

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية
République Algérienne démocratique et populaire

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

جامعة سعد دحلب البليدة
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Master

Mention Électronique
Spécialité micro-optoélectronique

présenté par

Mekfoudji Saliha

&

Ait Mebarek Toufik

Etude et simulation de Laser à semi-conducteur à double hétérojonction GaAlAs/GaAs

Proposé par : Nacer Said

Année Universitaire 2016-2017

Remerciements

Je remercie Allah tout-puissant de m'avoir donné le courage, la volonté et la patience pour réaliser ce présent travail.

J'adresse mes remerciements les plus profonds et les plus sincères au Professeur Nacer Said, Professeur au département d'électronique, université de Blida pour m'avoir dirigé et guidé tout le long de ce travail, et pour la patience et la confiance, qu'il trouve ici le témoignage de ma profonde gratitude.

Je tiens à exprimer mes remerciements à monsieur Aissat AbdelKader, Professeur au département d'électronique, université de Blida d'avoir accepté de faire partie du jury.

Je tiens à remercier Madame Zerrouk d'avoir accepté de faire partie du jury de ce mémoire.

Enfin, j'adresse mes remerciements les plus distingués à ma chère famille pour toutes aides morales

Qu'elles m'ont accordées durant la préparation de ce travail.

ملخص يركز هذا العمل على دراسة بنية صمام ثنائي ليزري المتكون من GaAlAs/GaAs

عن طريق المحاكاة وذلك من خلال ابراز مبدأ عمله والخصائص التي تتميز بها المواد المكونة له ومجالات تطبيقاته التي لا حصر لها.

من خلال هذا العمل قمنا بدراسة تأثير سمك الطبقة النشطة وتركيز الألمنيوم في الطبقات الجانبية على كثافة الإلكترونات المحقونة وعامل الحبس. الطريقة المستعملة في المحاكاة هي طريقة العناصر المحدودة نتاج المحاكاة تثبت أن عتبة كثافة التيار كيلو تمثل قيمة مثلى والتي تساوي 1,55 أمبار/سم² من أجل سمك الطبقة النشطة يساوي 0.04 ميكرومتر.

كلمات المفاتيح: صمام ثنائي ليزري. الإنبعاث المستحث. العناصر المنتهية. GaAlAs/GaAs

Résumé : Ce travail porte sur l'étude par simulation d'une structure de diode laser à double hétérojonction à base des matériaux GaAlAs/GaAs, en présentant son principe de fonctionnement, les propriétés des matériaux qui la constituent, et ses innombrables applications.

Au cours de ce travail, nous avons étudié l'influence de l'épaisseur de la couche active et la concentration d'Aluminium dans les couches latérales sur la densité d'électrons injectés et le facteur de confinement. La méthode utilisée dans les simulations est la méthode des éléments finis. Les résultats de simulation montrent que la densité de courant seuil présente une valeur optimale égale à 1,55 kA/cm² pour une épaisseur de couche active égale à 0.04 µm.

Mots clés : laser à double hétérojonction ; émission stimulée, GaAs/GaAlAs ; éléments finis.

Abstract : this work deals on the study by simulation of a double heterojunction laser structure made of AlGaAs/GaAs materials, and that's through presenting of the principle of his work, and the properties of the materials which constitute it, and its innumerable applications.

During this work, we studied the influence of the thickness of the active layer and the concentration of Aluminium in the lateral layers on the density of injected electron and the confinement factor. The method used in the simulations is the finite elements method, the simulation results show that the threshold current density has an optimum value that equal to 1,55 KA/ cm² for active layer thickness equal to 0,04 µm

Keywords : laser with double heterojunction, stimulated emission, AlGaAs/GaAs, finite elements.

Listes des acronymes et abréviations

E : énergie de photon

h : constant de Planck

E_c : niveau d'énergie de la bande de conduction

E_v : niveau d'énergie de la bande de valence

E_g : gap d'énergie

Ga : Gallium

Al : Aluminium

As : Arséniure

q : charge élémentaire

K : constant de Boltzmann

E_{Fn} : énergie de niveau de Fermi dans la bande de conduction

E_{Fp} : énergie de niveau de Fermi dans la bande de valence

N_{d1} : dopage de la couche d'injection GaAlAs (N)

N_{A1} : dopage de la couche active GaAs (P)

N_{A2} : dopage de la couche de confinement GaAlAs (P)

μ_n : Mobilité des électrons

μ_p : Mobilité des trous

ϵ_r : constant diélectrique

N_V : niveau de vide

$e\phi$: travail de sortie

χ : affinité électronique

V_d : tension de diffusion

V_a : tension de polarisation

N_c : Densité effective d'états de la bande de conduction

N_v : Densité effective d'états de la bande de valence

N : injection d'électrons

N_{tr} : injection d'électrons à la transparence

N_{th} : Injection d'électrons au seuil

x : concentration d'Aluminium

d : épaisseur de la couche active

W : largeur de la cavité

L : longueur de la cavité

R : taux de recombinaison

R_r : Taux de recombinaisons radiatives

R_{nr} : Taux de recombinaisons non radiatives

R_{SHR} : Taux de recombinaisons Shockley-Hall-Read

R_a : Taux de recombinaisons Auger

τ : Durée de vie des porteurs.

J : densité de courant

J_n : La densité de courant des électrons

J_p : La densité de courant des trous

Γ : facteur de confinement

$\Phi(E)$: flux de photons dans la cavité

M_1, M_2 : Miroirs de la cavité

R_1, R_2 : Coefficient de réflexion des miroirs M_1 et M_2 de la cavité.

α : les pertes de la cavité

α_m : Pertes intrinsèques

α_p : Pertes parasites

g : le gain optique

g_{th} : Le gain optique au seuil

Table des matières

Introduction générale.....	01
----------------------------	----

Chapitre 1 Théorie de laser à semi-conducteur

1.1	Introduction.....	03
1.2	Avantage des lasers à semi-conducteur.....	04
1.3	Application des lasers à semi-conducteur.....	05
1.4	Principe de fonctionnement de laser à semi-conducteur.....	05
1.4.1	Milieu amplificateur.....	06
a	Absorption.....	06
b	Émission spontanée.....	06
c	Émission stimulée.....	06
1.4.2	Pompage.....	07
1.4.3	Cavité résonante.....	08
1.5	Choix des matériaux pour lasers à semi-conducteurs.....	08
1.6	Différents types de laser à semi-conducteurs.....	10
1.6.1	Laser à homo-jonction.....	10
1.6.2	Laser à hétérojonctions.....	12
a	Hétérojonction simple.....	12
b	Double hétérojonction.....	13
1.6.3	Laser à puits quantiques.....	14
a	Puits quantique de type I.....	15
b	Puits quantique de type II.....	15
c	Puits quantiques de type III.....	15
1.7	Laser à semi-conducteurs à double hétérojonction GaAlAs/GaAs.....	15
1.7.1	L'hétérojonction GaAlAs (N)/GaAs (P).....	17
1.7.2	L'hétérojonction GaAs (P)/ GaAlAs (P).....	19
1.8	Matériau utilisé.....	21
1.8.1	GaAs.....	21
a	Structure cristalline.....	21
b	Caractéristique de la Structure de bande d'énergie.....	22

1.8.2	L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	24
1.9	Caractéristiques des diodes laser	25
1.9.1	Les phénomènes d'émission dans les semi-conducteurs.....	25
a	Le gain optique.....	25
b	Taux de recombinaisons.....	27
1.9.2	Les propriétés électriques des structures à double hétérojonction.....	29
1.9.3	Les propriétés optiques des structures à double hétérojonction.....	29
1.9.4	Le phénomène d'oscillation de la cavité laser.....	31
a	Condition sur le gain (condition sur l'amplitude).....	33
b	Condition sur la phase.....	34
c	Puissance optique.....	34
1.10	Conclusion	36

Chapitre 2 résultats et discussion

2.1	Introduction	37
2.2	La structure à simuler	38
2.2.1	Diode laser à l'équilibre thermodynamique.....	40
2.2.2	Diode laser hors équilibre.....	41
2.3	Conclusion	48
	Conclusion générale	49
	Bibliographie	50

Liste des figures

Figure 1.1 : Schéma de principe de fonctionnement de diode laser.....	6
Figure 1.2 : a) phénomène d'absorption.....	7
b) phénomène d'émission spontanée.....	7
c) phénomène d'émission stimulée.....	7
Figure 1.3 : Schéma d'une cavité Fabry –pérot.....	8
Figure 1.4 : a) matériau à bande interdite directe.....	9
b)-matériau à bande interdite indirecte.....	9
Figure 1.5 : Structure à homojonction.....	10
Figure 1.6 : Diagramme de bandes d'énergies d'une structure à homojonction.....	11
Figure 1.7 : Structure à hétérojonction.....	12
Figure 1.8 : Structure à double-hétérojonction.....	14
Figure 1.9 : Schéma d'une structure de puits quantique.....	14
Figure 1.10 : a) puits quantique type I.....	15
b) puits quantique type II.....	15
c) puits quantique type III.....	15
Figure 1.11 : a) structure d'une diode laser à double hétérojonction GaAlAs/GaAs.....	16
b) indice de réfraction.....	16
c) les bandes d'énergies.....	16
Figure 1.12 : Géométrie d'une double hétérojonction et structure de bandes électroniques Associées lors d'une polarisation directe.....	17
Figure 1.13 : Diagramme d'énergie d'Hétérojonction GaAlAs (N)/GaAs (P) avant contact.....	18
Figure 1.14 : Diagramme d'énergie de l'Hétérojonction GaAlAs (N)/GaAs (P).....	19
Figure 1.15 : Diagramme d'énergie d'Hétérojonction GaAs (P)/ GaAlAs (P) avant contact.....	20
Figure 1.16 : Diagramme d'énergie d'Hétérojonction GaAs (P)/ GaAlAs (P) après contact.....	20
Figure 1.17 : Structure cristalline du GaAs (structure zinc blende).....	22
Figure 1.18 : a) structure de bande du GaAs.....	23
b) structure de bande du l'AlAs.....	23
Figure 1.19 : Transition de la bande de conduction à la bande de valence.....	25

Figure 1.20 : Gain optique pour différents niveaux d'excitation.....	26
Figure 1.21 : Recombinaison non radiatives.....	28
Figure 1.22 : représentation schématique du confinement optique dans laser à double Hétérojonction.....	31
Figure 1.23 : Schéma représentatif de l'oscillation de la cavité résonante de laser.....	32
Figure 1.24 : Structure volumique de la diode laser.....	32
Figure 2.1 : Schéma de structure à simuler.....	38
Figure 2.2 : Diagramme de bandes d'énergies à $V_a = 0$	41
Figure 2.3 : Densité d'électrons n (m^{-3}) pour une tension de polarisation directe $V_a = 2$ V....	42
Figure 2.4 : La variation de densité de porteurs injectés en fonction de densité de courant pour différents valeurs de d ($x_0=0,3$).....	42
Figure 2.5 : Variation de la densité de porteurs injectés en fonction de la densité de courant Pour Différents valeurs de x_0 ($d=0,1 \mu m$).....	43
Figure 2.6 : La variation de facteur de confinement Γ en fonction de l'épaisseur de la couche Active d Pour différents valeurs de concentration de l'Aluminium x	44
Figure 2.7 : Variation de la densité d'électrons injectés au seuil N_{th} en fonction de l'épaisseur De la Couche active d pour différentes valeurs de concentrations d'Aluminium X_0 des couches Latérales.....	45
Figure 2.8 : Diagramme d'obtention de la densité de courant au seuil J_{th}	46
Figure 2.9 : Variation du courant de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche active ($x_0=0,3$).....	47

Liste des tableaux

Tableau 1.1 : Tableau représente la différence entre les lasers à semi-conducteurs et les autres Types de lasers	4
Tableau 1.2 : différents matériaux et longueurs d'ondes d'émission.....	10
Tableau 1.3 : Matériaux utilisés pour le substrat, la couche active et les couches de confinement Dans les lasers à base de GaAs et InP.....	13
Tableau 1.4 : Les paramètres physiques de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction de la fraction x de l'Aluminium...	25
Tableau 1.5 : coefficient de recombinaison bi-moléculaire des différents matériaux à gap direct....	27
Tableau 1.6 : Paramètres physiques et systèmes pour la définition d'une diode laser.....	30
Tableau 2.1 : Tableau des différents paramètres de la structure simulée.....	39

Introduction générale

Le « LASER » optique est constitué par les initiales de " light amplification by stimulated emission of radiation " c'est-à-dire, "amplification de lumière par émission stimulée de rayonnement ", une source exceptionnelle de rayonnement, capable de produire dans des bandes spectrales extrêmement fines d'intenses champ électromagnétiques cohérent dans l'intervalle spectral s'étageant de l'infrarouge lointain à l'ultraviolet. Seuls quelques processus physiques simples contribuent au fonctionnement d'un laser.

