fondamentale et à celui des applications. Ces deux facteurs indissociables font l'importance de ces matériaux, malgré le nombre limité d'éléments et de composés semi-conducteurs [1].

Principalement remarquables par leurs propriétés électroniques, les semi-conducteurs Interviennent dans presque tous les équipements électriques et optiques, La plus grande partie des composants (transistors, diodes, et condensateurs,) sont réalisés en silicium qui joue un rôle prépondérant, sa technologie et sa connaissance théorique ont atteint des niveaux inégalés[1].

En électronique rapide et en optoélectronique, les propriétés du silicium sont insuffisantes (mobilités des porteurs relativement petites et transitions électroniques indirectes au seuil d'absorption optique). Dans de telles applications, les composés semi-conducteurs III-V sont préférables.

Les composants fabriqués à partir des semi-conducteurs III-V qui ont des propriétés physiques remarquables, jouent un rôle majeur dans les applications dans le domaine de l'optoélectronique et microélectronique comme la diode Laser.

Comme tout LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiations), une diode laser est un dispositif capable d'émettre et d'amplifier la lumière placée dans une cavité optique résonnante contenant un milieu amplificateur. Les Diodes lasers ont fait leur apparition en 1962. Le milieu amplificateur est un matériau semi-conducteur d'où le nom laser à semi-conducteur. Il s'agissait à cette époque-là (homostructures) utilisant une jonction p-n limitées presque exclusivement aux composés III-V à base d'arsenic de gallium GaAs [2] [3], Cette structure élémentaire de laser à semi-conducteur, est réalisée par la superposition de deux couches du même semi-conducteur dopées différemment, de façon à ce que la couche dopée n possède plus d'électrons libres et que la couche dopée p plus de trous libres (autrement dit moins d'électrons).

Les lasers à semi-conducteur ont connu un essor très important et ont investi de nombreux domaines. La vaste gamme de longueur d'onde émise par ces composants a donné naissance à une multitude d'applications. Aujourd'hui, les diodes lasers émettant dans le visible et le proche infra-rouge sont des composants arrivés à maturité et sont exploités dans de nombreux domaines, tels que les télécommunications par fibre optiques, l'impression laser, les systèmes de lecture optique (lecture de code barre, CD, DVD). Ce succès commercial

s'explique essentiellement par les faibles coûts de production, la réalisation de dispositifs très compacts, et les progrès des techniques de fabrication [4].

Notre travail présente une étude faite sur les diodes lasers à base de semi-conducteur III-V, plus particulièrement, diode laser InGaAsPInP. Dont le but de maîtriser le comportement de ce composant, en simulant un modèle mathématique qui existe dans la littérature, en utilisant Matlab et Maple, à travers le tracer des caractéristiques électrique et optique d'une Diode Laser (InGaAsPInP). aussi, étudier l'influence de quelques paramètres sur ces caractéristiques.

Ce mémoire est constitué de trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons mis l'accent dans un premier temps sur les semi-conducteurs, spécialement les semi-conducteurs III-V. puis nous avons présenté les aspects physiques et quelques notions fondamentales nécessaires pour l'étude de la diode laser (InGaAsP-InP).

Le deuxième chapitre, est consacré à décrire le modèle mathématique utilisé pour notre étude en présentant les équations nécessaire pour la simulation de la diode Laser (InGaAsPInP).

Ensuite nous présentons au dernier chapitre l'ensemble des résultats de notre simulation qui donne les tracés des caractéristiques électriques et optiques de notre diode.

En fin une conclusion générale couronne ce mémoire.

Chapitre I

Généralités Sur Les Semi- Conducteur III-V et Les Diodes Lasers

I.1.LESMATERIAUX SEMI-CONDUCTEURS III-V

I.1.1. INTRODUCTION

Les semi-conducteurs III-V et leurs alliages, offrent au moins en théorie des perspectives d'applications et de développement de dispositifs optiques, car ils permettraient a priori de couvrir une grande gamme de longueurs d'onde. Ces matériaux ont un potentiel immense en optoélectronique, ils constituent des matériaux de choix pour les études de dispositifs optoélectroniques tels que les portes logiques, les diodes lasers, les modulateurs et les photos détectrices. La connaissance préalable des propriétés et les mécanismes de ces semi-conducteurs, et la recherche des matériaux les plus performants est essentielle. [5]

Dans ce chapitre nous présentons des généralités sur les semi-conducteurs et des notions fondamentales sur l'étude de la diode laser (InGaAsP-InP).

I.1.2.Définition des semi-conducteurs III-V

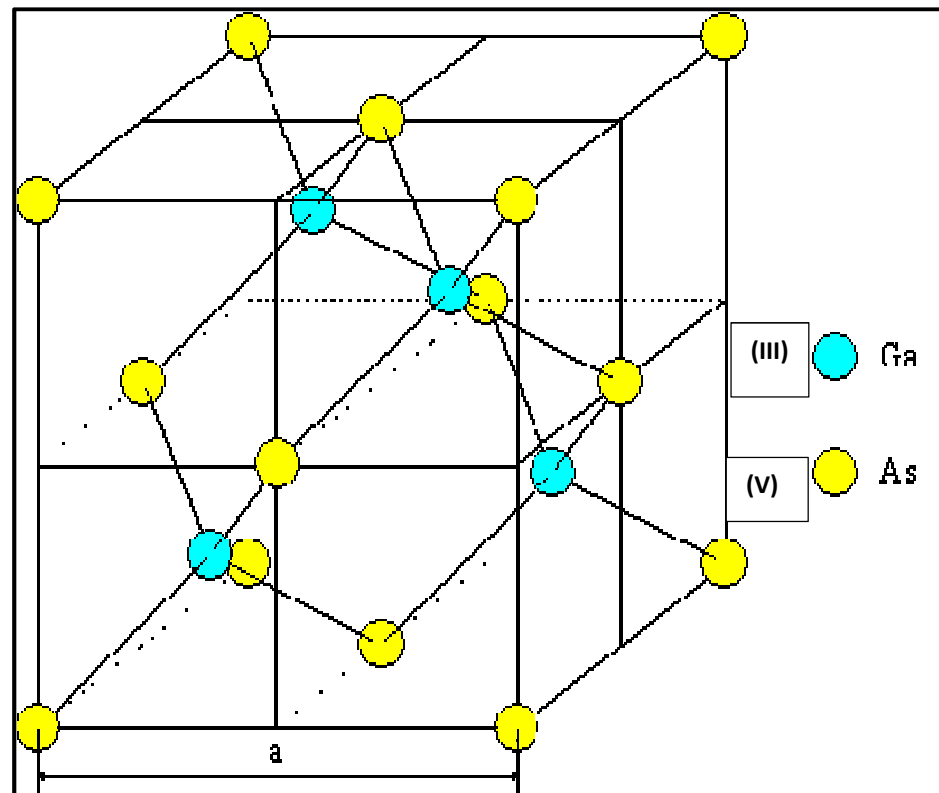
Les matériaux semi-conducteurs III-V sont des corps composés formés à partir d'un élément de la troisième (III) colonne et d'un élément de la cinquième (V) colonne de la classification périodique de Mendeleïev. Le tableau (I-1) regroupe un extrait de cette classification (les chiffres en haut et bas représentent respectivement le nombre atomique et la masse atomique). Ainsi de nombreux composés binaires peuvent être réalisés. [1]

III	IV	V
5 B 10.81	6 C 12.01	7 N 14.01
13 AL 26.98	14 SI 28.09	15 P 30.97
31 Ga 69.74	32 Ge 72.59	33 As 74.92
49 In 114.82	50 Sn 18.69	51 Sb 121.75

Tableau I.1 : Extrait de la classification périodique des éléments [1]Ce sont les matériaux à transition directe. Ainsi l'arséniure de gallium AsGa est un exemple

de ce type de composé binaire. On peut aussi former des composés ternaires du type As (GaAl) où l'élément du groupe V (As) reste inchangé, tandis que les sites des atomes du groupe III sont Occupés soit par du gallium (Ga), soit par d'aluminium (Al).

La composition du composé ternaire est notée ainsi $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ où x est la fraction molaire de l'Al. De façon similaire, on peut former des composés quaternaires que l'on note (InGa) (AsP) ou $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_{1-y}\text{P}_y$. Les éléments III-V ont une structure cristalline tétraédrale analogue. On peut donc tirer une ressemblance entre la structure du diamant (carbone) et celle de l'arséniure de gallium; évidemment, les sites ne sont pas occupés par les mêmes atomes (figure : I.1) [6]



"a" est la longueur de l'arête du cube du réseau cubique à faces centrées

Figure .I.1 : Structure cristalline des III-V

I.1.2.1. Transitions directes et indirectes des matériaux III-V

D'une façon très schématisée, on a illustré, dans la figure I.2, la structure de bande de deux semi-conducteurs. A gauche, le minimum de la bande de conduction est juste au-dessus du maximum de la bande de valence. Les recombinaisons radiatives vont se produire entre ses

deux niveaux sans qu'il y ait de changement appréciable de la quantité de mouvement. C'est un matériau à gap direct. Dans une transition directe, comme on peut le voir, un électron passe

d'un état excité à un état désexcité de telle sorte que toute la différence d'énergie entre ces deux niveaux devient l'énergie du photon. A droite, on a illustré un matériau à gap indirect, le minimum de la bande de conduction est situé à droite (ou à gauche) du maximum de la bande de valence. Les matériaux à transition indirecte ne sont pas des émetteurs efficaces parce que la transition doit se faire avec l'aide d'un phonon pour conserver la quantité de mouvement lors de la transition. [7]

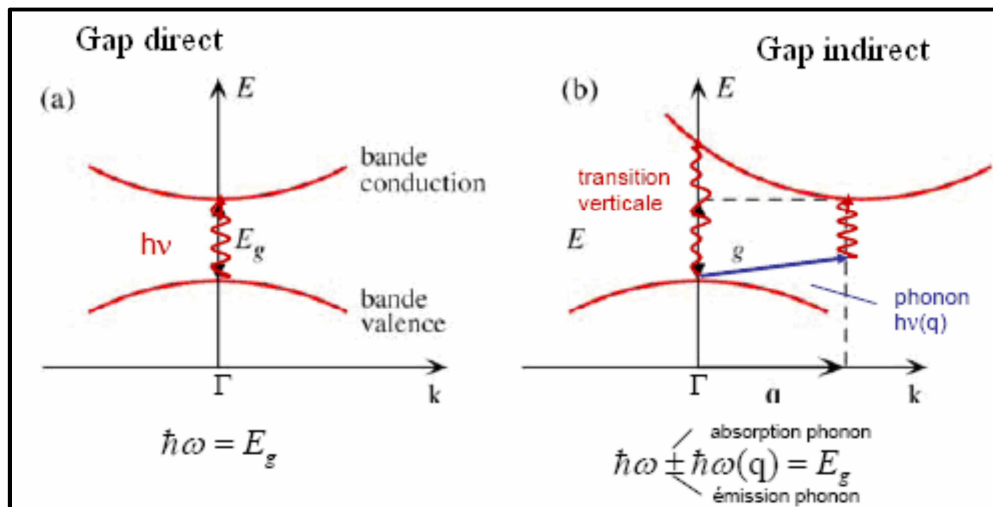


Figure 1.2 : Transitions directe et indirecte [7]

L'avantage principal de se servir de composés ternaires ou quaternaires est que la bande interdite de ces composés est ajustable, par conséquent, la longueur d'onde de la lumière émise est ajustable aussi, en autant que l'énergie du photon sera toujours légèrement supérieur à celle de la bande interdite. En plus de la bande interdite, la maille de réseau joue un rôle essentiel pour déterminer les propriétés des composés produits. Si la maille du réseau des deux éléments du composé binaire est trop différente, l'alliage ternaire résultant pourra contenir des contraintes mécaniques importantes. On cherche donc à associer deux composés qui ont des mailles très rapprochées. Par exemple, l'AsGa et l'AsAl satisfont à ce critère et ont été couramment utilisés pour former des composés ternaires du type $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$. De nos jours, on fabrique surtout des dispositifs avec les composés $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ pour les longueurs d'ondes dans le voisinage de 830nm et $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ pour les sources de longueurs d'ondes entre 1,3 et 1,6μ m. Dans le cas du système Ga-Al-As, les transition sont directes si la

fraction molaire $x < 0,37$, L'énergie de la bande interdite et la valeur de l'indice de réfraction varient avec la fraction molaire x .

I.1.3. Matériaux composés

I.1.3.1. Composés binaires

L'étude de leur structure de bandes montre toutefois, que les éléments les plus légers donnent des composés dont la bande interdite est large et indirecte, et dans laquelle la masse effective des électrons est élevée. Des matériaux, comme les composés contenant du bore, ou de l'aluminium, sont ainsi moins intéressants pour l'électronique rapide. Le tableau I.2. [7] résume cette situation en donnant l'énergie de bande interdite (E_g), la température de fusion (T_m) à 300 K, la longueur d'onde (λ_g) correspondant à E_g et la constante de maille -le pas (a_0) du réseau à 300 K, des semi-conducteurs binaires comme l'arséniure de gallium (GaAs), l'antimoniure de gallium (GaSb), le phosphure d'indium (InP), l'arséniure d'indium (InAs), l'arséniure d'aluminium (AlAs)...

	a_0 (Å)	T_m (°C)	E_g (eV)	λ_g (μm)	Structure de bande
AlP	5,463	>2000	2,45	0,51	indirecte
AlAs	5,661	1740	2,16	0,57	indirecte
AlSb	6,138	1050	1,65	0,75	indirecte
GaP	5,449	1467	2,26	0,55	indirecte
GaAs	5,653	1238	1,42	0,87	directe
GaSb	6,095	706	0,72	1,85	directe
InP	5,868	1058	1,35	0,92	directe
InAs	6,058	942	0,36	3,44	directe
InSb	6,479	530	0,17	7,30	directe

Tableau I.2: Propriétés des principaux composés binaires III-V à 300 °K . [7]

I.1.3.2. Composés ternaires

La constante de la maille du réseau cristallin et l'énergie de la bande interdite varient avec la composition du matériau ternaire (figure I.3). On peut se déplacer sur des droites qui conservent soit la maille du réseau, soit l'énergie de la bande interdite. Le point de rencontre de ces deux droites fixe la composition du composé ternaire requis pour avoir l'énergie voulue du photon et aussi une bonne correspondance avec la maille du substrat utilisé lors de la croissance épitaxiale.

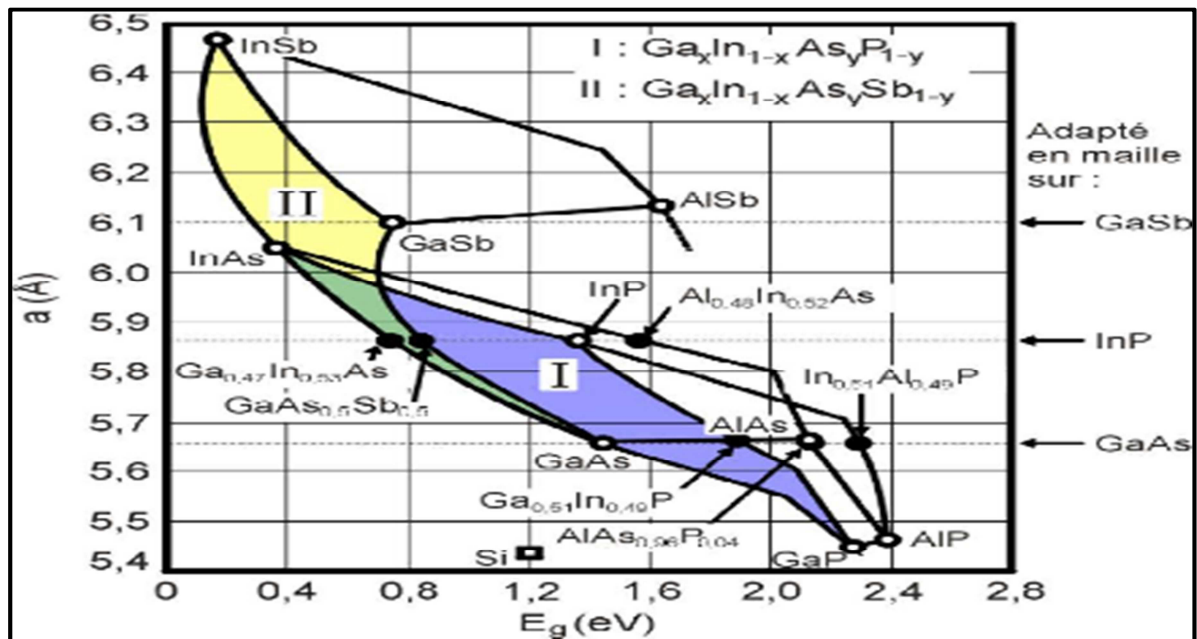


Figure I.3 : Variation de la constante de maille (a) du réseau et de l'énergie de la bande interdite (E_g) en fonction de la composition pour des matériaux ternaires et quaternaires.[5]

Par exemple, en se déplaçant sur la droite qui relie le GaAs à l'AlAs (fig. I.3), on aura au plus un désaccord de maille de moins de 0.02% sur toute la plage. Donc, l'alliage $Al_xGa_{1-x}As$ pour $0 \leq x \leq 1$ est pratiquement accordé au substrat GaAs. La figure donne la longueur d'onde accessible des composés III-V les plus courants. Ce diagramme (figure I.3) est donc très important parce qu'il permet de connaître la composition de tout alliage ternaire susceptible d'être déposé en couche mince, par épitaxie, sur un substrat binaire comme GaAs ou InP. Les matériaux III-V offrent donc une grande variété de compositions permettant de modifier leurs propriétés.

I.1.3.3. Quaternaire

Dans le cas des composés quaternaires du type $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$, les propriétés du matériau varient à la fois selon la fraction molaire x et y . On a plus de flexibilité pour obtenir un composé qui satisfait à la fois au critère de l'accord de la maille et la longueur d'onde d'émission choisie, donc de l'énergie de la bande interdite. On part avec un substrat InP et on accorde la maille sur ce composé, ensuite on choisit la valeur de la bande interdite. Ces deux conditions déterminent x et y de façon unique. Afin de simuler le comportement d'un laser à semi-conducteur, nous devons disposer de modèles mathématiques décrivant de façon aussi précise que possible les propriétés physiques des matériaux considérés, nous nous limitons dans ce travail aux lasers InGaAsP-InP.

Malgré l'effort de recherche considérable consacré aux lasers InGaAsP-InP au cours des 20 dernières années, plusieurs paramètres physiques du système InGaAsP-InP sont connus avec une précision peu satisfaisante. Les expressions –modèles- mathématiques présentés dans cette partie ne constituent donc qu'une approximation raisonnable des propriétés physiques du système InGaAsP-InP.

I.1.4. Paramètres physiques du système InGaAsP-InP

I.1.4.1. Paramètre de réseau et fractions molaires

Nous considérons des lasers dont la région active est formée par le composé quaternaire $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ et les couches de confinement par le composé binaire InP. Pour obtenir des lasers de bonne qualité, il est essentiel que les fractions molaires x et y soient choisies de façon à ce que les paramètres de réseau des semi-conducteurs $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ et InP soient accordés. La loi de Vegard permet d'exprimer le paramètre de réseau du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction des paramètres de réseau des composés binaires GaAs, GaP, InAs et InP [8, 9, 10]

$$a(x, y) = xy a(\text{GaAs}) + x(1-y)a(\text{GaP}) + (1-x)y a(\text{InAs}) + (1-x)(1-y)a(\text{InP}) \quad (\text{I.1})$$

Connaissant les paramètres de réseau des composés binaires, la condition d'accord $a(\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}) = a(\text{InP})$, relie les fractions x et y de la façon suivante :

$$x = \frac{0.4526y}{1 - 0.031y} \quad (\text{I.2})$$

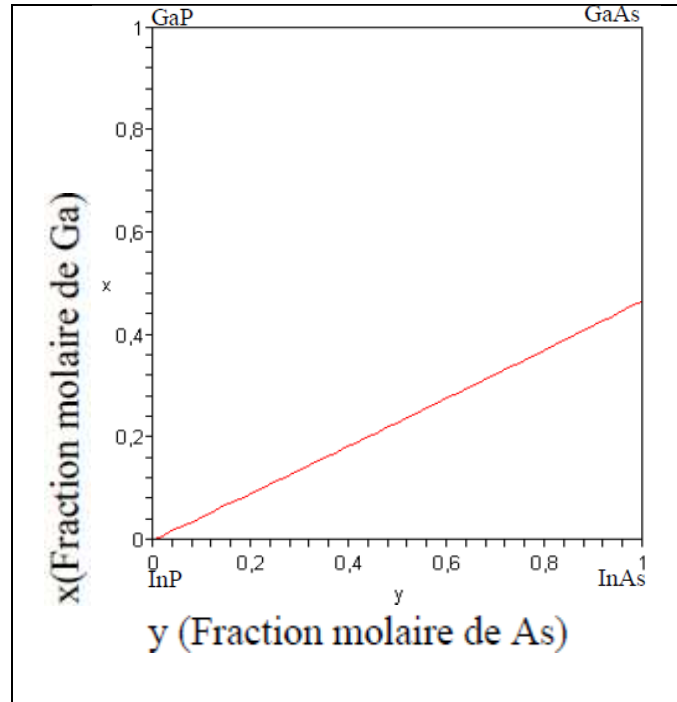


Figure I.4 : Composition de la couche active $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$

La figure I.4 illustre l'accord du paramètre de réseau du InGaAsP à celui du InP . On constate que l'énergie de la bande interdite du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ peut être variée considérablement. La longueur d'onde d'émission des lasers InGaAsP-InP peut être fixée entre environ 1 à $1,65\mu\text{m}$ en choisissant correctement les fractions molaires x et y .

I.1.4.2. Structure de bande du InGaAsP

Le $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ est un semi-conducteur à bande interdite directe pour $0 \leq y \leq 1$ lorsque son paramètre de réseau est accordé à celui du InP . L'énergie de la bande interdite est paramètre très important qui détermine, entre autres, la longueur d'onde d'émission du laser ($\lambda \approx hc / E_{ga}$, où E_{ga} est l'énergie de la bande interdite de la région active du laser). Nous modélisons les variations de E_g par rapport à la composition du matériau et la température de la façon suivante [11] :

$$E(y; T) = 1.421 - \frac{3.63 \cdot 10^{-4} T}{T + 162} - 0.72y + 0.12y^2 \quad (\text{I.3})$$

Dans cette expression, T est la température absolue et E_g est exprimé en eV. La figure I.5 illustre le comportement de l'énergie de la bande interdite du $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ en fonction de la fraction molaire y pour la température $T = 300 \text{ °K}$.

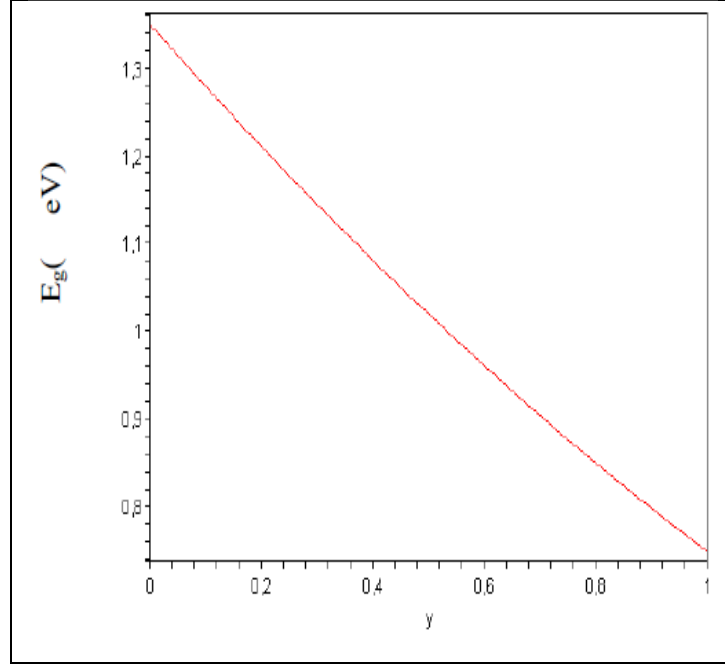


Figure I.5 : Énergie de la bande interdite du InGaAsP à $T = 300$ °K.

I.1.5. Permittivité statique

La permittivité statique (basse fréquence) du InGaAsP est donnée par [8,12] :

$$\epsilon_s(y) = (12.40 + 1.5y)\epsilon_0 \quad (\text{I.4})$$

Où ϵ_0 est la permittivité du vide. L'expression qui précède est obtenue en interpolant les valeurs de la permittivité statique des composés binaires GaAs, GaP, InAs et InP.

I.1.6. Mobilités des porteurs

Les variations des mobilités μ_n et μ_p par rapport à la composition du matériau, la température et la concentration de dopant de la façon suivante [8, 13] :

$$\mu_n(y, T, N) = \frac{5000 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{S}}{\left[1 + \frac{N}{1.22 \cdot 10^{16}} \right]^{0.191}} f_n(y) \left(\frac{300}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.5})$$

$$\mu_p(y, T, N) = \frac{192 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{S}}{\left[1 + \frac{N}{2.71 \cdot 10^{16}} \right]^{0.272}} f_p(y) \left(\frac{300}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (\text{I.6})$$

Dans ces expressions, $N = N_D + N_A$ est la concentration totale de dopant exprimée en cm^{-3} . Les fonctions $f_n(y)$ et $f_p(y)$ représentent la dépendance des mobilités par rapport à la composition du matériau.

I.1.7. Les mécanismes de recombinaisons des porteurs

Les porteurs injectés dans le laser sont consommés au travers différents processus de Recombinaisons[14]:

- ❖ Le premier effet est de loin le plus important, il s'agit de la recombinaison radiative des porteurs par émission spontanée : Ce taux est directement proportionnel à la densité d'électrons dans la bande de conduction et à celle des trous dans la bande de valence (BN^2) où B est appelé coefficient de recombinaison radiative ou biomoléculaire et N la densité de porteurs.
- ❖ Recombinaison non-radiative sur les défauts dont les niveaux d'énergie sont dans le gap : les porteurs sont piégés par un défaut, la recombinaison ne met en jeu qu'un porteur libre. Le mécanisme est donc directement proportionnel à la densité de porteurs (AN), où A est fonction de la quantité de défauts et est appelé coefficient de recombinaison linéaire.
- ❖ Recombinaison non-radiative Auger. Il s'agit d'une transition d'un électron de la bande de conduction vers la bande de valence, bien souvent entre deux valeurs

différentes de vecteur d'onde. Dans ce processus, deux électrons et un trou interviennent, le taux de recombinaison est donc proportionnel à la densité de porteurs au cube (CN^3), où C est le coefficient Auger. Le taux total de recombinaison, s'écrit alors :

$$R(N) = AN + BN^2 + CN^3 = \frac{N}{\tau_{rec}} \quad (\text{I.7})$$

où τ_{rec} est le temps de recombinaison des porteurs.

I.1.8. Le facteur d'émission spontanée

Le facteur d'émission spontanée β détermine la fraction de la lumière, émise par recombinaison spontanée, qui est couplée dans un mode du laser. Le facteur d'émission spontanée dépend surtout des propriétés spectrales de l'émission spontanée et des mécanismes de guidage présents dans le laser. Dans un laser à guidage par gain, ne présentant pas de variations de l'indice de réfraction $\widetilde{n}_0$ dans la direction latérale (comme un laser à ruban ou à large contact), le facteur d'émission spontanée est de l'ordre de, $\beta = 5 \cdot 10^{-3}$. Pour un laser à guidage par indice (comme un laser à structure enterrée, le facteur d'émission spontanée est plus faible, $\beta = 1 \cdot 10^{-4}$, [8]

I.1.9. Le gain optique

On peut calculer le gain optique à partir de la structure de bande du InGaAsP et de l'élément de matrice associé aux transitions directes, Pour des régions dopées P on prend souvent une approximation linéaire du gain en fonction de la densité de porteurs injectés donnée par formule :

$$g(n) = an - b \quad (\text{I.8})$$

Les paramètres a et b peuvent être évalués à partir de résultats théoriques ou expérimentaux.

Nous utilisons le modèle suivant pour les paramètres a et b :

$$a(y, T) = 1 \cdot 10^{-16} \exp\left(\frac{E_g(y, T)}{3.4}\right) \exp\left(\frac{173.8}{T}\right) \quad (\text{I.9})$$

$$b(y, T) = 158.5 \exp\left(\frac{E_g(y, T)}{1.34}\right) \exp\left(\frac{-231.8}{T}\right) \quad (\text{I.10})$$

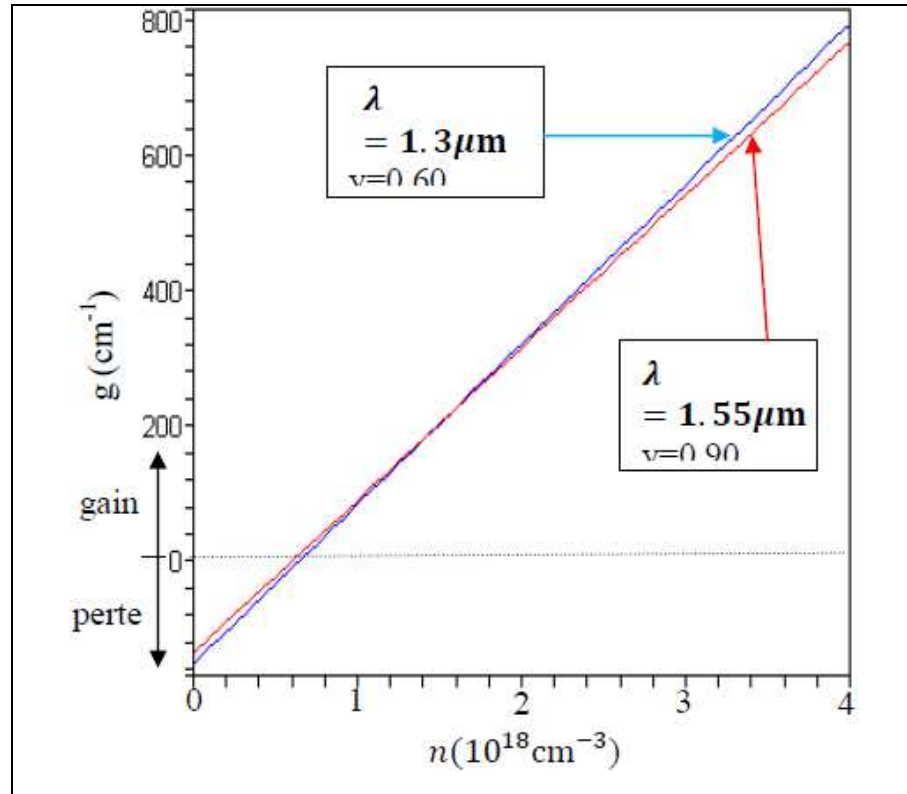


Figure I.6: Courbes montrant la relation linéaire entre le gain et la densité de porteurs injectée dans la région active pour deux valeurs de la fraction molaire $y=0.60$ et $y=0.90$. [5]

La figure I.8 illustre le gain (relation I.8) en fonction de la densité des porteurs injectée dans la région active. Ces courbes montrent que le gain varie de façon linéaire par rapport à la densité de porteurs injectés dans la région active.

I.2.GENERALITES SUR LES DIODES LASERS

I.2.1. INTRODUCTION

Les travaux fondamentaux d'Albert Einstein qui posèrent les bases théoriques pour la réalisation des masers (Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation) et lasers (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) datent de plus de 50 ans. En effet, c'est en 1917 qu'il a publié ses fameux travaux sur l'absorption et l'émission de la lumière où il mentionne les différences entre émission spontanée et émission stimulée. En 1954, Townes, Gordon et Zeiger construisent le premier oscillateur maser à NI à émission stimulée, et trois ans plus tard, le premier amplificateur maser dans le domaine des ondes millimétriques est réalisé presque simultanément par Bloembergen aux Etats Unis et par Prokhorov et Basov en Union Soviétique.

Le principe de l'amplification électronique quantique est étendu au domaine optique (laser) dans les travaux de Townes et Schawlow, et ils montrent la possibilité théorique de produire de la lumière cohérente par émission stimulée dans un résonateur optique. En 1960, Maiman (Etats-Unis) réalise le premier oscillateur laser dans un cristal de rubis, et dans la même année le premier laser à gaz voit le jour, réalisé par Javan et Bennet. En 1958 déjà Basov propose un laser à semi-conducteur (diode laser ou laser à injection), qui se réalisera en 1962 parallèlement dans les laboratoires de General Electric, IBM et au MIT.[1]

Dans un laser à semi-conducteur, la lumière induit ce qu'on appelle la recombinaison électron-trou. L'électron se désexcite de la bande de conduction vers la bande de valence et émet un photon de caractéristique identique au photon inducteur. Pour accroître l'intensité de sortie de ces lasers, il faut augmenter la densité de porteurs, c'est-à-dire d'électron et de trous, ce qui conduit à l'inversion de population des lasers, elle est réalisée dans une zone du semi-conducteur appelée zone active, par injection d'un courant qui est équivalent au pompage des autres lasers [15].