On donne ci-dessous les principaux repères chronologiques dans le développement des Systèmes LASER actuels.

1917 : le principe de l'émission stimulée (émission induite) est introduit dès 1917 par Albert Einstein, afin de mieux comprendre la loi du corps noir et la mécanique quantique.

1952 : Alfred Kastler et son équipe travaillant sur les mécanismes d'excitation et de relaxation des atomes, valide le concept de pompage optique.

1953 : premier MASER (initialement « Microwave Amplification by Stimulated Emission of Radiation ») est conçu par J. P. Gordon, H. J. Zeiger et Ch. H. Townes.

1960 : le physicien américain Théodore Maiman crée la surprise en obtenant pour la première fois une émission LASER, c'est-à-dire un MASER opérant dans le domaine visible (Optical MASER) au moyen de cristal de rubis.

1961 : Ali Javan met au point un LASER au gaz (hélium et néon).

1962 : premier LASER à semi-conducteur GaAs (850 nm) (Robert N. Hall).

1965 : démonstration des potentialités du LASER pour l'usinage du diamant.

1974 : introduction des lecteurs des codes-barres.

1980 : le laser s'impose comme un outil de production industrielle dans le micro-usinage.

1982 : disque compact, le LASER permet alors de lire un grand volume de données [1].

Pour comprendre le principe des lasers à semi-conducteurs généralement, et la diode laser à double hétérojonction GaAlAs/GaAs spécialement, nous devons d'abord étudier l'interaction lumière-matière, dont l'exemple le plus simple est l'interaction atome-rayonnement. Les processus en jeu ne peuvent se décrire que dans le cadre quantique, qu'on peut les étudier par les transitions d'un système quantique entre deux états.

Dans le chapitre 1, nous allons donner une description du fonctionnement du laser à semi-conducteur, des avantages de ce type de laser, de ses domaines d'application, ainsi que, les matériaux choisis pour les construire.

Ensuite, nous approfondirons à l'étude des hétérojonctions et les matériaux utilisés dans notre structure, puis nous allons étudier les différentes propriétés de laser à double hétérojonction à base de GaAlAs/GaAs.

Dans le chapitre 2, nous allons faire la simulation de notre structure en utilisant le logiciel de simulation COMSOL 4.0, pour définir les différentes propriétés électriques et optiques et faire le calcul de courant de seuil de ce laser.

Chapitre 1 THEORIE DE LASER A SEMICONDUCTEUR

1.1 Introduction

Les diodes laser ou lasers à semi-conducteurs fait leur apparition lors des travaux d'A. Einstein. L'effet laser avait été obtenu à partir de l'injection de porteurs à travers une jonction P-N diffusée ; cependant, à cause de l'absence de confinement électrique et optique, cette structure présentait un courant de seuil très élevé ne lui permettant pas de fonctionner à température ambiante et en régime continu.

Depuis cet essai, de grandes améliorations ont été apportées, la plus importante étant l'introduction des hétérojonctions. En effet , c'est en 1963 qu'a été proposée la double hétérostructure qui consiste à intercaler une couche mince de faible largeur de bande interdite entre deux couches de plus grande largeur de bande interdite et de plus faible indice de réfraction. Cette structure permet le confinement de porteurs et de la lumière dans la zone centrale très mince. Elle limite l'étendue de la zone active où s'effectuent les recombinaisons radiatives, ce qui entraîne une diminution du courant de seuil.

Les diodes laser sont l'exemple type de conversion directe d'énergie électrique en énergie optique, Ils ont des caractéristiques qui les différencient des lasers conventionnels en émission d'une lumière cohérente, très intense, facilement accordable et modulable.

Dans ce chapitre, nous allons présenter le laser à double hétérojonction GaAlAs/GaAs avec la présentation des matériaux qui le constituent, et les différents mécanismes qui caractérisent le fonctionnement de ce type de laser, en tenant compte aux différentes propriétés électriques et optiques de la structure étudiée.

1.2 Avantages des lasers à semi-conducteur

Le laser à semi-conducteurs se trouve en plusieurs termes, laser à injection, laser à jonction ou diode laser.

Le laser à semi-conducteurs est un laser dont le milieu actif est un semi-conducteur, on distingue certaines caractéristiques qui le définies en comparant avec d'autres lasers.

- Les faibles dimensions.
- La faible consommation.
- Un haut rendement énergétique.
- Faible cout de fabrication à une très bonne fiabilité.
- Excellente capacité de modulation.
- Couverture spectrale importante et meilleure adaptation pour les systèmes de communications à fibre optique.
- Le principe d'alimentation est très commode puisqu'une simple source de courant suffit pour enclencher le processus d'émission stimulée [2, 3].

Laser à semi-conducteur	Autres lasers
bandes de conduction et de valence	niveaux d'énergie atomique (électronique), moléculaire
densité de porteurs	densité d'inversion de population
injection d'un courant	pompage (électrique, optique, chimique)

Tableau 1.1. Tableau représente la différence entre les lasers à semi-conducteurs et les autres types de lasers [4].

1.3 Application des lasers à semi-conducteur

Après un développement exponentiel des systèmes laser et de leurs applications qui sont maintenant innombrables. On les trouve dans des différents domaines.

Les applications lasers utilisent les propriétés de cohérence spatiale et temporelle du laser. Elles peuvent être classées plus ou moins en fonction de la réflexion ou de l'absorption du laser. Ainsi, deux grandes familles apparaissent, celle contenant des applications de transfert d'information, et celle traitant d'un transfert de puissance.

Transfert d'information

- Holographie
- Lecture et enregistrement de support optique numérique (CD, DVD, Laser Disc...)
- Électrophotographie (ou « xérophotographie »), procédé des imprimantes laser

Métrologie

- Télédétection
- Collimation d'instrument optique (exemple : télescope newton)
- Granulométrie et vélocimétrie
- Mesure de distance (télémétrie par interférométrie)

Télécommunications

- Télécommunications via réseaux de fibres optiques
- Transmission inter-satellitaire
- Désignateur laser de cibles lors d'attaques par des munitions guidées.

1.4 Principe de fonctionnement de laser à semi-conducteur

Comme tous les lasers conventionnels, la diode laser nécessite pour fonctionner, un milieu amplificateur (amplification dans les semi-conducteurs par émission stimulée), d'une structure résonante qui est la cavité Fabry pérot et d'un processus de pompage qui est le courant électrique.

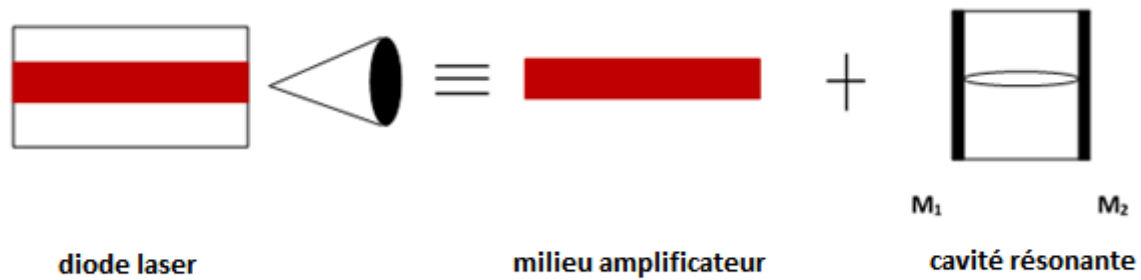


Figure 1.1. Schéma de principe de fonctionnement de diode laser.

1.4.1 Milieu amplificateur

On considère deux niveaux particuliers 1 et 2 d'un atome, dont les énergies respectives E_1 et E_2 sont telles que :

$$E_2 - E_1 = h\nu$$

On peut distinguer trois phénomènes principaux d'interaction entre la lumière et la matière :

a Absorption

L'atome initialement dans le niveau 1, il passe au niveau 2 par absorption d'un photon d'énergie $h\nu$. Ce processus soit quasi résonnant, et induit par le photon incident. À chaque processus élémentaire d'absorption, le rayonnement électromagnétique incident au milieu amplificateur perd un photon après certains processus d'absorption donc il sera atténué avec la conservation de ses propriétés géométriques et électromagnétiques [5].

b émission spontanée

Un atome de niveau du haut peut revenir à l'état fondamental spontanément en résultant l'émission d'un photon d'énergie $h\nu$. Ce photon a une direction et une phase aléatoire.

c émission stimulée

L'atome, initialement dans le niveau 2, peut être revenir à son niveau fondamental par émission dite induite ou stimulée d'un photon d'énergie $h\nu$. Ce processus, qui est stimulé par le photon incident c'est l'inverse de processus de l'absorption, il a été introduit par A. Einstein en 1916. À chaque processus, le rayonnement incident gagne un photon qui a les mêmes caractéristiques que le photon incident (fréquence, direction de propagation ...etc.) : il est donc amplifié après avoir subi de nombreux processus [5].

L'amplification ne s'effectue que si le nombre des atomes dans le niveau 2 soit supérieur que celui dans le niveau 1 cette condition connue sous le nom d'inversion de population.

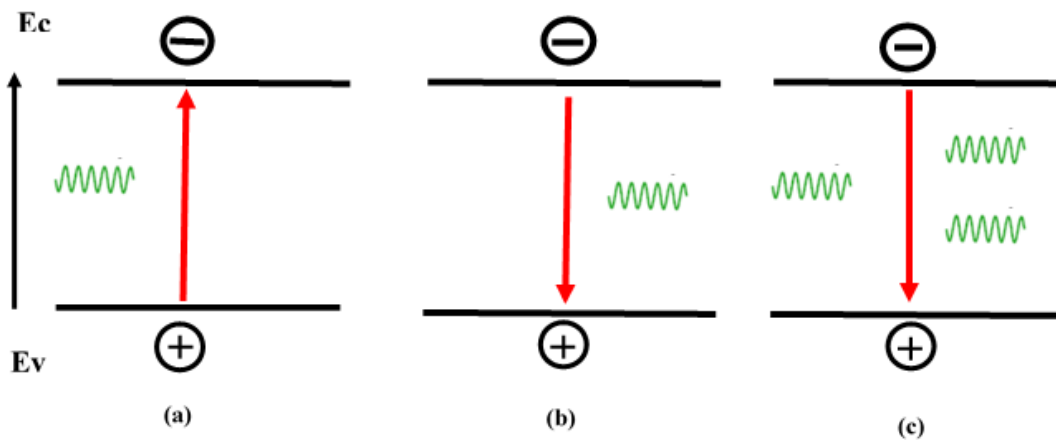


Figure 1.2. a)- phénomène d'absorption. b)- phénomène d'émission spontanée.
c)- phénomène d'émission stimulée.

1.4.2 Pompage

On définit les populations des niveaux d'énergies E_1 et E_2 par N_1 et N_2 respectivement qui sont les densités volumiques d'atomes dans chacun de ces niveaux, exprimés en m^{-3}

À l'équilibre thermodynamique, la répartition des populations sur les niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N_2 = N_1 \exp\left(-\frac{E_2 - E_1}{KT}\right) = N_1 \exp\left(-\frac{h\nu}{KT}\right)$$

Dans ce cas, N_2 est toujours inférieur à N_1 [6].

La condition d'obtention d'une amplification du rayonnement en milieu actif, c'est que le nombre d'émission stimulée par unité de temps soit supérieur à celui de nombre d'absorption par unité de temps. Il faut donc les atomes dans le niveau E_2 soient plus nombreux que dans le niveau E_1 : $N_2 > N_1$, c'est l'inversion de population qui peut être obtenue par un dispositif dit « de pompage » qui fait passer les atomes du niveau d'énergie E_1 à un niveau d'énergie supérieur à ce dernier.

Pour les diodes lasers, l'inversion de population se fait avec la technique d'excitation électrique, en appliquant une tension continue qui permet de peupler la bande de conduction au détriment de la bande de valence. L'émission de la lumière résulte de la recombinaison des

électrons de la bande de conduction avec les trous de la bande de valence s'amplifie grâce aux réflexions sur les faces clivées du semi-conducteur [7].

1.4.3 Cavité résonante

La cavité résonante laser est constituée à partir de deux surfaces parallèles qui sont des miroirs l'un est partiellement réfléchissant et l'autre totalement réfléchissant permettant de la réinjection d'une partie du Faisceau de sortie sur l'entrée du milieu amplificateur. Qu'ils le limitent pour former une cavité Fabry-Pérot.

La cavité entre en oscillation lorsque le gain optique compense les pertes de la cavité résonantes, ces pertes dues à l'absorption du milieu et transmission des miroirs.

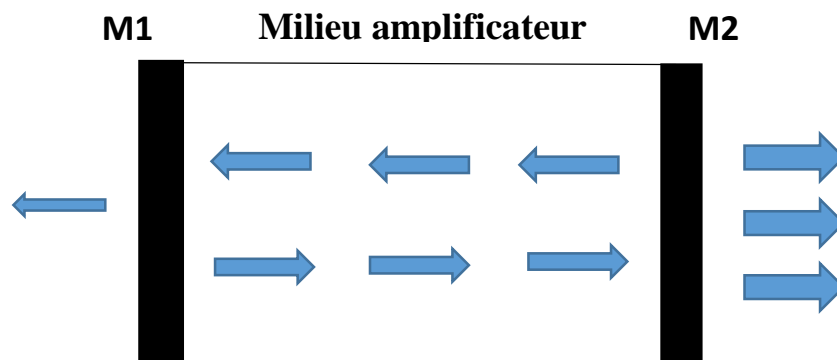


Figure 1.3. Schéma d'une cavité Fabry –pérot.

1.5 Choix des matériaux pour lasers à semi-conducteurs

La longueur d'onde de la lumière émise d'une diode laser dépend du matériau de la zone active, ou on trouve le processus de l'émission stimulée qui est en fonction de la largeur de la bande interdite et est déterminée par la concentration de dopants et la configuration de la zone active.

Les semi-conducteurs III-V ont été utilisés pour réaliser la presque totalité des diodes lasers élaborées jusqu'à ce jour. Ce choix est décrit par les différents critères :

-le matériau constituant la zone active doit présenter une structure de bande directe c'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction possède le même vecteur d'onde que le maximum de la bande de valence, les transitions entre ces bandes se feront ainsi sans la collaboration d'un phonon et auront donc une probabilité importante.

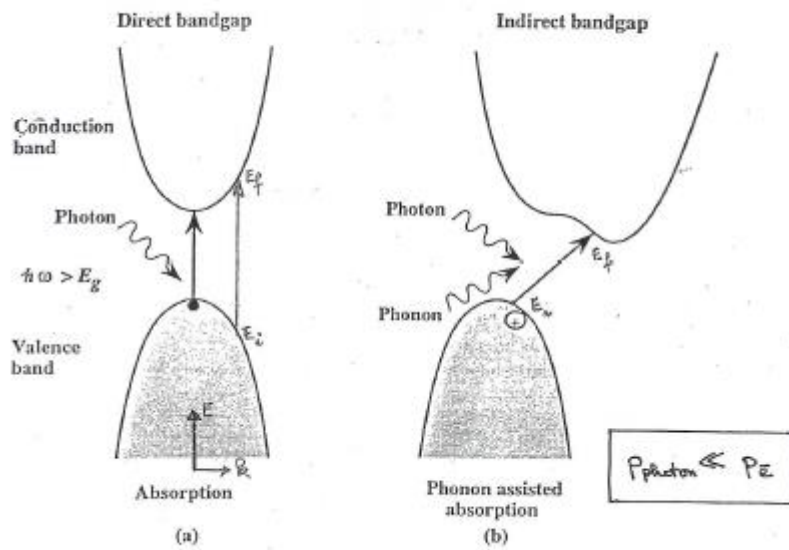


Figure 1.4. a)-matériau à bande interdite directe b)-matériau à bande interdite indirecte [8].

- les recombinaisons radiatives, étant des recombinaisons bande à bande.

- les interfaces entre les matériaux de largeur de bande interdite différente constituant les hétérojonctions doivent être pratiquement exemptes de défauts. Il est admis que cette condition est qualitativement remplie lorsque les différents matériaux constituant l'hétérojonction présentent une variation relative de paramètre de maille inférieure à 10^{-3} . De plus, de façon pratique, les processus d'épitaxie utilisés pour les diodes laser imposent aussi que soient disponibles des substrats massifs répondant à cette condition sur la maille cristalline mais il est possible d'utiliser des couches désadaptées sans défauts (contraintes), en dessous d'une épaisseur critique dépendant de degrés de désadaptation et mis à profit dans les diodes laser à puits quantiques.

Le choix de matériaux semi-conducteurs qui doivent être adaptés aux systèmes de télécommunications et qui émet dans le spectre de pertes des fibres optiques c'est-à-dire en trois fenêtres classiques à $0,85 \mu\text{m}$, $1,3 \mu\text{m}$ et $1,55 \mu\text{m}$.

Matériaux de la zone d'émission	Matériau de substrat	Longueurs d'ondes d'émission
InGa(Al) P/InGaAlP	GaAs	580-680 nm
InGaAsP/InGaAsP	GaAsP	620-700 nm
InGaAsP/InGaP	GaAs	700-880 nm
Ga(Al) As /InP	GaAs	700-920 nm
InGaAs/GaAs	GaAs	880-980 nm
InGaAsP/InP	InP	980-1700 nm
InAsPSb/InAsPSb	GaSb ou InAs	1400-3500 nm

Tableau 1.2. différents matériaux et longueurs d'ondes d'émission [8].

1.6 Différents types de laser à semi-conducteurs

1.6.1 laser à homo-jonction

C'est un laser réalisé par une jonction P-N constituée de la juxtaposition de deux semi-conducteurs de même nature mais dopés différemment.

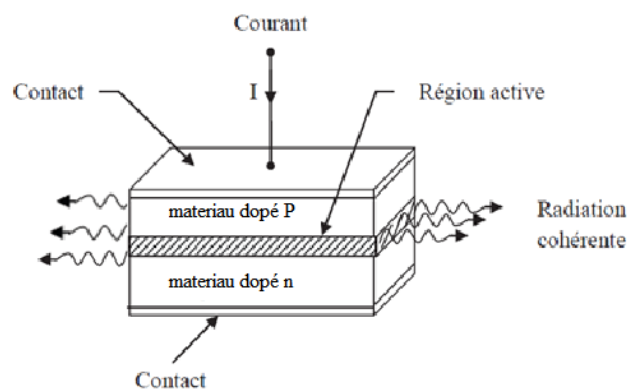


Figure 1.5. Structure à homojonction [9].

En appliquant une polarisation directe à la jonction P-N d'un semi-conducteur à transition directe par l'alimentation avec un courant électrique I , les électrons injectés dans la région P vont diffuser sur une longueur de l'ordre de la longueur de diffusion des électrons. Dans de la zone active, on a des recombinaisons radiatives des paires (électron – trous). On peut donc concevoir un laser à semi-conducteur pour lequel l'inversion de population est créée par injection d'un courant dans une jonction

Pour avoir l'effet laser il faut que la densité de courant de seuil soit liée à la densité d'électrons injectés par cette relation [2] :

$$J_{th} = \frac{e \cdot d}{\tau} \cdot \Delta N \quad 1.1$$

e : charge de l'électron.

d : épaisseur de la zone active (zone de recombinaisons radiatives).

τ : Durée de vie des électrons.

ΔN : la densité d'électrons injectés.

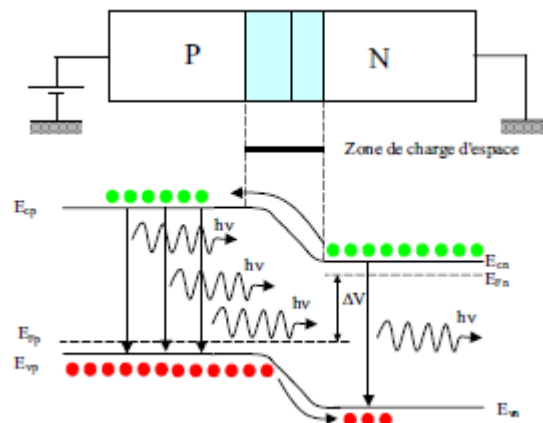


Figure 1.6. Diagramme de bandes d'énergie d'une structure à homojonction [8].

L'inconvénient majeur de des lasers à homojonctions c'est que la densité de porteurs est fortement limitée et le courant de seuil est très élevé ce qui résulte un échauffement qui influe sur le fonctionnement de composant.

La lumière doit être amplifiée pour augmenter l'efficacité du laser. La cavité est obtenue par clivage perpendiculairement au plan de la jonction. Le rôle de miroir est joué par les faces du cristal (indices élevés) [10].

1.6.2 laser à hétérojonctions

C'est un laser réalisé par une jonction P-N qui se compose de matériaux de types différents, on dit que l'hétérojonction est isotype, lorsque les deux semi-conducteurs ont une conductivité du même type pour laquelle les deux semi-conducteurs sont de même type de dopage, dans le cas contraire elle est anisotype pour laquelle les deux semi-conducteurs sont dopés différemment.



Figure 1.7. Structure à hétérojonction.

a hétérojonction simple

Pour diminuer le plus possible le courant de seuil, il faut agir sur l'épaisseur de la zone active "d". On y arrive en ajoutant une barrière de potentiel empêchant les électrons injectés de trop pénétrer dans la zone P. C'est ce qu'on appelle le confinement électronique [2].

Une simple hétérojonction est une jonction réalisée par deux semi-conducteurs de nature fortement dissemblable. La présence de part et d'autre de la jonction de deux matériaux différents permet de la conception de dispositifs radiatifs. Ces derniers résultent de l'existence de deux bandes interdites de largeur différente, avec une différence en indices de réfraction.

Lorsque la jonction est polarisée en sens direct, la discontinuité de la largeur de bande interdite à la jonction permet un confinement des porteurs de charge à l'interface, On arrive ainsi à augmenter le taux de recombinaison. La propagation de la lumière dans le milieu où elle est moins atténuée due à cause de la différence d'indice de réfraction entre les régions p et n. par conséquent, il y a une amélioration du rendement global pour l'énergie rayonnée.

b double hétérojonction

Elle est constituée de trois couches de matériaux semi-conducteurs différents. On a au centre, une couche d'un matériau 1 qui est la zone active et qui est placée entre deux couches d'un autre matériau 2. Ces matériaux sont caractérisés par des indices de réfraction et des largeurs de bande interdite E_g différents qui associe l'effet de confinement optique.

En plus cette zone active présente un indice de réfraction plus élevé que celui des couches de confinement qui l'entourent, grâce à sa bande interdite plus étroite. Cette différence d'indices de réfraction lui donne la propriété d'un guide d'onde optique avec un nombre de modes de propagation optique fixé en contrôlant son épaisseur qui peut devenir encore plus étroite en utilisant des structures à puits quantiques plutôt que du matériau massif. Les matériaux utilisés pour les zones actives et de confinement des émetteurs à 0.8 μm , 1.3 μm et 1.55 μm sont rassemblés dans le Tableau 1.3.