I.2.2. Principe du Diode laser

Les trois principales composantes d'un laser sont les suivantes : un milieu actif et un mécanisme de pompage et un résonateur optique [15]. Un système laser peut être schématisé de la façon suivante :

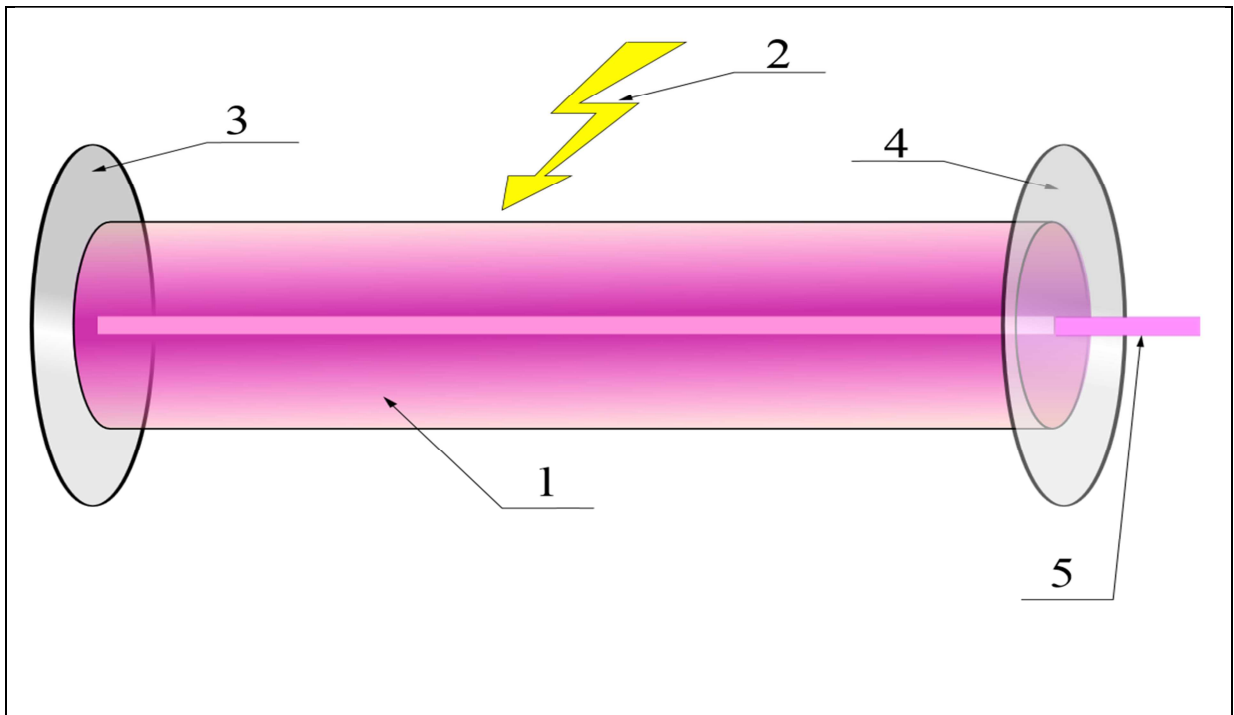


Figure I.7: schéma d'un cavité Diode Laser

- 1)- milieu excitable
- 2)- Energie de pompage
- 3)- Miroir totalement réfléchissant
- 4)- Miroir semi réfléchissant
- 5)- faisceau laser

Du point de vue atomique ,il existe trois types de réactions photoniques possibles :

I.2.2.1. Absorption inter bande

Lors de l'absorption, un photon incident est absorbé par un électron de la bande de valence qui passe alors à la bande de conduction (figure I.8). Pour que ce phénomène se produise, il faut que le photon incident ait une énergie supérieure à la bande interdite. Le phénomène laisse un trou dans la bande de valence. C'est ce phénomène qui sert de pompages optiques ou électriques, dans certaines sources de rayonnement et il est aussi le mécanisme utilisé pour l'opération des photos détectrices [15].

La transition de l'état E_1 à l'état E_2 (par l'électron) se fait par l'absorption d'un photon d'énergie, $E_{21} = E_1 - E_2 = h\omega$

Où h est la constante de Plank.

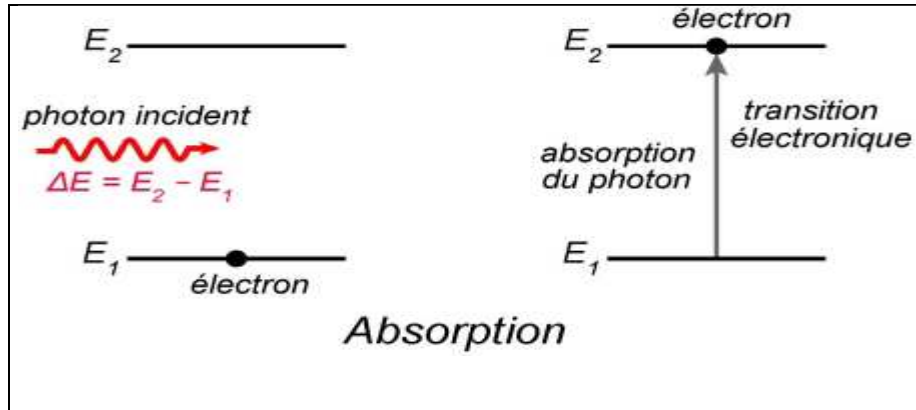


Figure I.8 : Schéma de l'absorption inter bande

I.2.2.2. Emission spontanée

L'émission spontanée est une recombinaison radiative résultant d'une transition électronique de bande à bande (fig. I.9). Cette radiation est une émission isotrope (*i.e.* dans toutes les directions) et incohérente (l'émission est faite avec une phase arbitraire et même fluctuante). L'énergie du photon émis est celle qui correspond à l'énergie de la bande interdite. Dans les gaz, les niveaux atomiques sont bien définis et la radiation émise sera d'une énergie précise ou d'un spectre d'allure monochromatique. Par contre, dans les semi-conducteurs, l'état excité de l'électron se trouve dans la bande de conduction. On a alors affaire à une distribution d'états qui produiront un spectre d'émission beaucoup plus étalé, Il y a une densité d'états dans la bande de conduction, de sorte que le spectre d'émission est en général élargi. L'émission spontanée se produit dans 10^{-8} à 10^{-9} s après l'excitation. C'est ce type d'émission qui domine dans les diodes électroluminescentes et aussi dans les diodes laser sous le seuil d'oscillation [15].

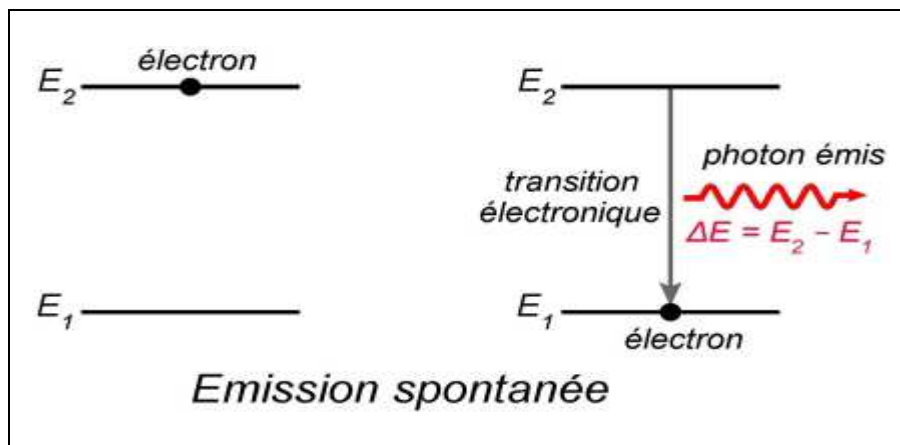


Figure I.9 : Schéma de l'émission spontanée

I.2.2.3. Emission stimulée

La transition entre les états électroniques peut être stimulée par la présence d'une radiation électromagnétique qui a une énergie $E = h\nu$ au moins aussi grande que l'énergie de la bande interdite E_g où h est la constante de planck. Dans ce cas, le photon incident provoque la recombinaison de la paire électron trou. Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut d'abord un matériau avec des niveaux d'énergie appropriés occupés par un grand nombre d'électrons, un mécanisme d'excitation et une "pompe" pour monter les électrons au niveau d'énergie supérieur de façon efficace. Cela a pour effet de créer une inversion de population. Finalement, la présence de radiation en situation d'inversion de population produira l'émission stimulée. Le photon fait vibrer l'électron qui se désexcite en émettant un photon identique au photon incident dans le processus, on passe de un à deux photons qui iront, chacun à leur tour, produire d'autres photons jumeaux et le processus se répétera dans une réaction en chaîne [7].

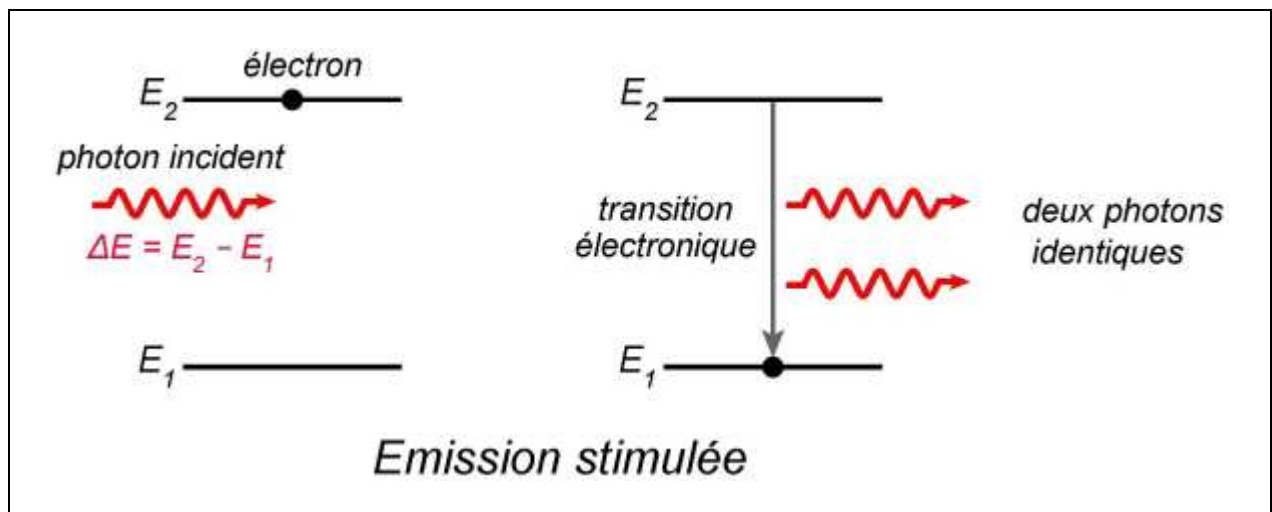


Figure I.10 : Schéma de l'émission stimulée

I.2.3. L'inversion de population

L'émission stimulée d'un atome ou d'une molécule produit un nouveau photon qui a exactement les mêmes fréquences, phase et direction que le photon incident dans un laser, cela se fait à grande échelle, sur un très grand nombre d'atomes ou molécules identiques. C'est pourquoi un laser a la particularité d'émettre une onde lumineuse intense dont la direction, la fréquence et la phase sont très bien déterminées. Il s'agit d'une lumière dite cohérente, qui émet de nombreuses ondes de fréquences et phases diverses et ce dans toutes les directions.

Mais pour obtenir un effet d'émission stimulée sur un grand nombre d'atomes ou molécules, il faut fournir de l'énergie au milieu matériel afin que ses atomes ou molécules soient pour la plupart dans un niveau d'énergie excité E_2 , et non dans leur niveau fondamental E_1 . C'est ce qu'on appelle effectuer une *inversion de population*, car à l'équilibre thermodynamique la majorité des atomes se trouvent au contraire dans l'état d'énergie le plus bas plus précisément,

le rapport des populations N_2 et N_1 des niveaux E_2 et E_1 vaut, à l'équilibre thermodynamique à la température absolue T [15]:

$$N_1/N_2 = g_1/g_2 \exp[-(E_1 - E_2)/K_\beta T] \quad (\text{I.11})$$

où β k est la constante de Boltzmann, g_1 et g_2 sont les dégénérescences (le niveau peut alors être considéré comme un ensemble de g_i sous-niveaux de même énergie).

Le mécanisme précis aboutissant à l'inversion de population fait intervenir un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires entre E_1 et E_2 . De plus, le niveau excité E_2 doit être suffisamment stable pour que l'émission spontanée ne se produise pas trop rapidement ,autrement, celle-ci devancerait l'émission stimulée et l'on n'obtiendrait pas une onde lumineuse cohérente [16].

I.2.4. L'effet laser

L'inversion de population étant réalisée (par excitation lumineuse- on parle dans ce cas de -" pompage optique" - ou électrique). Lorsque l'un des atomes excités émet un photon de fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$ par émission spontanée. En arrivant sur un autre atome excité, ce photon va déclencher une émission stimulée, à l'issue de laquelle on obtient deux photons identiques et en phase. Ces deux photons vont à leur tour donner lieu à deux émissions stimulées, d'où deux nouveaux photons. Et ainsi de suite : le nombre de photons identiques et en phase qui traversent le milieu se multiplie très rapidement. C'est l'effet laser, c'est-à-dire l'amplification du rayonnement [7].

I.2.5. Amplification

Pour obtenir l'action laser, il faut favoriser l'émission stimulée le plus possible. Rappelons que pour que l'émission soit stimulée il faut une inversion de population et la participation de photon pour déclencher ou stimulée l'émission. Plus il aura de photon

déclencheurs, plus l'émission stimulée sera importante. On a donc intérêt à utiliser un médium

actif générateur de photon ; on dit alors qu'il y a du gain parce que chaque photon incident aura une probabilité importante de générer d'autres photons par émission stimulée et de plus, on a intérêt à recycler les photons, c'est-à-dire de les faire passer plusieurs fois dans le milieu actif : on configure le laser en résonateur où chaque photon repasse dans le milieu actif un grand nombre de fois. Pour le laser à semi-conducteur, si l'on considère une structure des plus simples, un laser à semi-conducteur est un émetteur latéral (donc une diode électroluminescente). Avec des facettes réfléchissantes obtenues en clivant le cristal [8].

I.2.6. Pompage

Le pompage permet d'amener une majorité de particules à l'état excité (Excitation optique décharges électriques...) Il y a ensuite accumulation d'électrons sur le niveau métastable, c'est l'inversion de population. Celle-ci favorise l'émission stimulée [17].

I.2.7. Caractéristiques d'un faisceau laser

La lumière laser ainsi produite aura les caractéristiques suivantes du fait de sa production par émission stimulée :

- mono chromaticité (même longueur d'onde)
- cohérence spatiale et temporelle (Deux photon oscillent en même temps et de la même manière)
- directivité (le faisceau unidirectionnel)
- faible divergence.

I.2.8. Principe de la source Diode laser

Le principe de la source diode laser consiste en premier lieu à exciter les électrons d'un milieu, puis à y déclencher l'émission stimulée de photons. Pour cela, un laser possède un réservoir d'électrons (ce réservoir peut être solide, liquide ou gazeux) associé à une source excitante qui « pompe » les électrons à de hauts niveaux d'énergies. Dans un second temps, un photon est injecté dans le milieu ce qui produit, pendant la désexcitation d'un des atomes, un deuxième photon identique. Ces deux photons produisent à leur tour deux autres photons identiques pendant la désexcitation de deux autres atomes. Ces quatre photons etc. C'est une réaction en chaîne. Outre l'intensification du rayon laser, ce phénomène consomme très rapidement les atomes excités, qu'il est difficile de reconstituer aussi vite : il est donc très

difficile de faire fonctionner un diode laser en mode continu, en pratique les lasers fonctionnent en mode par impulsions (mais on peut obtenir des « rafales » tellement dense que la différence avec un mode continu est peu sensible).

Dans un laser, le photon de stimulation (et donc la lumière de sortie) est d'une nature (énergie) différente des photons utilisés pour le pompage optique : dans le cas contraire, au lieu de produire une excitation des atomes les photons de pompage pourraient provoquer une émission stimulée, avec globalement un rendement nul. Typiquement, la diode laser joue sur trois niveaux d'énergie : le pompage fait passer les atomes du niveau le plus bas au niveau le plus élevé, les atomes passent spontanément à un niveau intermédiaire (ce qui évite l'émission stimulée par la lumière de pompage), et c'est le retour du niveau intermédiaire vers le niveau le plus bas qui est stimulé avec production du rayon laser [17].

I.2.9. Le rayonnement laser

Le rayonnement laser est accumulé entre deux surfaces réfléchissantes, qui forment ce qu'on appelle une cavité résonante, avant de le relâcher sous forme de faisceau. Deux miroirs, dont l'un semi réfléchissant, situés aux extrémités du laser se renvoient les photons émis, donc la réaction en chaîne ne s'arrête pas lorsqu'on arrive au bout du réservoir d'électron, on les renvoie dans le réservoir et la chaîne se poursuit dans l'autre sens. Ainsi la lumière s'intensifie à chaque passage jusqu'à ce qu'elle soit libérée par le miroir partiellement transparent à l'extrémité du dispositif pour certaines applications très énergétiques ,le faisceau émis traverse des amplificateurs complémentaires associés à des dispositifs optiques complexes permettent des expériences scientifiques de recherche fondamentale ou des applications industrielles (soudure,décopages, gravure.....) [18]

I.2.10.Les différents types de DIODE LASER

Nous venons de voir comment il était possible d'augmenter la puissance du rayon laser. Cependant, si on assimile le faisceau laser à un jet continu tel qu'un jet d'eau, pour augmenter l'efficacité de ce jet deux paramètres peuvent influencer : il s'agit de la pression (intensité) du flux, et de sa température. Pour la diode laser les paramètres sont les mêmes. Il y a donc la puissance du faisceau (voir ci-dessus), et l'énergie individuelle des particules projetées, qui influent sur son agressivité face aux tissus. Ainsi pour obtenir des énergies individuelles par photon différentes il existe plusieurs types de milieux diodes lasers : Solides, liquides, gazeux.

- ❖ **Milieux solides** : Constitués de cristaux (notamment des cristaux de rubis ou des verres dopés au néodyme). Ce sont les milieux qui permettent d'obtenir la plus grande puissance utile. Ils génèrent le plus souvent des rayons discontinus et brefs. Leur pompage s'effectue par des flashes électroniques au xénon, des lampes à arc ou des lampes à vapeur métallique.
- ❖ **Milieux liquides** : Ils sont généralement faits de colorants enfermés dans un récipient en verre. Le pompage s'effectue par flashes discontinus ou par un laser auxiliaire en continu. Dans ce type de milieu, la longueur d'onde peut être ajustée à l'aide d'un prisme placé dans le récipient.
- ❖ **Milieu gazeux** : Milieu gazeux qui peut être un gaz pur, un mélange de gaz, ou un métal chauffé à l'état de vapeur. Le pompage du milieu peut être obtenu par rayonnement ultraviolet ou par bombardement d'électrons. Le plus répandu est le laser à dioxyde de carbone qui génère de fortes puissances en mode continu.

I.2.11. Les Diodes Lasers à semi-conducteurs

Les Diodes lasers à semi-conducteur fonctionnent sur un principe qui totalement différent par rapport aux diode lasers évoqués dans les pages précédentes. Les états excités ne sont pas indépendants les uns des autres et conduisent à la notion de bandes d'énergie. La lumière induit la recombinaison électron-trou. Un électron se désexcite depuis la bande de conduction vers la bande de valence en émettant un photon de caractéristiques strictement identiques au photon incident. En augmentant le nombre d'électrons et de trous, on augmente la densité de porteur donc l'intensité du laser. Ce mécanisme ressemble à l'inversion de population utilisée par les autres types de la diode lasers. La pompe est ici remplacée par injection d'un courant dans la zone active du milieu (figure I.11). L'effet laser se produit entre deux bandes d'énergie (de conduction et de valence) séparées par l'énergie de Gap (E_g). Cette bande interdite induit directement la valeur de la longueur d'onde en sortie. La densité d'inversion de population étant importante, le gain est très grand et les dimensions de la cavité diminuent (moins de un millimètre) [16].

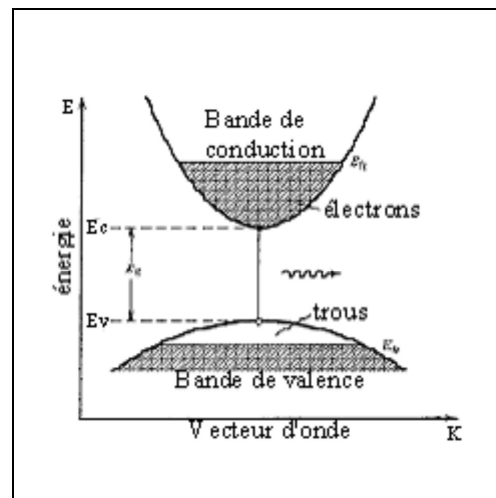


Figure I.11 : La bande conduction et la bande de valence d'un semiconducteur

A sa découverte en 1962, les applications étaient très limitées car le fonctionnement en régime continu et à température ambiante de tels lasers n'était pas possible. En 1968, la réalisation de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs, son faible volume, sa compatibilité avec les fibres optiques, son rendement de conversion élevé (entre 40 et 50%) et son moindre coût (réalisable en grande quantité) en font le laser le plus fabriqué et le plus utilisé dans le monde. Sa puissance est pourtant faible, sa cohérence et sa divergence sont médiocres et longueur d'onde est extrêmement sensible à la température. Certains domaines comme la télécommunication optique utilisent ce laser en régime impulsionnel (quelques picosecondes). Dans ce cas, le pompage est réalisé directement par une faible injection de courant. Le Tableau 1 résume le parallèle qui peut être établi entre le LSC et les autres types de lasers [15].

LSC	Autres lasers
Bande de conduction et de valence	Niveaux d'énergie atomique
Densité de porteurs	Densité d'inversion de population
Injection d'un courant	pompage

Tableau I.3. Comparaison des LSC avec les autres types de lasers [15].

I.2.12. Structures de diode laser

Du point de vue du confinement latéral, on distingue principalement les structures

suivantes:

I.2.12.1. Structure large

La première structure obtenue a été celle du laser à structure large (fig I.12). Dans ces lasers, le courant est injecté de façon uniforme dans toute la région de jonction. Ce type de laser est facile à fabriquer et est souvent utilisé de nos jours pour une évaluation rapide de la qualité du cristal. Par contre, ces lasers ont l'inconvénient d'avoir besoin de courants d'injection élevés et l'effet laser en continu à la température ambiante est difficile à obtenir [16].

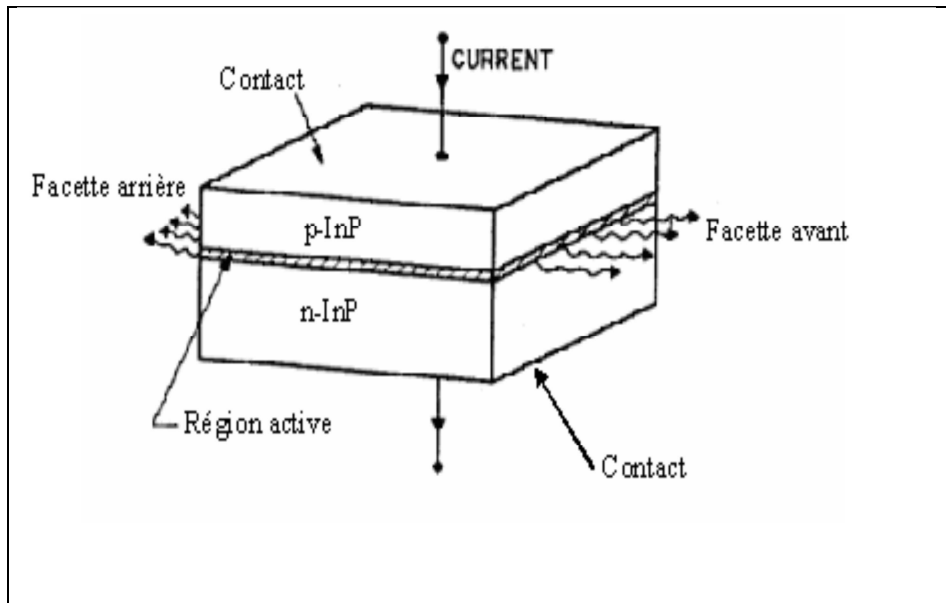


Figure I.12 : Laser à structure large.

I.9.2. Structure ruban

On en est rapidement venu à la structure ruban (figure I.13) pour réduire le courant d'injection total, tout en gardant une haute densité de courant localement. Ce fut un développement technologique important. On définit un contact ayant la forme d'un ruban étroit, de quelques microns de large, au centre du dispositif sur toute sa longueur.

Sous le ruban, la région active aura des dimensions similaires et une épaisseur d , celle de la région active. à la facette, l'émission se fera par une fenêtre de dimensions $S \times d$. les structures ruban sont meilleures que les structure larges tant du point de vue contrôle des modes que du point de vue linéarité et stabilité à température ambiante [7].

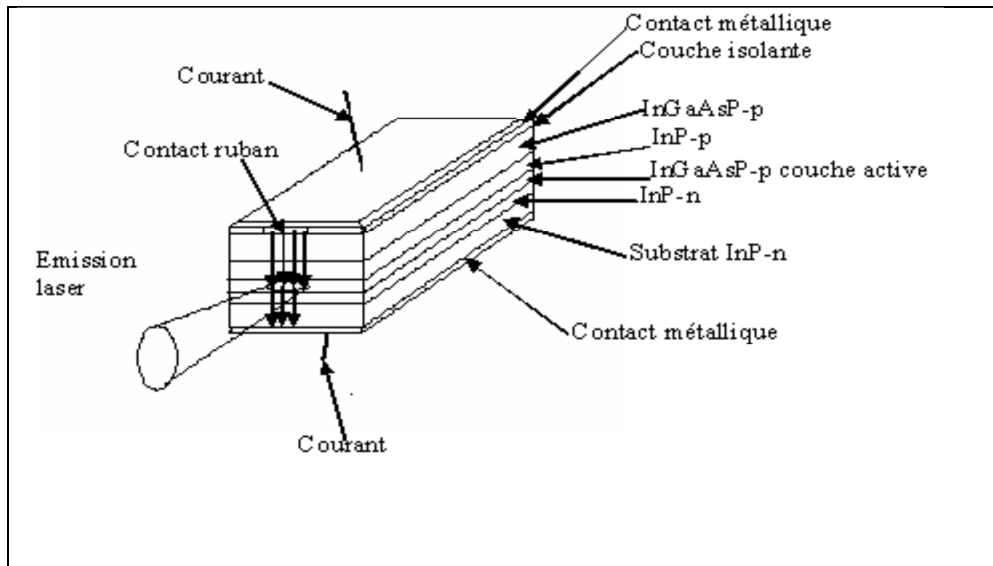


Figure I.13 : La structure ruban.

I.10.Conclusions

Dans ce chapitre nous avons rappelé quelques notions sur les semi-conducteurs, nous avons ensuite expliqué le fonctionnement de la Diode Laser et leurs les caractéristiques, nous avons cité par la suite.

Chapitre. II

**Modélisations d'une Diode
Laser a Semi-Conducteur**

III-V

II.1. INTRODUCTION

La modélisation d'une diode laser à semi-conducteurs consiste essentiellement à résoudre deux problèmes couplés. Le premier problème concerne la distribution du potentiel électrique des porteurs de charge et des courants dans le dispositif sous l'influence d'une excitation externe (potentiel appliqué aux bornes du dispositif), et le second problème consiste à la distribution du champ optique dans la diode laser, cette distribution est déterminée par les mécanismes de guidage dans la diode laser, par la présence de la cavité Fabry-Pérot responsable de la rétro - action optique [8].

Les mécanismes de recombinaison dans la région active en particulier l'émission stimulée, constituent la principale source de couplage entre les deux problèmes électrique et optique.

Des années de recherche dans la physique des dispositifs à semi-conducteur ont eu comme résultat l'établissement d'un modèle mathématique qui s'applique à tous les dispositifs [19]. Ce modèle consiste en un ensemble d'équations fondamentales qui lient le potentiel électrostatique et les densités de porteurs ensemble. Ces équations, qui sont résolues à l'intérieur de tous les simulateurs de dispositifs, ont été dérivées à partir des lois de Maxwell et consistées en l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de transport. Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle mathématique utilisé pour notre étude.

II .2. Équations de Maxwell

Fondamentalement, ces quantités physiques sont régies par les équations de Maxwell [7]:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = -\frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (\text{II.1})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{H} = \vec{J} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t} \quad (\text{II.2})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho \quad (\text{II.3})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II.4})$$

Où $\vec{E}$ est le champ électrique, $\vec{H}$ est le champ magnétique, ρ est la densité de charge et $\vec{J}$ est la densité du courant.

Pour des semi-conducteurs linéaires, isotropes et non-magnétiques, le déplacement Électrique $\vec{D}$ et l'induction magnétique $\vec{B}$ sont donnés par :

$$\vec{D} = \epsilon \vec{E} \quad (\text{II.5})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \vec{H} \quad (\text{II.6})$$

Dans ces équations, μ_0 est la perméabilité magnétique du milieu et ε est la permittivité électrique.

On satisfait la quatrième équation de Maxwell automatique par ce choix parce que

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{V}) = 0, \text{ pour tout vecteur } \vec{V}$$

En introduisant le potentiel vecteur $\vec{A}$ défini par $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ dans l'équation (II.1), nous obtenons :

$$\vec{\nabla} \times (\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}) = 0 \quad (\text{II.7})$$

Comme le rotationnel d'un gradient est nul, nous pouvons utiliser l'approximation quasi-statique qui consiste à négliger les effets du potentiel retardé en posant

$\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} = 0$ L'équation (II.7) devient alors $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$ ce que nous permet de définir le potentiel électrique ϑ comme suit:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}\vartheta \quad (\text{II.8})$$

En substituant cette définition dans les équations(II.5) et(II.3), nous obtenons l'équation de Poisson reliant la densité de charge ρ au potentiel électrique ϑ dans le dispositif :

$$\vec{\nabla} \cdot (\varepsilon \vec{\nabla}\vartheta) = -\rho \quad (\text{II.9})$$

Par ailleurs, en prenant la divergence de l'équation (II.2) et en y substituant l'équation (II.3), nous obtenons l'équation de continuité qui exprime le principe de conservation de la charge :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = -\frac{\partial \rho}{\partial t} \quad (\text{II.10})$$

Pour compléter l'équation de Poisson qui décrit la variation du potentiel électrostatique avec les densités de charges locales, et l'équation de continuité, nous devons définir la densité de charge ρ et la densité de courant en tenant compte des propriétés particulières des semi-conducteurs.

La densité de charge dans un semi-conducteur est formée par la densité d'électrons libres n , la densité de trous libres p et les concentrations de charges fixes.

Les charges fixes proviennent des dopants ionisés, accepteurs ou donneurs, dont les concentrations sont respectivement notées N_A et N_D .

L'équation de Poisson dans un milieu semi-conducteur peut donc s'écrire sous la forme suivante :

$$\vec{\nabla} \cdot (\vec{\nabla}\vartheta) = q/\varepsilon(n - p + N_A - N_D) \quad (\text{II.11})$$

Où q est la charge élémentaire.

La densité de courant $\vec{J}$ est causée par le déplacement des porteurs libres et se

représente comme le somme des densités de courant d'électrons $\vec{J}_n$ et de trous $\vec{J}_p$:

$$\vec{J} = \vec{J}_n + \vec{J}_p \quad (\text{II.12})$$

En supposant que l'état d'ionisation des dopants est indépendant du temps, la dernière équation nous permet de scinder l'équation de continuité (II.10) en deux équations, une pour chaque type de porteurs :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_n - q \frac{\partial n}{\partial t} = qK \quad (\text{e}) \quad (\text{II.13})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p + q \frac{\partial n}{\partial t} = -qK \quad (\text{t}) \quad (\text{II.14})$$

On obtient alors deux équations de continuité, une pour les électrons et l'autre pour les trous, couplés par le terme K.

Ces deux équations de continuité expriment le principe de conservation de la charge totale en tenant compte des processus de recombinaison et de génération de porteurs qui se produisent dans le dispositif. Grâce à ce terme qu'on peut décrire l'effet de la lumière sur les porteurs.