Longueur d'onde	0,8 μm	1,3 μm	1,55 μm
substrat	GaAs	InP	InP
Couche active	GaAs	$\text{Ga}_{0,8} \text{In}_{0,72} \text{As}_{0,6} \text{P}_{0,4}$	$\text{Ga}_{0,2} \text{In}_{0,8} \text{As}_{0,9} \text{P}_{0,1}$
Couche de confinement	$\text{Ga}_{0,6} \text{Al}_{0,4} \text{As}$	InP	InP

Tableau 1. 3. Matériaux utilisés pour le substrat, la couche active et les couches de confinement dans les lasers à base de GaAs et InP.

Le choix des deux semi-conducteurs doit vérifier l'égalité de paramètre de maille cristalline, pour éliminer toute contrainte aux interfaces, qui entraînent par exemple des dislocations, la formation de précipités, d'où diminution du rendement quantique.

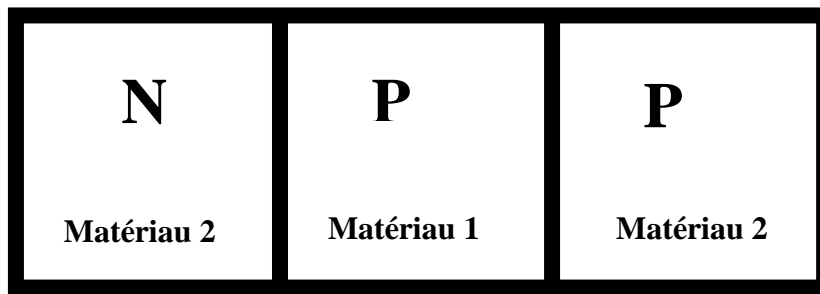


Figure 1.8. Structure à double-hétérojonction [2].

Lorsque la zone active a une épaisseur inférieure à 10 nm, on a alors un autre type de laser qui est le laser à puits quantique.

1.6.3 Laser à puits quantiques

Un puits quantique simple est constitué à partir d'une fine couche (quelques nm) d'un matériau semi-conducteur de faible gap entourée de matériau de plus grand gap créent un puits de potentiel de taille quantique pour les électrons et les trous qui vont se confiner sur des niveaux d'énergies discrets pour une injection donnée, il permet d'augmenter la densité de porteurs et d'atteindre l'inversion de population.

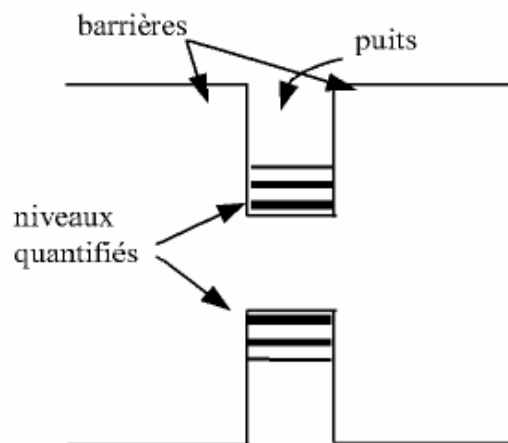


Figure 1.9. Schéma d'une structure de puits quantique [11].

Les types de puits quantiques qui existent :

a Puits quantique de type I

Les électrons et les trous sont confinés dans le même matériau qui forme le puits ; l'énergie du photon émis dépend des énergies de confinement des électrons et des trous et du gap du matériau de puits.

b Puits quantiques de type II

Les porteurs (les électrons et les trous) sont confinés dans les deux matériaux qui constituent les puits et les barrières respectivement. Dans ce cas l'énergie du photon dépend des énergies de confinement des porteurs mais aussi des gaps des deux matériaux semi-conducteurs qui forment l'hétéro-structure.

c Puits quantiques de type III

Le bas de la bande de conduction est situé en dessous du haut de la bande de valence. Dans cette configuration qui aussi trouvée sous le nom de configuration semi-métalliques, l'énergie du photon émis n'est fonction que des énergies de confinement des porteurs c'est-à-dire de l'épaisseur des couches puits-barrières.

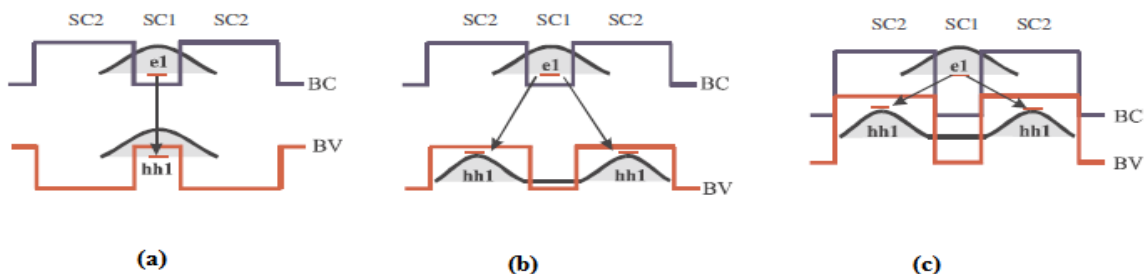


Figure 1.10. a)- puits quantique type I b)- puits quantique type II
c)- puits quantique type III [11].

1.7 Laser à semi-conducteurs à double hétérojonction

GaAlAs/GaAs

La diode laser à double hétérojonction GaAlAs/GaAs est la plus utilisée car elle peut facilement être dopée n ou p, et le composé ternaire GaAlAs assure un accord de maille (0.1%) presque parfait avec le GaAs, quel que soit la composition x.

Sa structure est obtenue par la juxtaposition de trois couches : une couche active type p de faible épaisseur du matériau GaAs à petit gap est placée entre deux couches à grand gap et de plus faible indice de réfraction (couche d'injection type n et couche de confinement de type p) du matériau $Ga_{1-x}Al_xAs$ [12].

Chacune des jonctions entre les différents matériaux à bande interdite est appelée une hétérostructure.

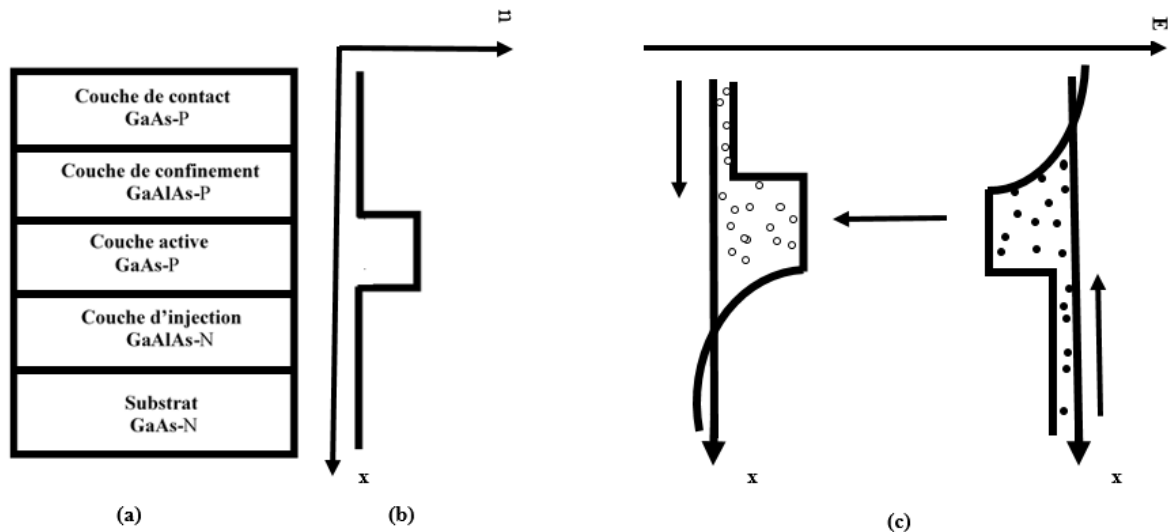


Figure 1.11. (a)-structure d'une diode laser à double hétérojonction GaAlAs/GaAs.

(b)-indice de réfraction.

(c)-les bandes d'énergies.

Lorsqu'on applique une polarisation directe aux couches latérales n et p, la différence du gap entre les matériaux GaAlAs/GaAs forme un puits de potentiel, dans lequel les porteurs peuvent s'accumuler et se recombiner radiativement. Le guidage des photons dans la couche active se fait à cause de la valeur élevée de l'indice de réfraction. Ces photons se déplacent parallèlement au plan des couches, l'émission laser apparaît à partir d'un certain seuil de densité de courant notée J_{th} , au-delà du seuil le gain d'émission stimulée dans la cavité est supérieur aux pertes totales (miroirs et cavité).

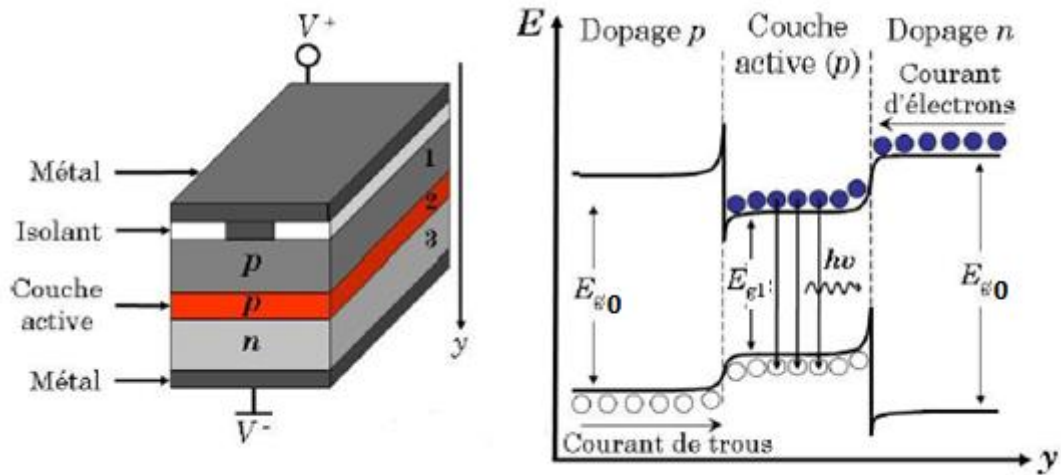


Figure 1.12. Géométrie d'une double hétérojonction et structure de bandes électroniques associées lors d'une polarisation directe.

1.7.1 L'hétérojonction GaAlAs (N)/GaAs (P)

Les deux matériaux GaAlAs (N) et GaAs (P) sont caractérisés par les affinités électroniques $e\chi_0$ et $e\chi_1$ respectivement, et les énergies de bandes interdites E_{g0} et E_{g1} , et les travaux de sortie $e\phi_0$ et $e\phi_1$, en l'absence de tout contact, les diagrammes énergétiques dans chacun des semi-conducteurs sont représentés dans la figure 1.13.

Les deux semi-conducteurs étant indépendants, la distribution des électrons dans chacun d'eux est indépendante de l'autre, de sorte que les distributions sont caractérisées par deux niveaux de Fermi différents E_{Fn} et E_{Fp} .