On distingue des processus radiatifs (avec lumière) ou non radiatifs. Processus radiatifs on a :

- a) La photo génération (absorption) : l'absorption crée une paire électron-trou,
- b) l'émission spontanée,
- c) l'émission stimulée.

Parmi les recombinaisons non radiatives :

- la recombinaison Auger.

II .3. Courant total

La formulation de densité de courant $\vec{J}_n$ et $\vec{J}_p$ sont données par les relations suivantes [7]:

$$\vec{J}_n = q\mu_n n \vec{\mathcal{E}} + qD_n \vec{\nabla}_n \quad (\text{e}) \quad (\text{II.15})$$

$$\vec{J}_p = q\mu_p p \vec{\mathcal{E}} - qD_p \vec{\nabla}_p \quad (\text{t}) \quad (\text{II.16})$$

Ces expressions sont loin d'être générales, dans ces équations D_n et D_p sont les coefficients de diffusion, et $\vec{\mathcal{E}}$ est le champ électrique.

Une façon de quantifier la sensibilité de la structure de la diode laser à l'augmentation de température est la mesure du paramètre T0. Ce paramètre est déterminé respectivement, à partir de la mesure du courant injecté à différentes températures. Le courant injecté est décrit par, équation :

$$I_{th} = I_0 e^{\left(\frac{T}{T_0}\right)} \quad (\text{II.17})$$

II .4. Équation d'évolution pour les porteurs

L'équation (II.1 3) et (II.15) dans le cas des électrons comme on a affaire à des semi-conducteurs faiblement dopés et que le champ $\vec{\varepsilon}$ est faible dans les sources électroluminescentes, on ne garde que le courant de diffusion, de sorte que [7] :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_n = qD_n \vec{\nabla}^2 n = qD_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} \quad (\text{II.18})$$

Si on passe à une dimension par simplicité. L'équation de continuité devient :

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - K \quad (\text{II.19})$$

Le premier terme de droite rend compte de la diffusion des charges de concentrations élevées vers des concentrations plus basses, tandis que le dernier représente leur création et leur destruction selon les processus suivants [7]:

$$\begin{aligned} K &= \frac{J}{qd} && \text{injection externe} \\ &= R(n) && \text{recombinaison} \\ &= GS && \text{émission stimulée} \end{aligned}$$

Réunissons donc ces termes pour avoir l'équation d'évolution des électrons.

$$K = \frac{J}{qd} + R(n) + GS \quad (\text{II.20})$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{J}{qd} + D_n \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - R(n) - GS \quad (\text{II.21})$$

$R(n)$ est le taux de recombinaison total qui tient compte des processus radiatifs et non radiatifs.

II.5. Le facteur de confinement optique

La proportion de l'énergie qui est effectivement présente dans la partie amplificatrice est par définition le facteur de confinement Γ . Il est donné par l'équation (II.21) et doit être pris en compte dans le calcul de l'amplification de l'onde.

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{+d/2} \int_{-w/2}^{+w/2} |E(x,y)|^2 dx dy}{\iint |E(x,y)|^2 dx dy} \quad (\text{II.22})$$

où d est l'épaisseur de zone active, W la largeur de ruban et E le champ électromagnétique.

Dans ce travail nous avons posé que $\Gamma = 1$ [7].

II.6. Hypothèses simplificatrices

La résolution du système d'équations couplées dans le cas général est difficile et compliqué, mais on peut résoudre le problème dans des cas simples (en utilisant des hypothèses simplificatrices), qui fournissent des résultats importants. Intéressons nous à la région active seulement (cas utilisé dans la simulation) figure II.1, avec les données :

- Largeur da cavité : $2 \mu m$
- Epaisseur de la structure active : $0.2 \mu m$
- Longueur de la région active : $250 \mu m$

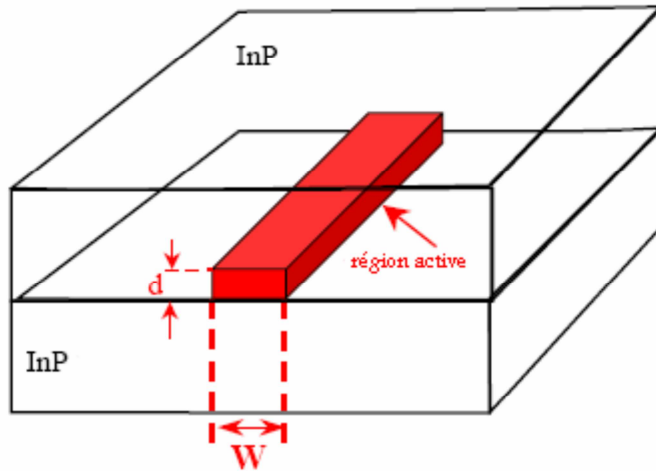


Figure II.1 : Schéma de la structure [20].

Il est possible d'obtenir un modèle encore plus simplifié ne comprenant que deux équation d'évolution (indépendantes des coordonnées spatiales). Pour ce faire, il suffit d'intégrer les équations du modèle unidimensionnel sur la dimension transverse du laser en utilisant les approximations suivantes :

- les densités de porteurs n et p dans la région active sont pratiquement constantes car l'épaisseur de la région active est généralement beaucoup plus faible que la longueur de diffusion des porteurs

- la condition de neutralité est respectée dans la région active de sorte que :

$$p \approx n + N_A \quad (II.23)$$

Où N_A est la concentration de dopant dans la région active (supposée ici de type p)

- l'injection de porteurs et les taux de recombinaison sont négligeables dans les couches de confinement
- les courants de fuites aux hétérojonctions sont négligeables.

En considérant, de plus, un laser monomode et un modèle linéaire pour le gain ($g(n)=an-b$), où a et b sont paramètres définis à l'équations (I.9.10), on obtient le système d'équations d'évolution pour la densité de photons et la densité de porteurs prend la forme [9]:

II.7. Équations de conservation des porteurs et des photons

Nous présentons ici les équations dynamiques couplées de la cavité laser, tenant compte du comportement temporel de la densité de porteurs et de photons. Dans notre cas, ces équations seront utilisées en régime permanent et nous permettront de rendre compte de la saturation du gain dû au LSHB.[14]

$$\frac{dN}{dt} = \frac{J}{qd} - (AN + BN^2 + CN^3) - v_g g(N)S \quad (\text{II.24})$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g g(N)S - v_g (\alpha_i + \alpha_m)S + \beta BN^2 \quad (\text{II.25})$$

où J est la densité de courant, d est l'épaisseur de couche active (puits quantiques), v_g est la vitesse de groupe et β est le coefficient d'émission spontanée.

$$v_g = c/n_g \quad (\text{II.26})$$

n_g est l'indice de groupe peut être représenté par une constante : $n_g = 4$

C est la vitesse de la lumière dans le vide.

les pertes dues aux miroirs de la cavité Fabry-Pérot sont données par le coefficient d'absorption α_m [7]:

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) \quad (\text{II.27})$$

Où L est la longueur de la cavité du laser R_1 et R_2 , les coefficients de réflexion des faces avant et arrière de la cavité. En considérant l'interface air-semi-conducteur à chaque extrémité du laser.

II.8. Gain et spectral hole burning

Le spectral hole burning correspond à la diminution du nombre de porteurs à la longueur d'onde d'émission laser car ces derniers sont consommés par le processus d'émission stimulée. Le gain à cette longueur d'onde [21] est alors diminué suivant l'équation(II.27) :

$$g(N) = \frac{\Gamma \frac{dg}{dN}(N - N_0)}{1 + \varepsilon S} \quad (\text{II.28})$$

où ε est le facteur de compression de gain ($\varepsilon \approx 10^{-17} \text{cm}^3$), dg/dN le gain différentiel, S la densité de photons et N_0 la densité de porteurs à la transparence.

II.9. Puissance émise

Pour terminer la description, il ne reste qu'à déterminer la puissance émise par la diode laser. La puissance totale est donnée par produit de l'énergie des photons $h\omega$, du taux auquel ceux-ci s'échappent de la cavité par les miroirs $v_g \alpha_m$, de la densité de photon S et du volume V du laser [7,22,8]:

$$p_{Tot} = h\omega (v_g \alpha_m) V S \quad (\text{II.29})$$

Pour un laser de longueur L et de section A , on peut écrire :

$$p_{Tot} = \frac{h\omega}{2} v_g \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) A \times S \quad (\text{II.30})$$

Puisque $\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)$

II.10. Rendement quantique

Le rendement quantique différentiel externe η_{ext} est celui qui est obtenu à l'extérieur du dispositif. Pour un laser Fabry – Pérot, il est relié au rendement quantique différentiel interne η_i qui représente la quantité de porteurs libres injectés convertis en photons par recombinaison stimulée, et le rendement externe (η_{ext} , exprimé en w/A), soit [22,20]:

$$\eta_i = \frac{v_g g s}{AN + BN^2 + CN^3 + v_g g s} \quad (\text{II.31})$$

Et le rendement quantique différentiel externe est donné :

$$\eta_{ext} = \eta_i \frac{h\nu}{q} \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (\text{II.32})$$

Où ν la fréquence d'émission laser, h la constante de Planck et q la charge de l'électron, Pour obtenir cette formule considérons le rapport du rendement externe au rendement interne. Il correspond au nombre de photons qui s'échappent divisé par le nombre total de photons produits par les miroirs. On peut voir que [7,20].

$$\frac{1}{\eta_{ext}} = \frac{q}{\eta_i h\nu} \frac{\alpha_m + \alpha_i}{\alpha_m} \quad (\text{II.33})$$

La dépendance en température du rendement externe suit la loi phénoménologique suivante, équation :

$$\eta_{ext} = \eta_0 + \eta_1 T + \eta_2 T^2 \quad (\text{II.34})$$

Où T la température en °C et η_0, η_1 et η_2 c'est des constant représente la rendement externe

II.11.conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle mathématique dont le but de pouvoir tracer les caractéristiques d'une Diode Laser à semi-conducteur (InGaAsP-InP) ainsi l'effet de quelques paramètres sur ces caractéristiques (le gain, le rendement, la puissance... ext) .

Les traces seront présentées dans le chapitre suivant.

Chapitre. III

Simulations d'une Diode

Laser a semi-conducteur III-V

III.1.Introductions

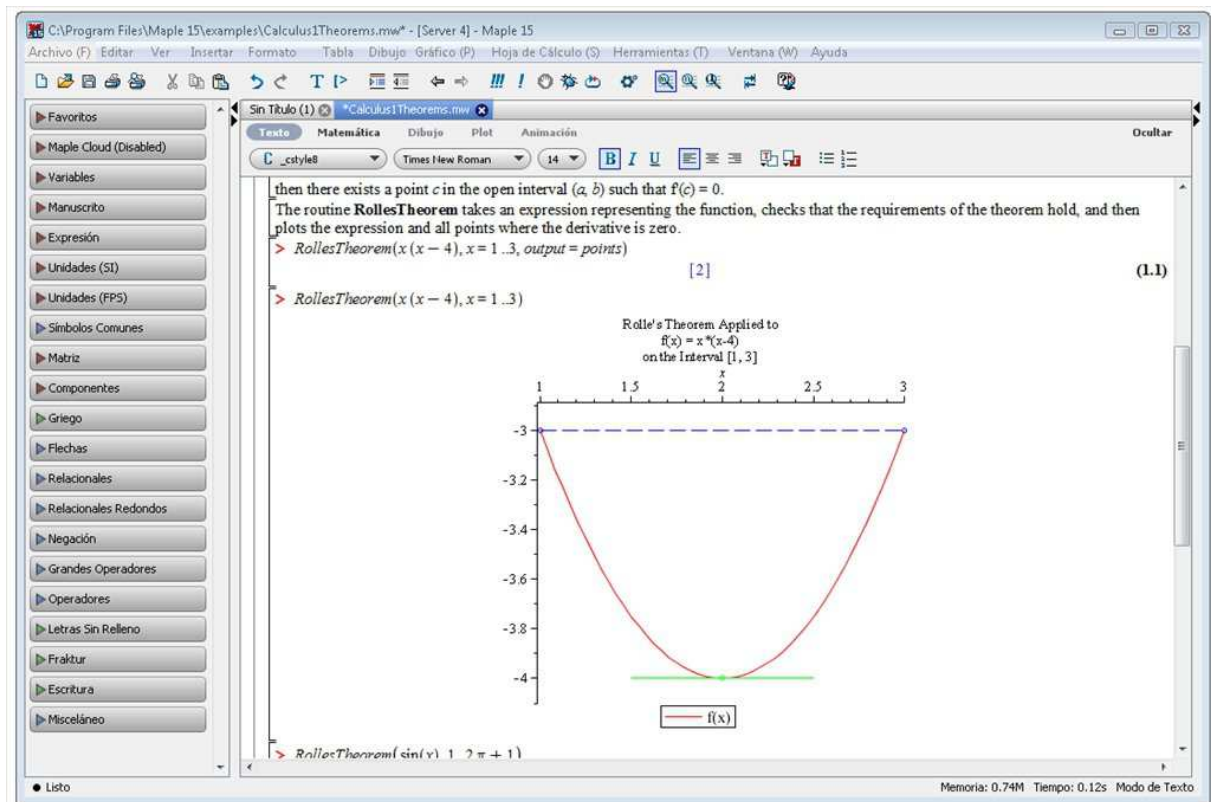
Après que nous avons trouvé le modèle mathématique utilisé pour notre étude. Dans ce chapitre, nous avons choisir un programme de simulation numérique, pour tracés les caractéristiques électriques et optiques de notre diode laser, nous avons utilisé deux programme (Maple, Matlab), Dans le présent de ce chapitre nous allons donner une petite introduction sur les deux logiciel.

Pour cette simulations nous avons choisi deux longueurs d'onde d'émissions très intéressantes qui sont $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu m)$, $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu m)$, pour une diode laser (InGaAsP-InP), et deux valeur de facteur d'émissions spontanée β , pour les calculs ($\beta = 1 * 10^{-4}$ et $\beta = 5 * 10^{-3}$).[5]

III.2. Les logiciels utilisés

III.2.1. logiciel Maple

La figure (III.1) représente la fenêtre du logiciel Maple



La figure (III.1) la fenêtre du logiciel Maple

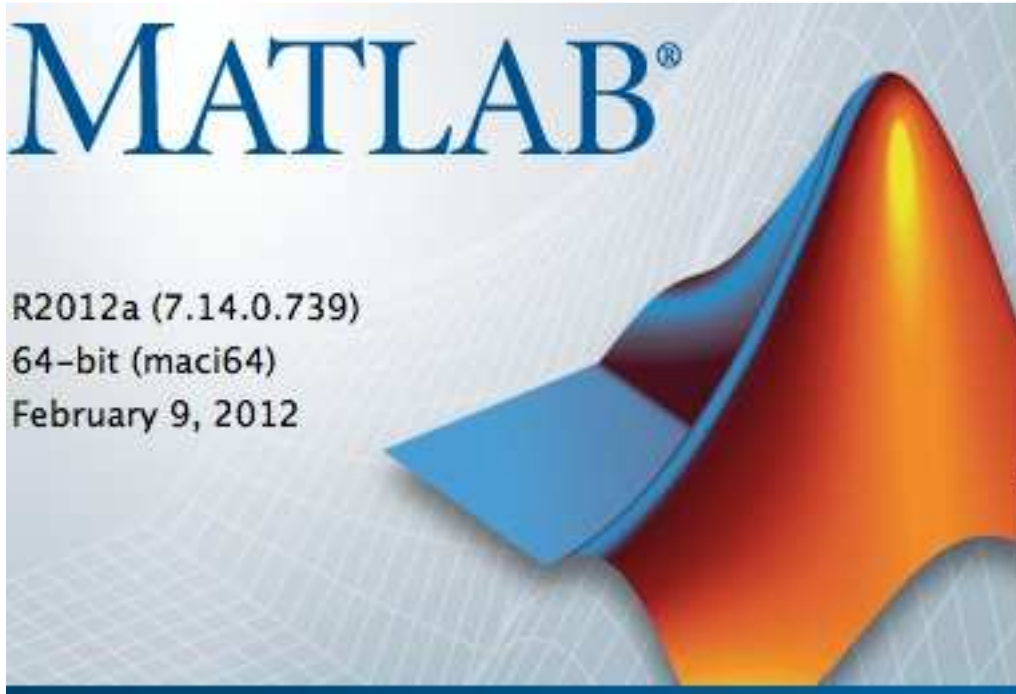
Maple est un logiciel développé par l'université de Waterloo au Canada. Il permet de manipuler des expressions mathématiques de façon symbolique ou numérique, et d'établir un dialogue avec une machine pour parler de mathématique, il utilise un langage de communication particulier. En plus de la notion plus ou moins élémentaire de nombre, il est capable de comprendre des concepts plus abstraits comme ceux d'infini, de fonctions, de dérivée et d'intégrale, d'intervalles, de limites, de continuité etc.....

Maple n'est qu'un programme informatique et doit de ce fait, pour pouvoir résoudre les problèmes posés, manipuler ces objets à travers des algorithmes [23]. Ceci a deux conséquences fondamentales :

- 1) Outre les problèmes posés est par l'entrée des commandes, il est nécessaire de bien comprendre comment Maple appréhende et manipule ces concepts.
- 2) Maple n'est pas un mathématicien : c'est un manipulateur puissant et rapide d'expressions mathématiques. Aussi il ne résoudra-t-il pas le problème si l'utilisateur n'a pas les idées claires sur la façon de le formuler et de conduire les calculs.

III.2.2.logiciel Matlab

La figure (III.2) représente la fenêtre du logiciel Matlab



La figure (III.2) la fenêtre du logiciel Matlab

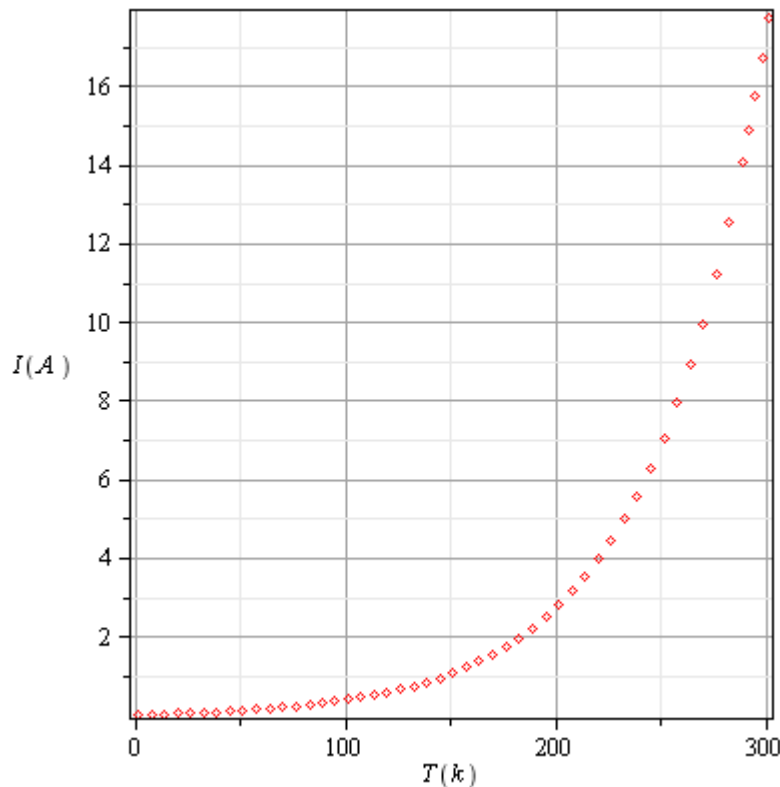
Le logiciel Matlab est un logiciel de manipulation de données numériques et de programmation dont le champ d'application est essentiellement les sciences appliquées. Son

objectif, par rapport aux autres langages, est de simplifier au maximum la transcription en langage informatique d'un problème mathématique, en utilisant une écriture la plus proche possible du langage naturel scientifique.

Matlab est un logiciel interprète (donc sans phase préliminaire de compilation) qui exécute les opérations demandées séquentiellement, avec possibilité de boucle, test et saut. Il ne manipule que des données numériques et ne sait effectuer aucun calcul formel à priori.[24]

III.3.Discusion des Résultats

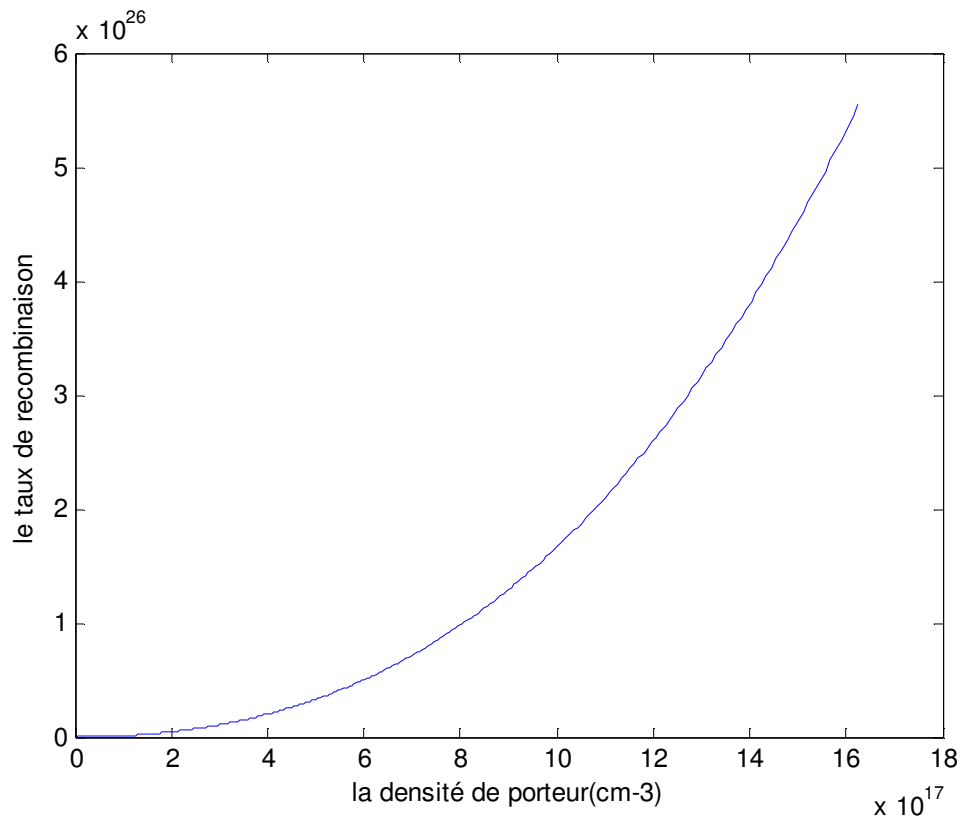
III.3.1.La densité de courant injecté



La Figure (III.3) courant injecté en fonction de la température

la Figure (III.3) empirique exprimant l'évolution du courant injecté I en fonction de la température T , nous avons pu constater le bon accord entre l'expérience et la loi empirique [20], on remarque que le courant augmente avec la température (l'équation II.17), aussi Nous avons obtenu une valeur de $T_0 = 54.6$ K, ce qui est en accord avec les valeurs trouvées traditionnellement dans la littérature [25].

III.3.2. le taux de recombinaison



Figure(III.4) le taux de recombinaison en fonctions de de la densité de porteur

Après utilisation de l'équations (I.7), nous avons acquis la courbe représentative dans la figure (III.4), qui montre l'évolution du taux de recombinaison en termes de la densité de porteurs, on note qu'il y a une relation relative croissante entre les deux valeurs, et cela indique l'importance que joue la densité de porteur.

III.3.3. volution de la densité des porteurs et la densité des photons à partir de facteur d'émission spontanée β

III.3.3.1. La densité de photons

a)- La densité de photons en fonctions de temps

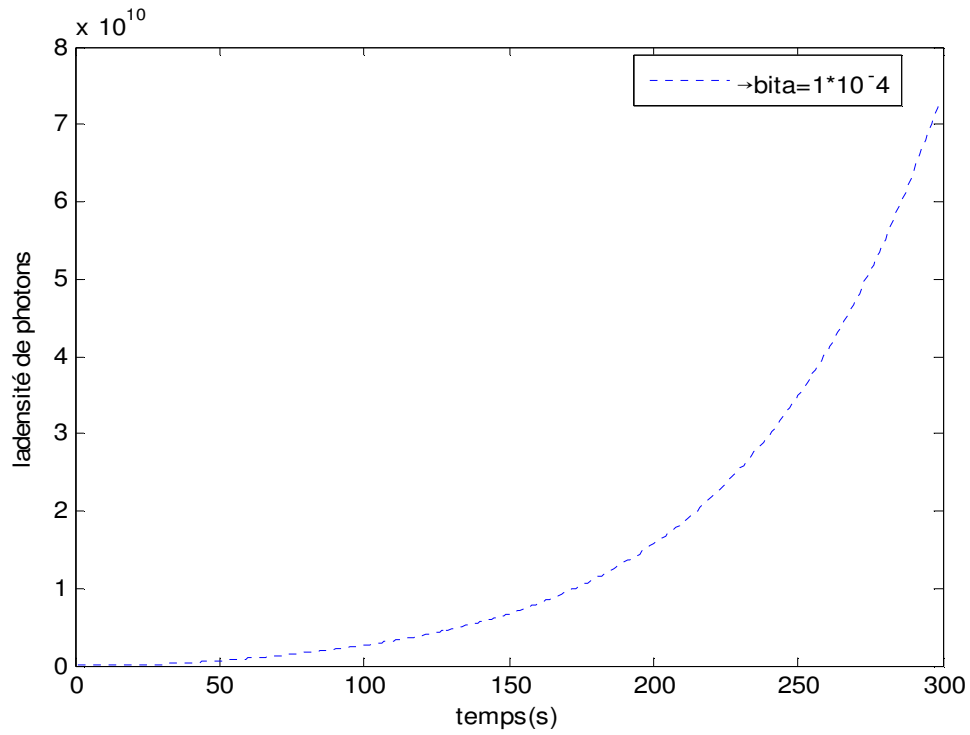


Figure (III.5) la densité de photons en fonctions de temps, $\beta = 10^{-4}$

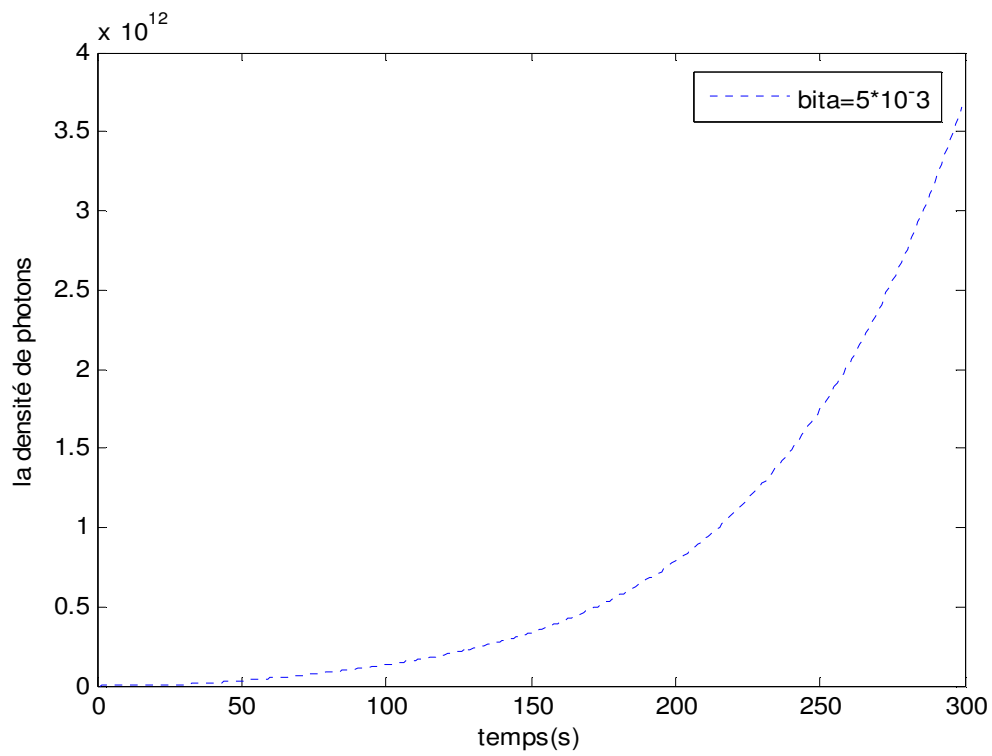


Figure (III.6) la densité de photons en fonctions de temps, $\beta = 5 \cdot 10^{-3}$

La figure (III.5, III.6) représenté respectivement l'évolutions de la densité de photons en fonctions de temps , pour le facteur d'émissions spontanée $\beta = 1 * 10^{-4}$ et $\beta = 5 * 10^{-3}$, on remarque la même tendance, mais il y a une différence d'un changement à la densité de photons $ds = 3.92 * 10^2$.

b)- La densité de photons en fonctions de la densité du courant injecté

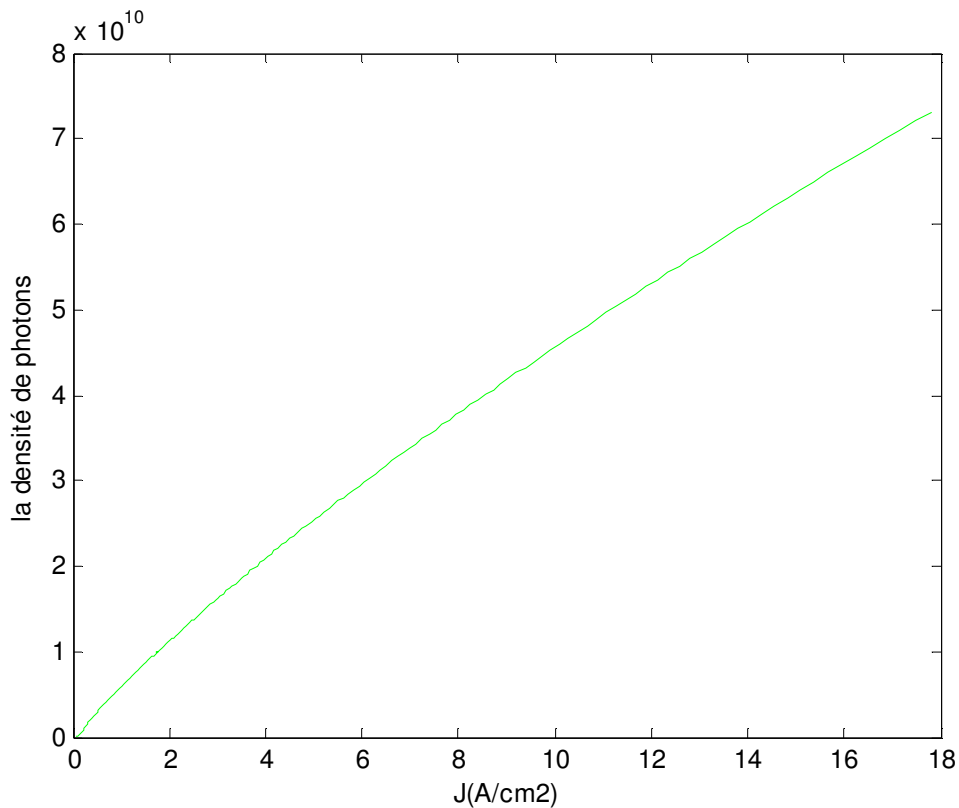


Figure (III.7) la densité de photons en fonctions de la densité du courant injecté

A partir de l'équation (II-25) nous avons tracé la Figure (III.7), on obtenu la tendance qui exprime l'évolution de la densité de photons S dans la région active en fonctions de la densité de courant J injecté, on remarque qu'il y a un croissement presque linéaire entre les deux paramètres.

III.3.3.2. la densité de porteurs

a)- la densité de porteur en fonctions de densité de courant injecté.