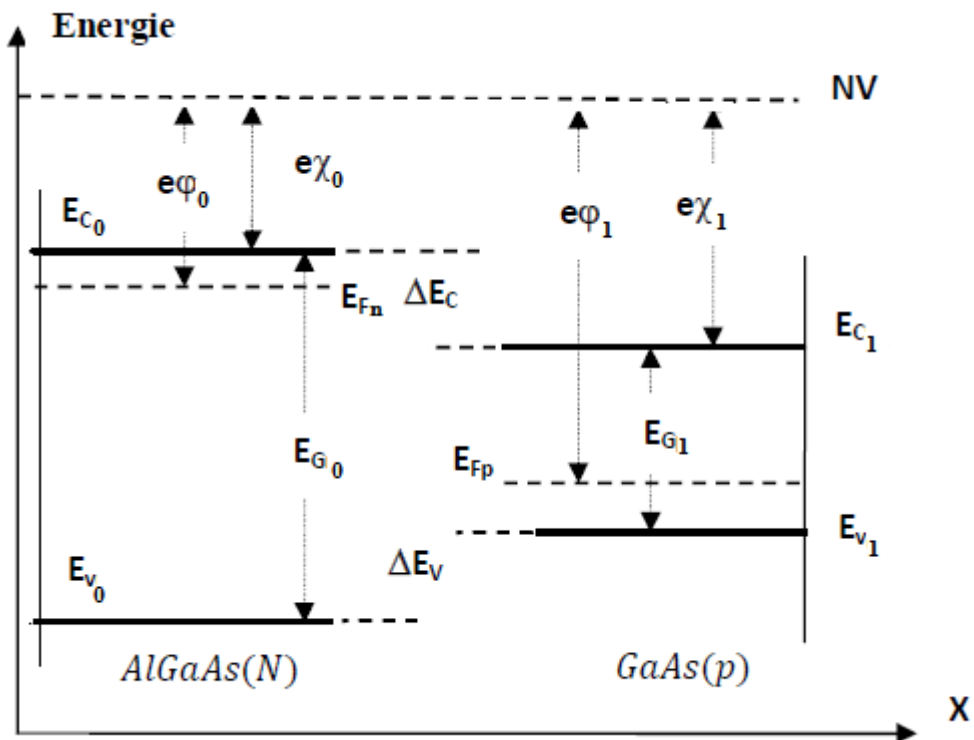


Figure 1.13. Diagramme d'énergie d'Hétérojonction GaAlAs (N)/GaAs (P) avant contact [13].

Lorsque les deux semi-conducteurs, seront mis en contact, les électrons vont se déplacer du semi-conducteur à plus fort niveau de Fermi vers le semi-conducteur à plus faible niveau de Fermi, de manière à réaliser l'alignement des niveaux de Fermi, cet échange se fait au voisinage de la jonction et fait apparaître une charge d'espace à laquelle est associée une barrière de potentiel tension de diffusion V_d qui arrête la diffusion des porteurs de charges et définit l'état d'équilibre.

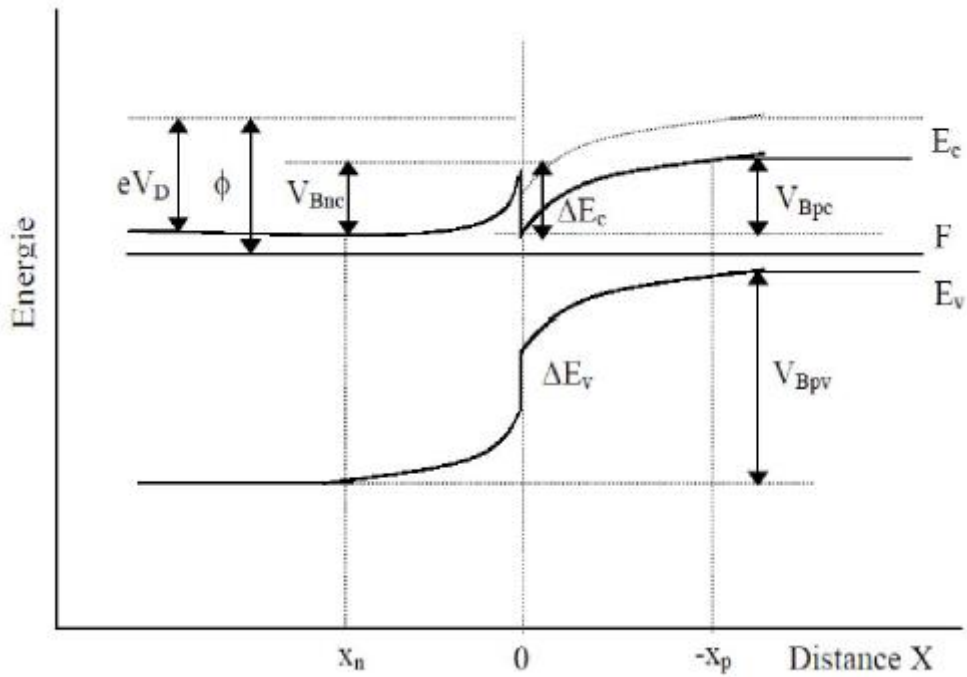


Figure 1. 14. Diagramme d'énergie de l'Hétérojonction GaAlAs (N)/GaAs (P) [13].

$$V_d = \phi_0 - \phi_1 \quad 1.2$$

On a : $\Delta E_c = \Delta\chi$

$$\Delta E_v = \Delta E_g - \Delta\chi$$

Tels que :

$\Delta\chi$: est la différence des affinités électroniques.

ΔE_g : est la différence des bandes interdites des deux semi-conducteurs.

1.7.2 L'hétérojonction GaAs (P)/ GaAlAs (P)

L'hétérojonction GaAs (P)/GaAlAs (P) présente une hétérojonction isotype car on a deux matériaux différents mais il y a le même dopage P.

Le niveau de fermi à l'équilibre thermodynamique est constant

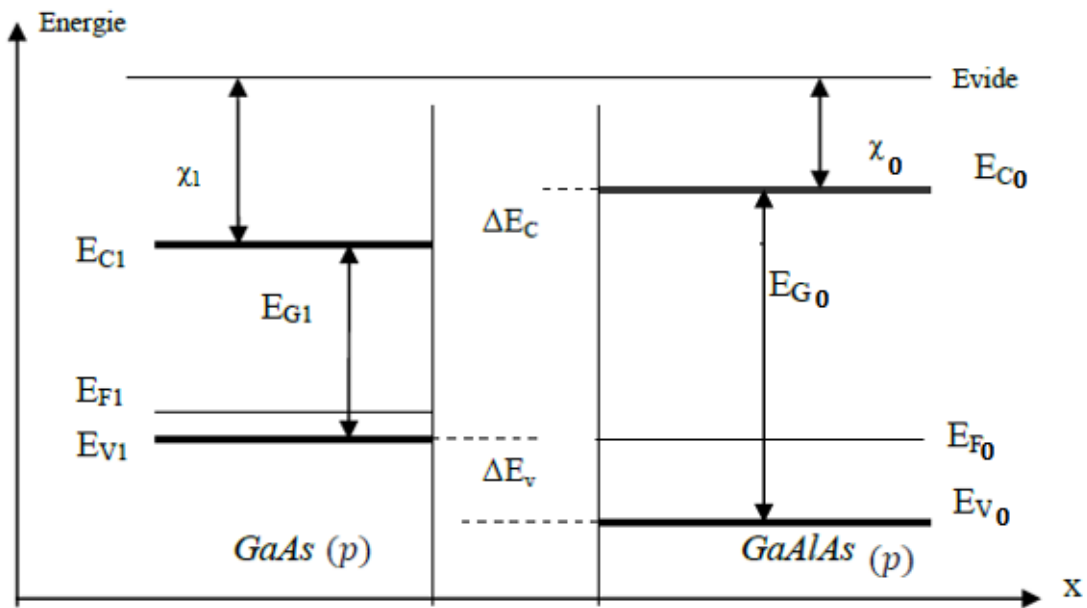


Figure 1.15. Diagramme d'énergie d'Hétérojonction GaAs (P)/ GaAlAs (P) avant contact.

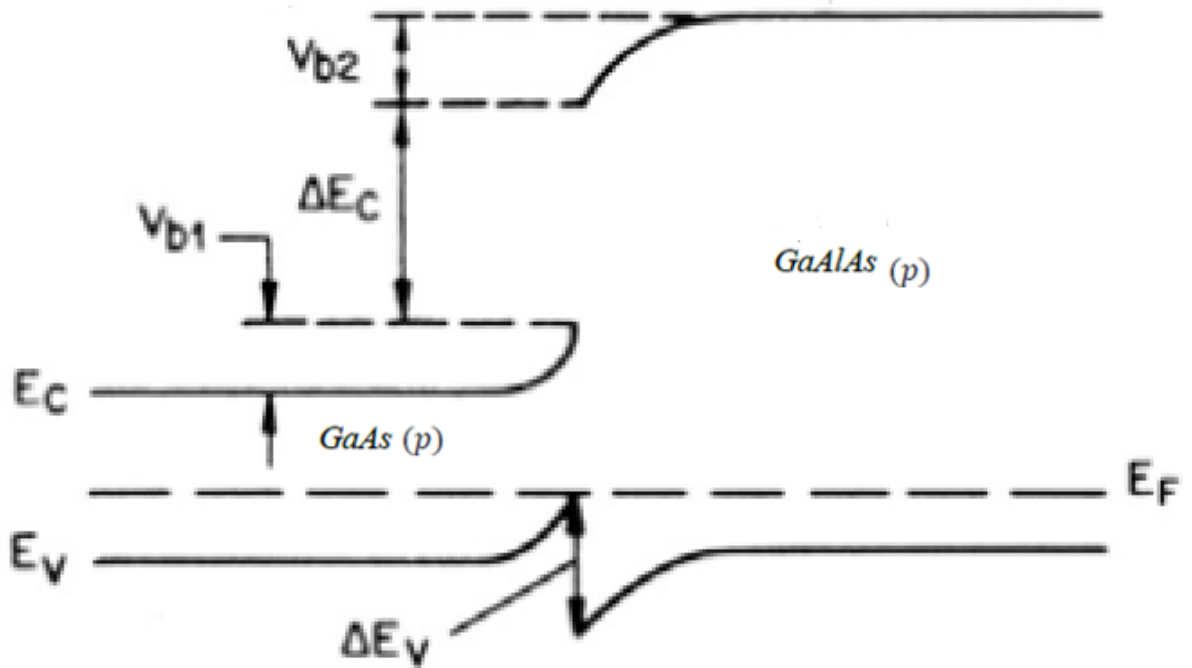


Figure 1.16. Diagramme d'énergie d'Hétérojonction GaAs (P)/ GaAlAs (P) après contact [14].

1.8 Matériau utilisé

Dans notre structure étudiée, nous nous sommes intéressés aux composés III-V GaAs et L'alliages GaAlAs.

1.8.1 GaAs

Intérêt de GaAs

- il possède une grande mobilité des électrons cette caractéristique lui permet de fonctionner à des grandes fréquences.
 - les dispositifs à technologies GaAs génèrent moins de bruit en hautes fréquences.
 - ils peuvent fonctionner à puissances plus élevées, du fait d'une tension de claquage plus élevée.
 - il possède un gap direct, ce qui lui confère des propriétés d'optoélectronique supérieures
- Mais son inconvénient majeur c'est son cout plus élevé [15].

a *Structure cristalline*

L'Arséniure de Gallium (GaAs) est un composé de la famille III-V, il cristallise dans la structure du Zinc Blende. Cette structure est constituée de deux sous réseaux cubiques à faces centrées, l'un d'éléments III (atomes de Ga), l'autre d'éléments V (atomes de As), décalé l'un par rapport à l'autre du quart de la diagonale principale.

L'atome en blanc représente un élément III par exemple, l'atome en gris représente un élément V. La maille élémentaire comporte deux atomes, le premier(Ga) à l'origine et l'autre (As) à $(a/4, a/4, a/4)$ [16]

a : le paramètre de maille du matériau.

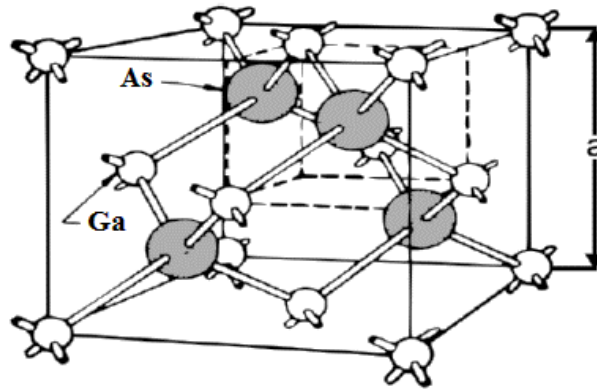


Figure 1.17. Structure cristalline du GaAs (structure zinc blende) [17].