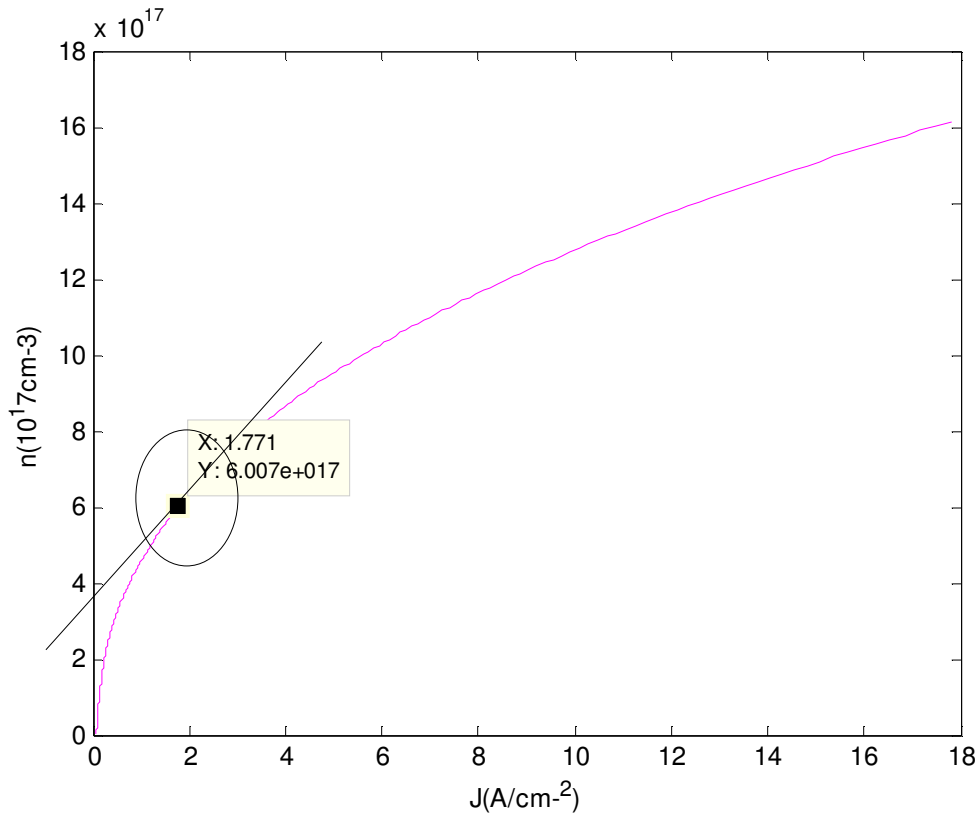


Figure (III.8) la densité de porteur en fonctions de densité de courant injecté.

La Figure (III.8) représenté la courbe de la densité de porteur n en fonctions de densité de courant J injecter, pour un valeurs de facteur d'émissions spontanée $\beta = 1 * 10^{-4}$, à partir de cette courbe on va obtenu le courant de seuil $J_s \approx 1.77(\frac{\text{A}}{\text{cm}^2})$, et on remarquer que la croissance de n en fonctions de J , et la transitions ou seuil et plus moins abrupte selon la valeur du facteur d'émissions spontanée β .

b)- la densité de porteur en fonctions de densité de photons

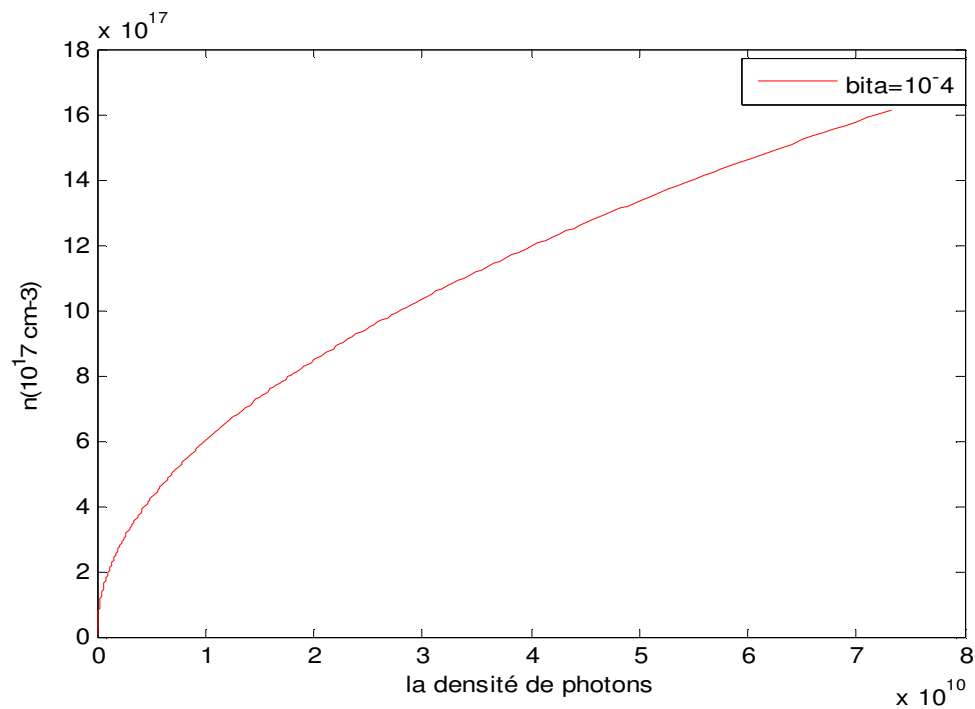


Figure (III.9) la densité de porteur en fonctions de densité de photons pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 1 * 10^{-4}$.

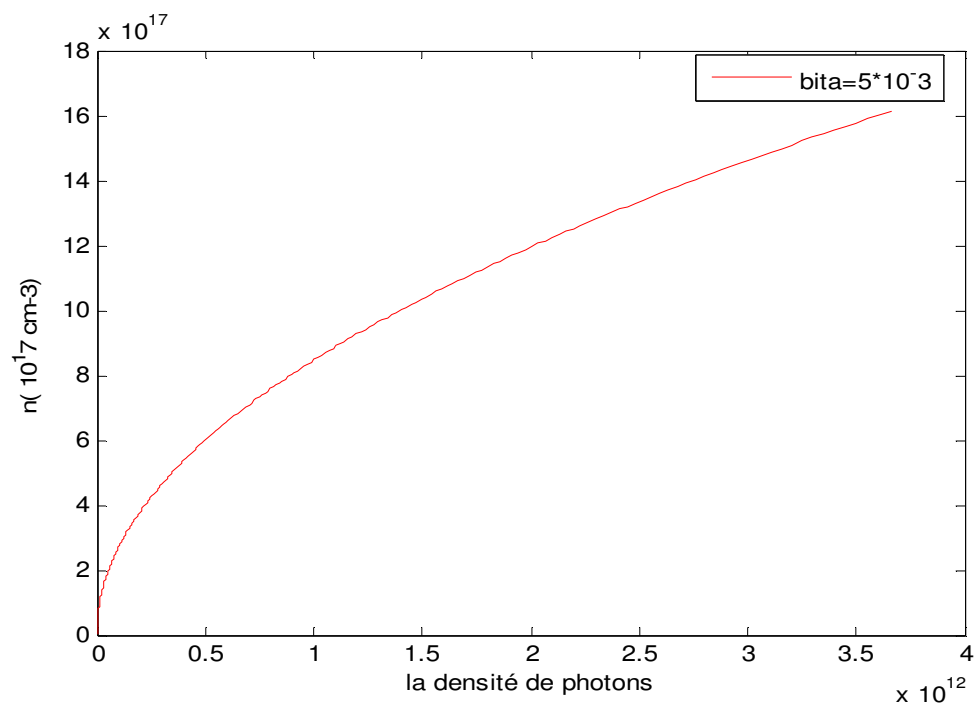


Figure (III.10) la densité de porteur en fonctions de densité de photons pour un facteur d'émissions spontanée $\beta = 5 * 10^{-3}$.

La figure (III.9, III.10) représenté respectivement l'évolution de la densité de porteur dans la rejoin active en fonctions de la densité de photons, pour le facteur d'émissions spontanée $\beta = 1 * 10^{-4}$ et $\beta = 5 * 10^{-3}$, grâce à la courbe nous évaluons que le facteur d'émissions spontanée est affecté directement à la proportion de la densité de photons, pas à la densité de porteur.

III.3.4. Evolution de la puissance émise et le rendement externe à partir de longueur d'onde λ

III.3.4.1. la puissance émise en fonctions de densité de photons

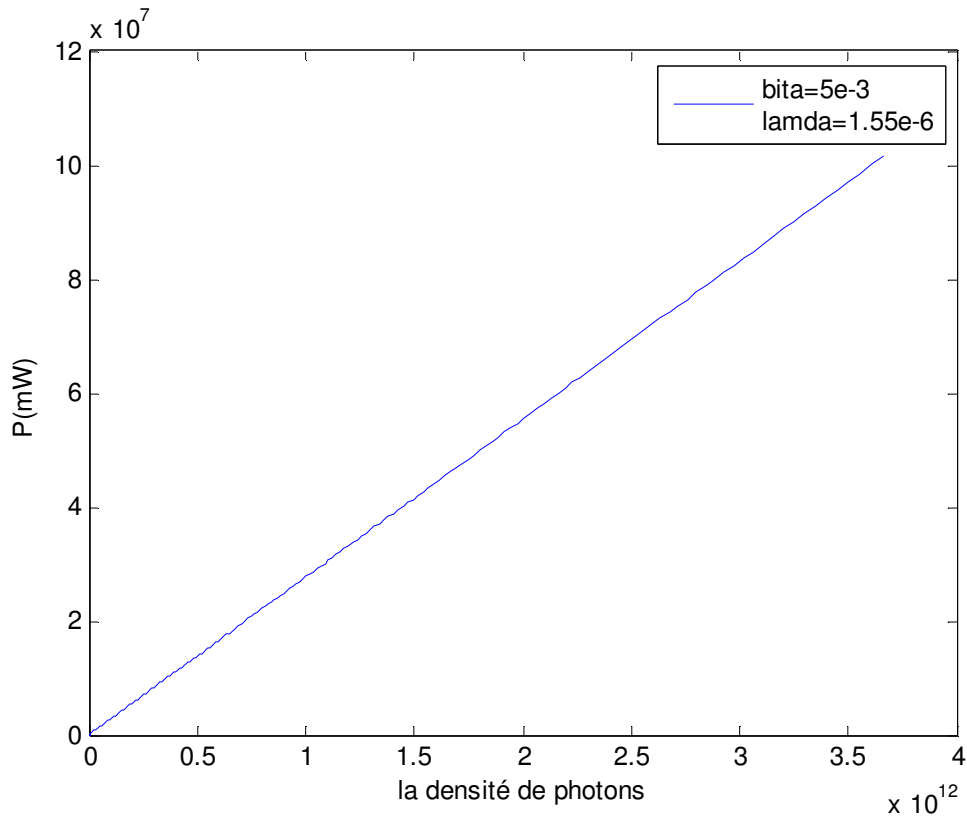


Figure (III.11) la puissance émise en fonctions de densité de photons pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 5 * 10^{-3}$ et $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu m)$

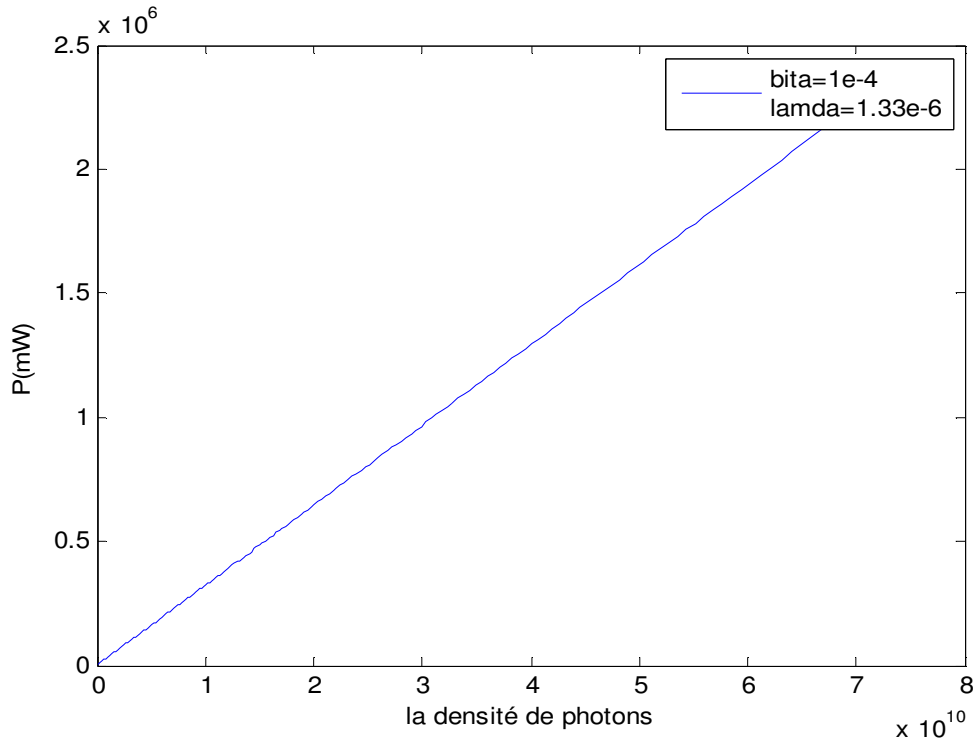


Figure (III.12) la puissance émise en fonctions de densité de photons pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 10^{-4}$ et $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu m)$

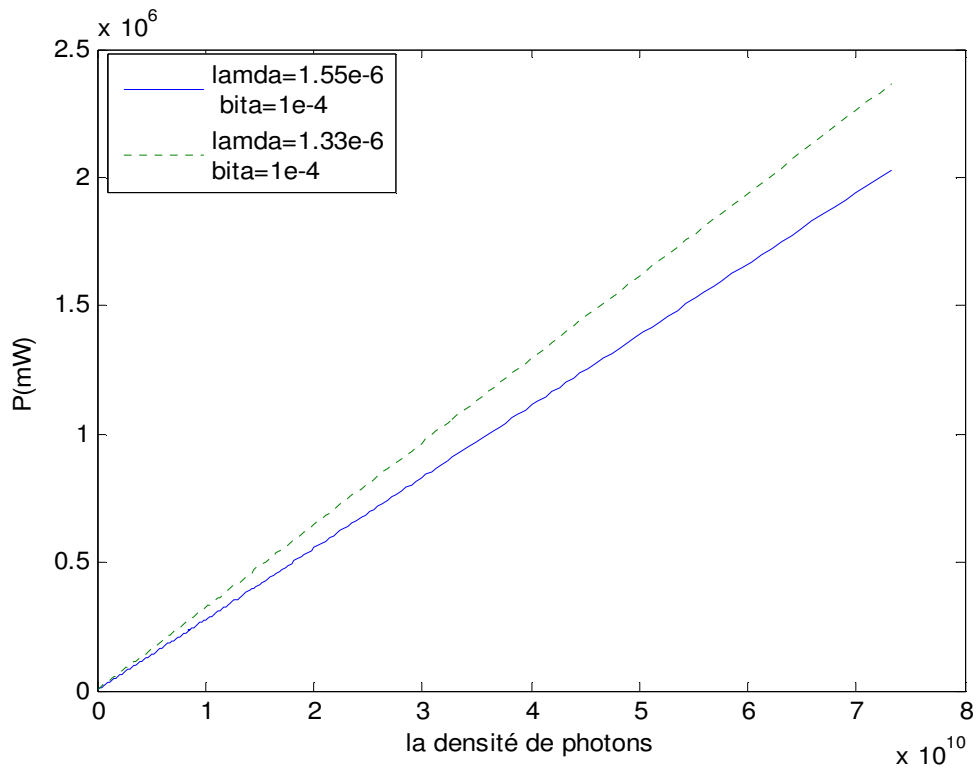


Figure (III.13) la puissance émise P en fonctions de densité de photons S pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 10^{-4}$ et $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu m)$, $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu m)$.

Après utilisation de l'équations (II.29,II.30), nous avons acquis la courbe représentative dans la figure (III.13),qui montre l'évolutions de la puissance émise P en fonctions de la densité de photons S pour une facteur d'émissions spontanée $\beta = 10^{-4}$ et $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu m)$, $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu m)$.

Nous notons qu'il y a un proportion directe entre les deux valeurs, mais en remarque une croissance plus rapide à la valeur de la puissance émise P dans le cas de $\lambda = 1.33 * 10^{-6}(\mu m)$.