***b* Caractéristique de la Structure de bande d'énergie**

- Le semi-conducteur uni vallée GaAs

La structure de bandes du semi-conducteur GaAs est représentée dans la figure (1.18(a)), suivant les directions de plus haute symétrie de l'espace réciproque. La bande interdite est hachurée, les bandes supérieures sont les bandes de conduction, les bandes inférieures sont les bandes de valence. La bande de valence est pleine d'électrons et la bande de conduction est vide à l'équilibre thermodynamique [16].

A la température ambiante à laquelle fonctionnent la plupart des composants électroniques, on a des transitions de certains électrons de la bande de valence vers la bande de conduction.

Les électrons qui ont la possibilité de passer de la bande de valence et occupent la bande de conduction sont les électrons qui font la transition de la bande de valence supérieure et occupent la bande de conduction inférieure.

De plus, parmi les états de ces bandes ceux qui jouent le rôle essentiel sont respectivement ceux du sommet de la bande de valence et du minimum de la bande de conduction [16]. La structure de GaAs permet l'absorption et l'émission de lumière de façon plus efficace que dans les matériaux à gap indirect comme l'AlAs.

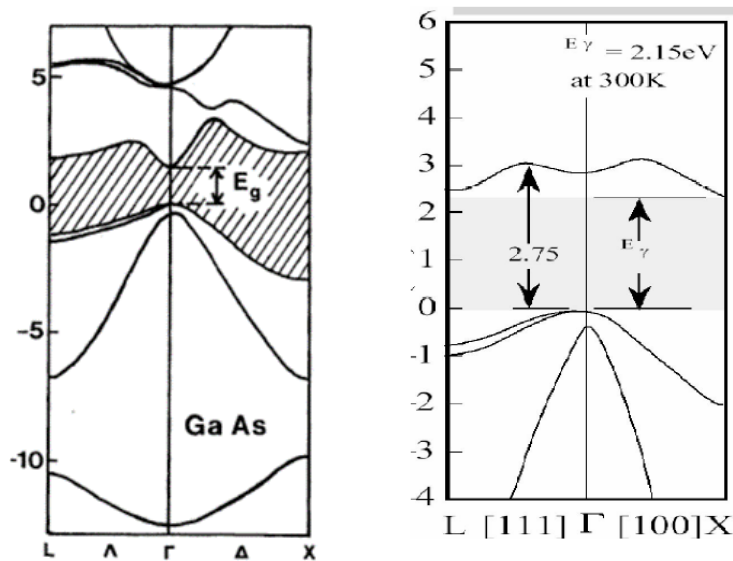


Figure 1.18. a)-structure de bande du GaAs [15].

b)- structure de bande du l'AlAs [13].

Pour le GaAs le minimum de la bande de conduction est unique et est situé au centre de la zone de Brillouin c'est la raison pour qu'on dit que le GaAs est un semi-Conducteur uni vallée.

- La nature de la transition énergétique du GaAs

Le gap est par définition la largeur de la bande interdite c'est-à-dire la différence d'énergie entre le minimum absolu de la bande de conduction et le maximum absolu de la bande de valence.

A partir de la structure de bande on peut classer les semi-conducteurs en deux types: les semi-conducteurs dans lesquels le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence sont situés en des points différents dans l'espace réciproque on dit qu'ils sont des semi-conducteurs à gap indirect et les semi-conducteurs pour lesquels ces extrema sont situés au même point se sont des semi-conducteurs à gap direct.

Le GaAs est un composé III-V à transition direct. C'est à dire l'énergie minimale de la bande de conduction et l'énergie maximale de la bande de valence sont localisées au centre de la zone de Brillouin. Ceci a des conséquences importantes du point de vue des propriétés électroniques [16].

1.8.2 L'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$

L'alliage $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ est une solution solide de GaAs et AlAs, les deux matériaux ont la même structure cristalline, la nature de la transition énergétique de l'alliage $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ change selon le taux de l'Aluminium x , avec : $0 < x < 1$.

Pour une fraction d'Aluminium Inférieure à 0,45, la transition de l'alliage est identique à celle du GaAs caractérisé par une transition directe.

Lorsque le taux d'Aluminium devient supérieur à 0,45 la transition devient indirecte comme celle de l'AlAs, les différents paramètres physiques du $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ sont donnés en fonction de la fraction x de l'Aluminium [16, 18].

Les propriétés électriques de l'alliage $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ à 300K	Expression
Constante diélectrique (statique) ϵ_r	$12.9 + 2.84x$
Affinité électronique χ	$4.07 - 1.1x \text{ eV} \quad [x < 0.45]$ $3.64 - 0.14x \text{ eV} \quad [x > 0.45]$
Mobilité des électrons μ_n :	
$[0 < x < 0.45]$	$8. \cdot 10^3 - 2.2 \cdot 10^4 x + 10^4 x^2 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
$[0.45 < x < 1]$	$-255 + 1160x - 720x^2 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
Mobilité des trous μ_p	$370 - 970x + 740x^2 \text{ cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$
Gap d'énergie E_g :	
$x < 0.45$	$1.424 + 1.247x \text{ eV}$
$x > 0.45$	$1.9 + 0.125x + 0.143x^2 \text{ eV}$
Densité effective d'états de la bande de conduction N_c	
$x < 0.41$	$2.5 \cdot 10^{19} \cdot (0.063 + 0.083x)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$

$x > 0.45$	$2.5 \cdot 10^{19} \cdot (0.85 - 0.14x)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$
Densité effective d'états de la bande de valence N_v	$2.5 \cdot 10^{19} \cdot (0.51 + 0.25x)^{3/2} \text{ cm}^{-3}$

Tableau 1.4. Les paramètres physiques de $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ en fonction de la fraction x de l'Aluminium.

1.9 Caractéristiques des diodes laser

1.9.1 Les phénomènes d'émission dans les semi-conducteurs

On peut distinguer trois phénomènes d'interactions entre rayonnement et matière dans la zone active d'une diode laser à double hétérojonction qui sont :

- la création de paires électrons-trous par absorption de photons.
- la création de photons par émission spontanée.
- la création de photons par émission stimulée.

Les transitions de ces atomes sont caractérisées par des vitesses ou des taux qui mesurent le nombre de photons émis ou absorbés par unité de temps et par unité de volume du semi-conducteur.

a le gain optique

Dans le cas d'un semi-conducteur, Considérons l'état d'énergie E' dans la bande de conduction et E'' état d'énergie dans la bande de valence tel que : $E'' = E' - E$, $E = h\nu$ est l'énergie d'un photon.

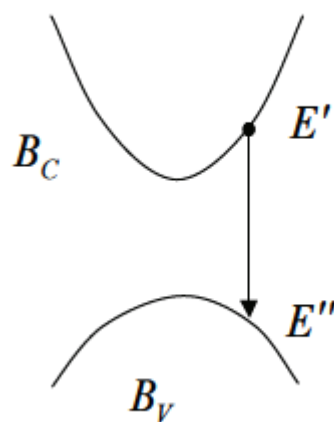


Figure 1.19. Transition de la bande de conduction à la bande de valence [4].

Et $\rho_c(E')$, $\rho_v(E'')$ sont les densités d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence.

Le gain optique est donné par :

$$g(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{vc} \frac{nr}{c} \rho_c(E') \rho_v(E'') [f_c(E') - f_v(E'')] dE' \quad 1.3$$

Avec :

B_{vc} : est la probabilité de transition de l'émission stimulée.

$F_c(E')$, $F_v(E'')$: sont les fonctions de fermi dans les bandes de conduction et de valence respectivement.

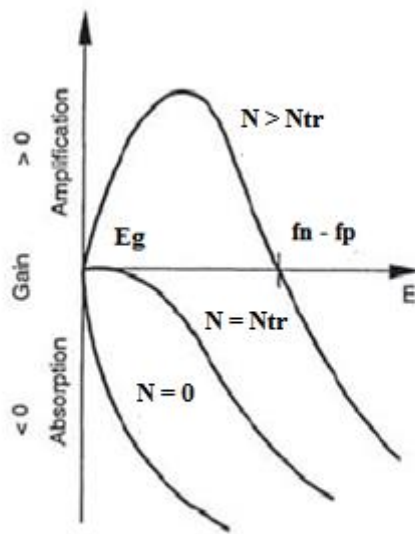


Figure 1.20. Gain optique pour différents niveaux d'excitation [19].

Pour $N = 0$, le matériau est toujours absorbant, pour $N = N_{tr}$ densité d'électrons à la transparence, le matériau est transparent. Pour $N > N_{tr}$, le matériau amplifie les photons d'énergie $h\nu$ telles que :

$$E_g < h\nu < E_{Fn} - E_{Fp} \quad (\text{condition de Bernard et Duraffourg}).$$

Lorsque le milieu est amplificateur, les courbes de gain présentent un maximum g_{max} , qui dépend de la densité d'électrons injectés.

$$g_{max} = g_0 \ln \frac{N}{N_{tr}} \quad 1.4$$

Pour le GaAs :

$$g_0 = 1500 \text{ cm}^{-1}$$

$$N_{tr} = 1,85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

b **taux de recombinaisons**

- Recombinaisons radiatives

L'énergie de cette recombinaison est libérée sous forme de photons, la recombinaison bande à bande entre un électron de la bande de conduction et un trou de la bande de valence, c'est la recombinaison radiative la plus dominante.

$$R_r = B \cdot N^2 \qquad 1.5$$

B : coefficient de recombinaison radiative (coefficient de recombinaison bi-moléculaire).

N : concentration des porteurs injectés.

Matériau	B (cm³ . s⁻¹)
GaAs	7,2. 10⁻¹⁰
GaSb	2,4. 10⁻¹⁰
InP	1,3. 10⁻⁹
InAs	8,5. 10⁻¹¹
InSb	4,6. 10⁻¹¹

Tableau 1.5.coefficient de recombinaison bi-moléculaire des différents matériaux à gap direct [20].

- Recombinaisons non radiatives

Il y a deux types :

-Les recombinaisons Shockley-Hall-Read :

Dans lesquelles les impuretés jouent un rôle essentiel, un électron est d'abord capturé sur une impureté et ensuite un trou est capturé sur la même impureté, ce qui entraîne la disparition d'une paire électron-trou.

$$R_{SHR} = A \cdot N \quad 1.6$$

A : taux de recombinaison non-radiative.

-Les recombinaisons Auger :

Dues à l'interaction électron – électron, dans laquelle un électron se recombine avec un trou en transférant l'énergie ainsi gagnée à un autre électron (ou trou) sous forme d'énergie cinétique. Ce processus est intrinsèque et ne nécessite pas la participation de défauts ou d'impuretés.

$$R_a = C \cdot N^3 \quad 1.7$$

C : coefficient de recombinaison Auger.

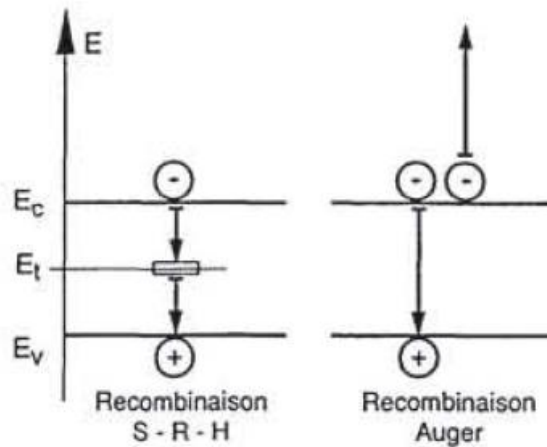


Figure 1.21. Recombinaison non radiatives [19].

Le taux représentant l'ensemble des recombinaisons radiatives et non radiatives :

$$R = A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3 \quad 1.8$$

$$R = R_r + R_{nr} \quad 1.9$$

$$R = B (n \cdot p - n_i^2) + A \frac{(n \cdot p - n_i^2)}{n+p+2n_i} + C \frac{n+p}{2} (n \cdot p - n_i^2) \quad 1.10$$

1.9.2 Les propriétés électriques des structures à double hétérojonction

La détermination de la caractéristique courant-tension $I(V)$ et de la caractéristique d'émission implique la résolution du système d'équations différentielles :

$$\frac{dn}{dx} = -R + \frac{1}{q} \frac{dJ_n}{dx} = 0 \quad 1.11$$

$$\frac{dp}{dx} = -R - \frac{1}{q} \frac{dJ_p}{dx} = 0 \quad 1.12$$

Et les densités de courant des électrons et des trous sont données par :

$$J_n = q \mu_n n \frac{dE_{Fn}}{dx} \quad 1.13$$

$$J_p = q \mu_p p \frac{dE_{Fp}}{dx} \quad 1.14$$

E_{Fn} : niveau de Fermi des électrons.

E_{Fp} : niveau de Fermi des trous.

Et l'équation de poisson :

$$\frac{d(\epsilon E)}{dx} = q (p - n + N_d - N_a) \quad 1.15$$

Avec : $E = -\frac{dV}{dx}$

Dans le cas général, ce système ne présente pas de solution analytique et il est nécessaire de faire appel à des méthodes numériques. Dans notre cas la méthode des éléments finis est utilisée pour résoudre numériquement ces équations aux dérivées partielles dont le principe général est d'utiliser des mailles de N points. Après discrétisation, on obtient un système de $3N$ équations où les inconnues sont les valeurs de E_{Fn} , E_{Fp} et V en chaque point du maillage.

1.9.3 Les propriétés optiques des structures à double hétérojonction

Les caractéristiques optiques du laser sont essentielles pour sa fonctionnalité, qui est explicitée au travers d'un certain nombre de paramètres physiques relatifs à la technologie, et de paramètres systèmes relatifs aux performances du laser.

Description	Paramètres physiques	Paramètres systèmes
Longueur d'onde	λ	Longueur d'onde
Volume de la couche active	dWL	Courant de seuil
Durée de vie de photons	τ_{ph}	Rendement puissance/courant
Facteur d'émission spontanée	R_{sp}	Longueur de raie pour un courant donné
Durée de vie de porteurs	τ_m	Bande à -3 dB pour un courant donné
Densité de porteurs à la transparence	N_{tr}	Espacement de mode
Rendement quantique interne	η_i	Chirp
		Bruit RIN

Tableau I.6. Paramètres physiques et systèmes pour la définition d'une diode laser [21].

Dans la structure de laser, le champ électromagnétique est donné par les équations de Maxwell, sa directivité et la diminution des pertes est assuré par les réflexions sur les faces qui créent une discrimination supplémentaire qui ne permet qu'au mode TE de se propager. Ce champ doit être guidé latéralement (suivant l'axe x), ce guidage peut être causé par un saut d'indice ou par un profil du gain.

-facteur de confinement

La structure à double hétérojonction forme un guide diélectrique assurant un confinement électronique et optique qui est défini par la différence entre les indices de réfractifs des couches de confinements N et P et la couche active permet à la structure d'être un guide d'onde plan qui permet la propagation des ondes par réflexion totale pour certaines valeurs de l'incidence ρ_m ($m = 0,1, 2, \dots$), chaque valeur de m définissant un mode de propagation.

Étant donné la très faible épaisseur (d) de la couche active, seul le mode fondamental ($m = 0$) peut se propager [22,23].

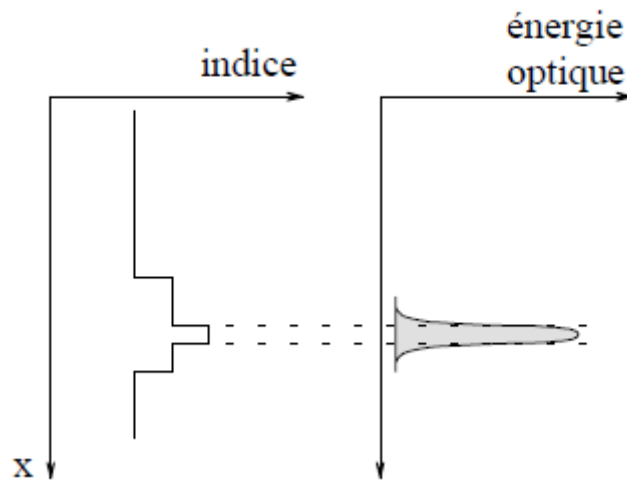


Figure 1.22.représentation schématique du confinement optique dans laser à double hétérojonction [22].

Il y a une présence d'une onde dans les couches de confinements, qui est caractérisée par une décroissance exponentielle du champ à l'extérieur du guide.

Le facteur de confinement qui décrit la quantité d'énergie guidée dans la zone active :

$$\Gamma = \frac{\int_{-d}^0 |E_x|^2 dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} |E_x|^2 dx} \quad 1.16$$

1.9.4 Le phénomène d'oscillation de la cavité laser

L'amplification de la lumière se fait quand le taux d'émission stimulée est plus grand que celui de l'absorption, pour faire osciller le laser, il faut en plus de l'amplification renvoyer une partie du signal de sortie à l'entrée par un circuit de réaction [21].

Pour produire un effet de réaction, la lumière doit être réfléchiée et confinée entre les deux miroirs de la cavité.

Le milieu semi-conducteur pompé électriquement au-delà du seuil de transparence dans la zone active d'une jonction P-N, amplifie les modes photoniques satisfaisant à la condition Bernard, Duraffourg.

L'interface semi-conducteur/air fournit un miroir diélectrique dont la réflectance R_m .

$$R_m = \frac{(n_r - 1)^2}{(n_r + 1)^2} \quad 1.17$$

La cavité résonante est constituée de deux miroirs parfaitement parallèles entre elles une distance L (longueur de la cavité).

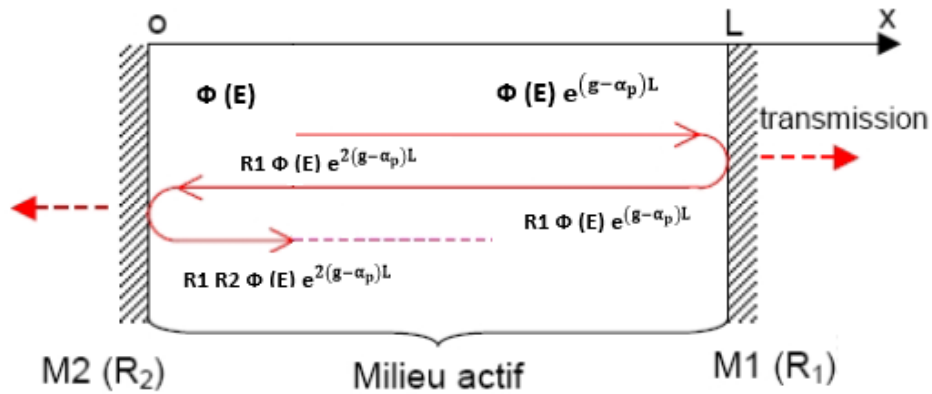


Figure 1.23. Schéma représentatif de l'oscillation de la cavité résonante de laser.

$\Phi(E)$: flux de photons.

On a L, d et W : le volume de la cavité résonante, La cavité commence à osciller lorsque le gain de milieu amplificateur compense les pertes totales de résonateur optique.

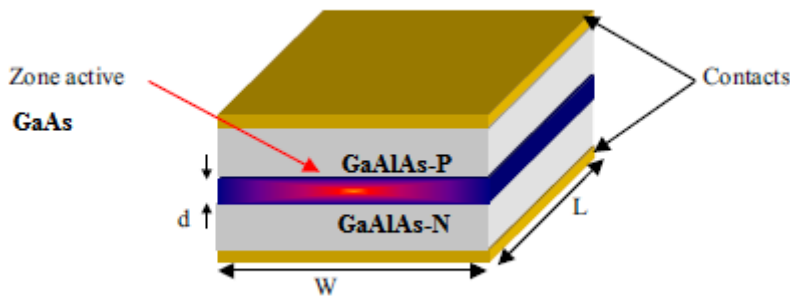


Figure 1.24. Structure volumique de la diode laser [21].

Avec les constantes suivantes :

t_e, t_s : Coefficient de transmission du miroir M_1 et M_2 respectivement.

r_e, r_s : Coefficient de réflexion du miroir M_1 et M_2 respectivement.

g : gain du milieu amplificateur.

α : pertes du milieu amplificateur.

E_0 : Champ électrique de l'onde incidente.

La sommation des champs électriques donne :

$$E = E_0 t_e \frac{e^{i\omega t}}{1 - r_e r_s e^{(g-\alpha_p)L} e^{i2KL}} \quad 1.18$$

Le champ électromagnétique devient divergent lorsque le dénominateur s'annule, c'est la condition d'obtention de l'oscillation LASER.

Les conditions d'oscillation laser : condition sur le gain + condition sur la phase.

α condition sur le gain (condition sur l'amplitude)

Le gain du milieu amplificateur doit compenser les différentes pertes de la cavité indiquée par le terme α .

- α_m : pertes intrinsèques de la fuite des photons par les miroirs à la sortie du laser.

$$\alpha_m = \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad 1.19$$

R_1 et R_2 : coefficient de réflexion des miroirs M_1 et M_2 .

- α_p : pertes parasites des porteurs libres des contacts électriques, de la diffusion sur des rugosités.

La condition de gain seuil d'oscillation laser : I_{th} est le courant minimal nécessaire au fonctionnement du laser.

Au seuil, le gain du milieu doit compenser les pertes, ceci est obtenu pour une certaine concentration d'électrons injectés dans la couche active N_{th} .

$$g_{th0} = \alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad 1.20$$

Seule l'onde électromagnétique guidée dans la couche active est soumise à l'amplification

$$g_{th} = \frac{1}{\Gamma} \left(\alpha_p + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \right) \quad 1.21$$

$$N_{th} = N_{tr} e^{\frac{g_{th}}{g_0}} \quad 1.22$$

b condition sur la phase

Pour l'annulation de dénominateur :

$$K L + \phi = q \pi \quad 1.23$$

Avec : $q = 1, 2, \dots$

Ou ϕ est la moyenne des déphasages introduits par les deux miroirs M_1 et M_2 , supposant les miroirs métalliques ($\phi = \pi$), les modes amplifiés sont donnés par [20, 21] :

$$v_q = q \frac{c}{2 n_r L} \quad 1.24$$

c Puissance optique

La diode laser fonctionne en trois zones lesquelles :

-lorsque $J < J_{th}$, l'émission spontanées alors prépondérante elle émit dans toutes les directions de l'espace, la diode laser est donc se comporte comme une diode électroluminescente.

-quand $J_{tr} < J < J_{th}$, l'émission stimulée l'emporte sur l'émission spontanée et elle est directionnelle car le gain $e^{g \cdot z}$ avantage l'émission pour les directions proches de l'axe de la diode, lorsque g_{max} atteint g_{th} les modes d'ondes électromagnétiques de ce maximum sont amplifiées dans le plan de la couche de la double hétérojonction.

-lorsque $J > J_{th}$, la densité de porteurs dans la jonction est limitée à N_{th} , cette dernière qui pour laquelle la condition d'égalité entre le gain et les pertes de la cavité est satisfaite, les porteurs injectés dans la zone active se recombinent résultants l'émission stimulée, au rendement quantique η_i près qui tend vers 1 lorsque le courant s'élève au-dessus du J_{th} .