III.3.4.2. le rendement externe

a)- le rendement externe en fonctions du rendement interne

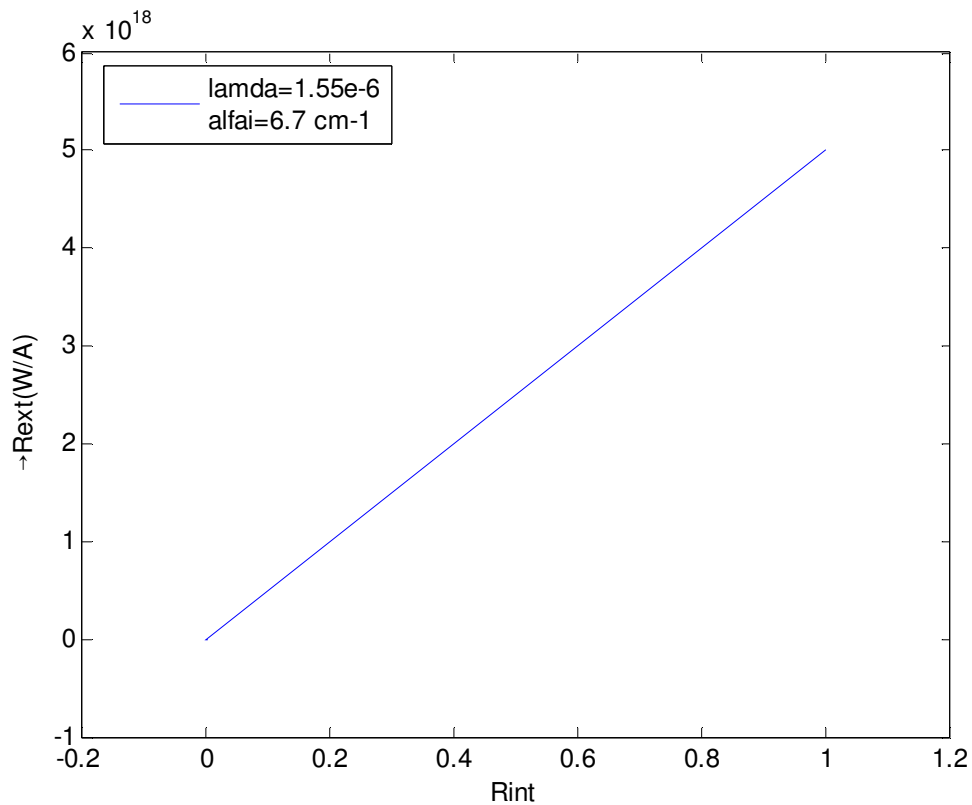


Figure (III.14) le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i pour un longueur d'onde $\lambda = 1.55 * 10^{-6}(\mu m)$ et les pertes internes $\alpha_i = 6.7 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$

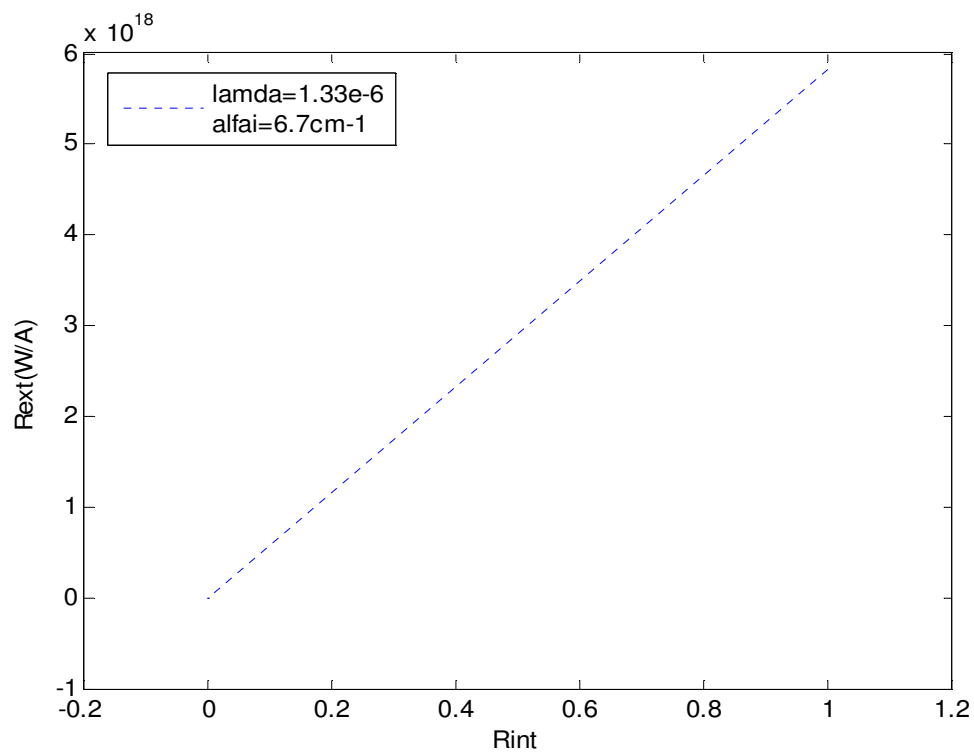


Figure (III.15) le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i pour un longueur d'onde $\lambda = 1.33 * 10^{-6} (\mu m)$ et les pertes Internes $\alpha_i = 6.7 (cm^{-1})$

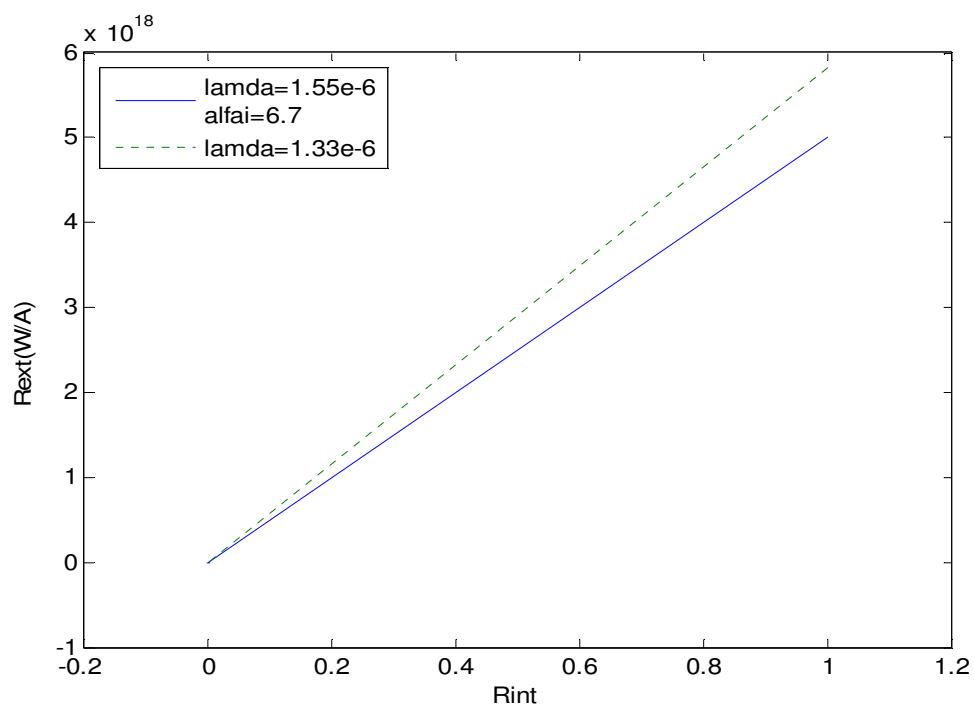
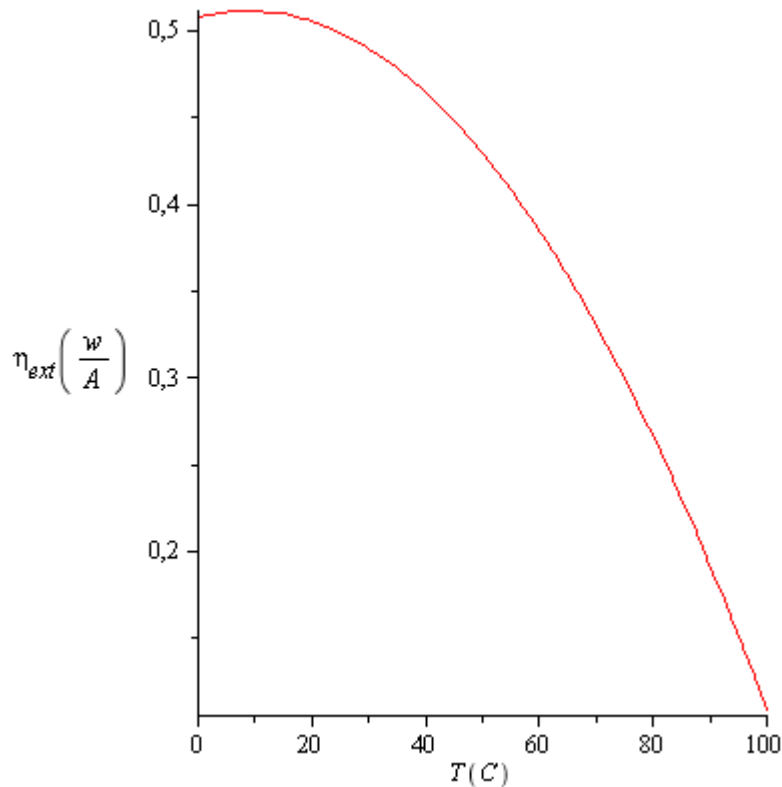


Figure (III.16) le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i pour une longueur d'onde $\lambda = 1.33 * 10^{-6} (\mu m)$, $\lambda = 1.55 * 10^{-6} (\mu m)$ et les pertes Internes $\alpha_i = 6.7 (cm^{-1})$

La figure (III.14) représenté respectivement l'évolution de le rendement externe η_{ext} en fonctions du rendement interne η_i , pour une longueur d'onde $\lambda = 1.33 * 10^{-6} (\mu m)$ $\lambda = 1.55 * 10^{-6} (\mu m)$ et les pertes internes $\alpha_i = 6.7 (\text{cm}^{-1})$, nous avons remarqué il y a une croissance linéaire entre les deux valeur de rendement , mais la croissance de rendement externe plus rapide dans le cas $\lambda = 1.33 * 10^{-6} (\mu m)$, malgré le départ est le même .

b)- rendement externe en fonction de la température



La figure (III.17) le rendement externe en fonction de la température

La figure (III.17) montre l'évolution du rendement externe η_{ext} en fonction de la température T , Grâce à notre lecture de la courbe nous notons qu'il y a en proportion inverse au développement des deux, le rendement externe η_{ext} et la température T où il prend une valeur Max lorsque la valeur de température égale $T=0^\circ C$,Le paramètre T_{max} est par définition la valeur de la température pour laquelle le rendement s'annule, on obtient par extrapolation $T_{max} = 110^\circ C$. Il faut toutefois prendre des précautions avec la valeur T_{max} , qui ne correspond pas à une mesure mais à une extrapolation.[25]

III.4.Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons tracés les caractéristiques électriques et optiques de notre diode laser a semi-conducteur (InGaAsP-InP) ,la densité de porteur et la densité de photons, la puissance émise et le courant injecté.....ext, aussi on a étudié l'effet de quelques paramètres telle que la longueur d'onde et le facteur d'émissions spontanées sur ces caractéristiques.

CONCLUSION GENERALE

L'objectif principal de ce travail, est la simulation des caractéristiques électriques et optiques d'une diode Laser à semi-conducteur (InGaAsP-InP). Afin de maîtriser le comportement de ce composant, en simulant un modèle mathématique qui existe dans la littérature.

Ce travail a été réalisé à l'aide d'un modèle, originalement proposé par Alain C. [8] et Romain M. [7], permettant une description très complète, tant des propriétés électriques que des propriétés optiques de la diode laser à semi-conducteurs III-V. Les propriétés électriques de la diode laser sont décrites à partir de l'équation de Poisson et l'équation de continuité qui déterminent la distribution des densités de porteurs et des densités de courant dans le dispositif. Les propriétés optiques de la diode laser sont modélisées à l'aide de l'équation d'évolution de la densité de photons qui déterminent la puissance lumineuse émise par la diode laser.

A partir des traces obtenus par la simulation de la diode laser (InGaAsP-InP), D'une longueur $L=250\mu m$ et épaisseur $w=0.2\mu m$, largeur $=2\mu m$, nous avons obtenus des résultats qui ont un accord avec d'autres expérimentaux.

on a conclure l'importance de la température qui provoque l'augmentation de la densité de porteur et donc la croissance de la densité de courant injecté, aussi on obtenue une de $T_0 = 54.6\text{ K}$, ce qui est en accord avec les valeurs trouvées traditionnellement dans la littérature

D'autre part nous avons trouvé que le facteur d'émissions spontanée a un effet remarquable sur la valeur de la puissance par l'influence relative avec la densité de photons, contrairement à la longueur d'onde, qui a un effet directe sur la puissance.

Le rendement externe varie proportionnellement avec le rendement interne.

Aussi l'émission stimulée est très importante par rapport des d'autres émissions dans la diode laser.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] **MEMOIRE** <<Magister en physique par Dehimi Said Etude de lasers à base des composés Semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP).
- [2] G. E. Fenner, J. D. Kingsley, T. J. Soltys, and R. O. Carlson R. N. Hall, Coherent light emission from GaAs junctions, 1962.
- [3] **MEMOIRE** N. Holonyak and S. F. Bevacqua, Coherent (visible) light emission from Ga(As_{1-x}P_x) junctions, 1962.
- [4] **MEMOIRE** Christophe Levallois. _Etude et r_ealisation de lasers _a cavit_e verticale mono et multi-longueurs d'onde _emettant _a 1,55 _m. Physique Atomique [physics.atom-ph]. INSA de Rennes, 2006. Fran_cais.<tel-00489096> ,<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00489096>.
- [5] **MEMOIRE** M Dr_ Etude de Laser a base d'heterostructure de de Semi-Conducteurs III-V.
- [6] **THESE DOCTORAT** Nicolas Trenado, Modélisation et simulation des composants optoélectroniques à puits quantiques, thèse doctorat, Université de ROUEN, 2002.
- [7] ROMAIN MACIEJKO, Optoélectronique, Montréal, Presse internationale Polytechnique, 2002.
- [8] **Thèse** Alain Champagne, Modélisation des lasers InGaAsP-InP à double hétérostructure et à double region active, Thèse Ph.D., Université de Montréal, 1992.

- [9] Agrawal G.P. and Dutta N.K., Long Wavelength Semiconductor Lasers, Van Nostrand Reinhold (Electrical/Computer Science and Engineering Service), New York, 1986.
- [10] Nahory R. E., Pollack M.A. and Jonhston W. D. Jr., Band Gap Versus Composition and Demonstration of Vegard's Law for $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ Lattice Matched to InP, Appl. Phys. Lett., Vol. 33, No. 7, pp. 659-661, 1978.
- [11] Casey H.C. and Panich M.B., Heterostructure Lasers, Academic Press, New York, 1978.
- [12] Adachi S., Material parameters of $\text{In}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}_y\text{P}_{1-y}$ and related binaries, J. Appl. Phys. Lett., Vol. 53, No. 12, pp. 8775-8792, 1982.
- [13] John H. Davies, The physics of low-dimensional semiconductors, New York, Cambridge University Press, 1998.
- [14] Rosencher, E., Vinter, B.: 'Optoélectronique', Enseignement de la physique, Editions Masson, ISBN 2-225-82935-7, 2000.
- [15] D. Dangoisse, D. Hennequin et V. Zehnlé-Dhaoui, Les lasers, Dunod, 2004.
- [16] R. Dändliker, les lasers, principe et fonctionnement, Lausanne, Presses.
- [17] Luc Dettwiller, Les lasers et leurs applications, Paris, ellipses, 1998.
- [18] Mark Csele, FUNDAMENTALS OF LIGHT SOURCES AND.

- [19] M.R. Pinto, Conor S. Rafferty, and Robert W. Dutton, “PISCES2 - Poisson and Continuity Equation Solver”, Stanford Electronics Laboratory Technical Report, Stanford University, September 1984.
- [20] Ali Guermache, Étude et réalisation de lasers de pompe 1480 nm pour l’amplification Raman, thèse doctoral, école nationale supérieure des Télécommunications, PARIS, 2005.
- [21] Girardin, F., Duan, G.H., Gallion, P., Blez, M., Allovon, M.: ‘Determination of nonlinear gain coefficient of semiconductor lasers from above threshold spontaneous emission measurement’, IEEE Photon. Technol. Lett., 6, (8), pp. 894 – 896, 1994.
- [22] Emmanuel Rosencher et Borge Vinter, Optoélectronique, Paris, Masson, 1998.
- [23] Jran Brillet, Manuel MAPLE 9.5, Observatoire de Bourdeaux, Université Bordeaux 1, sciences Technologiques, 2004
- [24] USTL - Master ASE M1 – Outils de simulation - 2009-2010
- [25] Li, J., Hohl-AbiChedid, A., Rice, A.K., Qian, Y.: ‘High power singlemode AlGaInAs/InP 14xx-nm laser for uncooled application’, Electron. Lett., 39, (3), pp. 289 –290, 2003.