La relation entre le courant incident J et la densité de porteurs N en incluant le phénomène d'émission stimule :

$$\frac{J}{q d} = A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3 + R_{st} s \quad 1.25$$

R_{st} : Taux d'émission stimulée.

S : densité volumique de photons dans la cavité [20].

A l'émission laser, au-dessus de seuil, le gain du milieu est égal à g_{th} , ainsi la densité de porteurs est à la valeur N_{th} .

$$\text{On a donc : } \frac{J}{q d} = \frac{N_{th}}{\tau_{th}} + R_{st} s \quad 1.26$$

$$\text{Ou : } \tau_{th} = \frac{1}{A + B.N_{th} + C.N_{th}^2}$$

$$\text{Au seuil d'oscillation laser : } J_{th} = \frac{q d}{\tau_{th}} N_{th} \quad 1.27$$

On diminue la valeur de puissance de sortie par le produit de la densité de photons s dans la cavité, par l'énergie portée par chaque photon $h\nu$, par le volume effectif du mode (LWd/Γ) et par le taux d'échappement des porteurs hors de la cavité.

$$P_s = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_p} \frac{h\nu}{q} (I - I_{th}) \quad 1.28$$

I : l'intensité de courant.

La puissance optique émise par les faces, pour un courant I

$$P_s = \frac{h\nu}{q} \eta_e (I - I_{th}) \quad 1.29$$

η_e : Rendement quantique externe, $\eta_e = \eta_i \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_p}$

1.10 Conclusion

Ce chapitre nous a permis d'aborder le fonctionnement de la diode laser à double hétérojonction GaAlAs/GaAs/GaAlAs en tenant compte des différents mécanismes de transitions entre bandes énergétiques, et les caractéristiques de la double hétérojonction à base des matériaux GaAlAs et GaAs, avec la détermination des différentes propriétés électriques et optiques de cette structure de diode laser.

2.1 Introduction

Dans le but de l'étude expérimentale de la diode laser à double hétérojonction à base de GaAlAs/GaAs, seront présentées dans ce chapitre les différentes propriétés qui caractérisent le fonctionnement de cette diode laser.

Ce travail est basé sur la simulation d'une structure de trois couches GaAlAs(N)/GaAs(P)/GaAlAs (P) avec le logiciel comsol 4.0. Qui permet la résolution des équations de Poisson et des équations de continuité des porteurs pour la détermination des propriétés électriques. La détermination des propriétés optiques se fait par la résolution des équations de Maxwell. L'influence de l'épaisseur de la couche active et de la concentration d'Aluminium dans les couches latérales sur l'injection, le confinement optique et le courant seuil sera étudiée.

2.2 La structure à simuler :

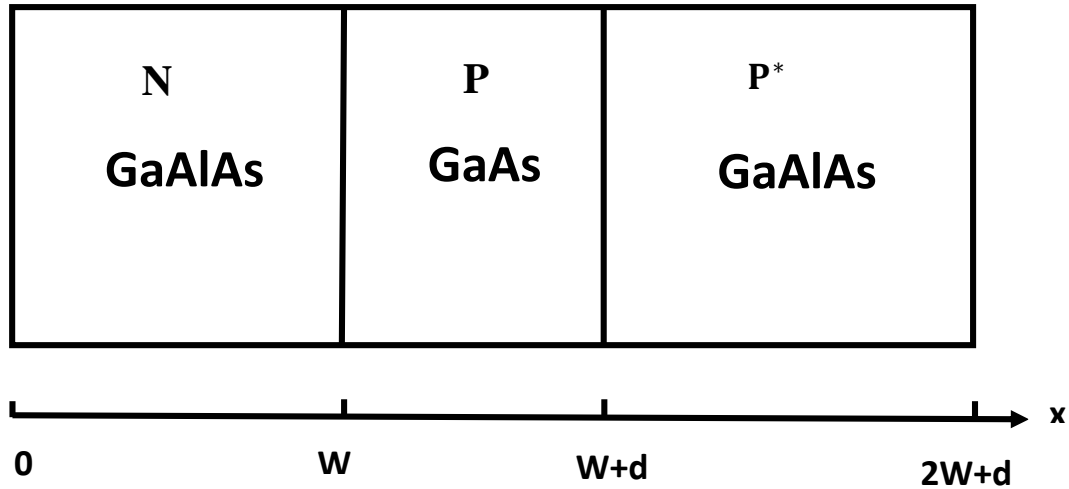


Figure 2.1. Schéma de structure à simuler

Notre structure est constituée d'une couche active type P d'épaisseur d et de concentration d'Aluminium x_1 , entourée de deux couches latérales de concentration d'Aluminium x_0 et des paramètres qui dépendent de ce dernier.

-Les paramètres utilisés dans notre simulation :

Symboles	valeurs
W [μm]	0.5
d [μm]	0.1
n_{i0} [cm^{-3}]	$\sqrt{N_{c0} N_{v0}} \exp\left(\frac{-E_{g0}}{0.05}\right)$
n_{i1} [cm^{-3}]	$\sqrt{N_{c1} N_{v1}} \exp\left(\frac{-E_{g1}}{0.05}\right)$
N_{c0} [cm^{-3}]	$2,5 \cdot 10^{25} (0,063 + 0,083 \cdot x_0)^{3/2}$
N_{c1} [cm^{-3}]	$2,5 \cdot 10^{25} (0,063 + 0,083 \cdot x_1)^{3/2}$
N_{v0} [cm^{-3}]	$2,5 \cdot 10^{25} (0,51 + 0,25 \cdot x_0)^{3/2}$
N_{v1} [cm^{-3}]	$2,5 \cdot 10^{25} (0,51 + 0,25 \cdot x_1)^{3/2}$
E_{g0} [eV]	$1,424 + (1,247 \cdot x_0)$
E_{g1} [eV]	$1,424 + (1,247 \cdot x_1)$

Symboles	valeurs
μ_{n0} [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]	$(8. 10^3 - (2,2 . 10^4 .x_0) + (1. 10^4 x_0^2)) . 1. 10^{-4}$
μ_{n1} [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]	$(8. 10^3 - (2,2 . 10^4 .x_1) + (1. 10^4 x_1^2)) . 1. 10^{-4}$
μ_{p0} [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]	$(370 - 970. x_0 + 740. x_0^2) . 1. 10^{-4}$
μ_{p1} [$\text{cm}^2 \text{V}^{-1} \text{s}^{-1}$]	$(370 - 970. x_1 + 740. x_1^2) . 1. 10^{-4}$
N_{d1} [cm^{-3}]	$5. 10^{23}$
N_{A1} [cm^{-3}]	$1. 10^{23}$
N_{A2} [cm^{-3}]	$1. 10^{24}$
V_d [V]	$0,025. \text{Log} (N_{d1} \cdot N_{A2} / n_{i0}^2)$
x_0	$0,3$
x_1	0
ϵ_{r0}	$12,9 - (2,84. x_0)$
ϵ_{r1}	$12,9 - (2,84. x_1)$
χ_0 [eV]	$4,07 - (1,1. x_0)$
χ_1 [eV]	$4,07 - (1,1. x_1)$
A	$1. 10^8$
B	$1. 10^{-16}$
C	$1. 10^{-40}$

Tableau 2.1. Tableau des différents paramètres de la structure simulée.

-Principe de la méthode des éléments finis (FEM)

La méthode des éléments finis est une méthode de modélisation appliquée dans la simulation des différentes structures. Cette méthode offre la flexibilité de faire varier plusieurs paramètres simultanément, à savoir la durée de vie, la concentration et le type de dopage, l'épaisseur des couches.

La structure unidirectionnelle de semi-conducteur est divisée spatialement en un nombre fini de N éléments, le point de division entre deux éléments est appelé « nœud ». ces nœuds sont numérotés de zéro (limite gauche) à N (limite droite). A chaque nœud interne, les trois équations non linéaires (l'équation de Poisson et les deux équations de continuité pour les électrons et les trous) sont résolues pour les trois variables : le potentiel électrostatique V , le quasi niveau de Fermi des électrons et des trous E_{Fn} et E_{Fp}

La discrétisation consiste à partager le domaine en plusieurs sous domaines en définissant un maillage structuré de points ou la grille et un ensemble de lignes de maillage parallèles aux axes de coordonnées, une quantité de champ local est attachée à chaque point.

La discrétisation du problème est basée sur l'utilisation des formules de différences finies pour rapprocher localement les équations aux dérivées partielles s'avère particulièrement efficace lorsque le système étudié est homogène, isotrope, unidimensionnel et de frontières régulières.

Après la discrétisation de la structure, la méthode de Newton est utilisée pour la résolution de l'ensemble des équations.

2.2.1 Diode laser à l'équilibre thermodynamique

Lorsque la tension de polarisation appliquée à la double hétérojonction $V_a = 0$:

a Le diagramme de bande d'énergies

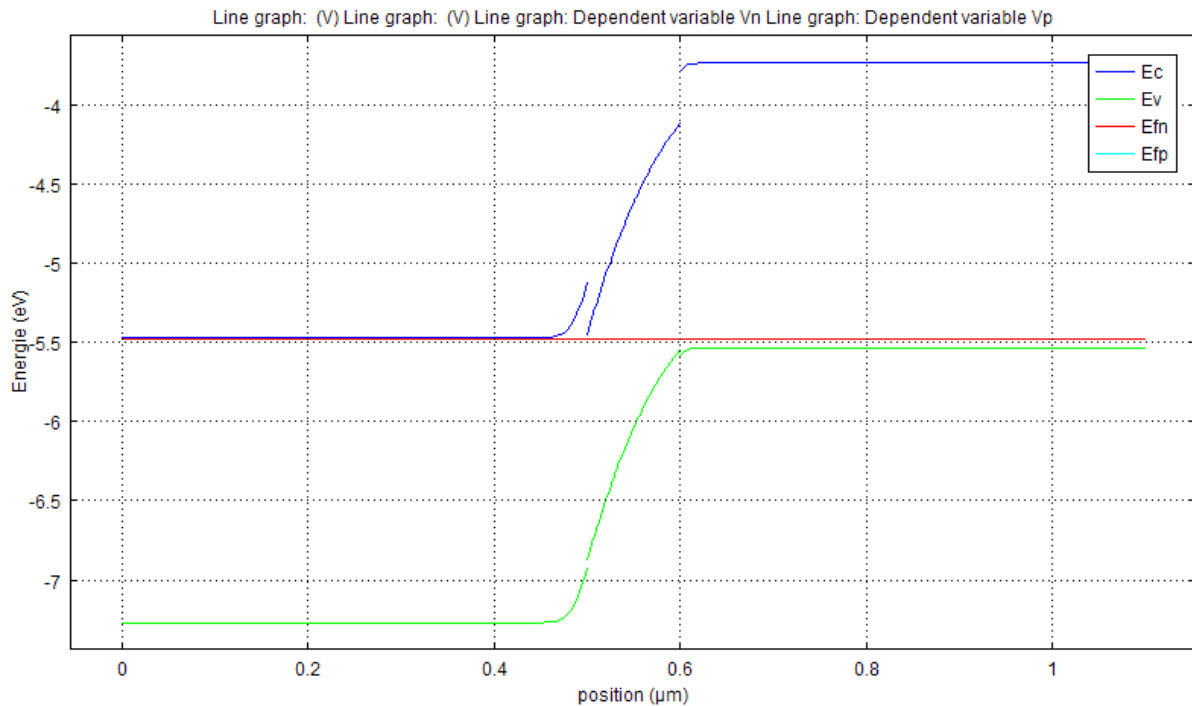


Figure 2.2. Diagramme de bandes d'énergies à $V_a=0$.

La figure 2.2 représente le diagramme de bande de la structure à l'équilibre.

Les niveaux de Fermi E_{Fn} et E_{Fp} s'alignent, il y a une discontinuité des bandes de conduction et de valence aux interfaces ce qui assure un confinement des porteurs dans la couche active.

2.2.2 diode laser hors équilibre

Lorsqu'on applique une tension V_a dans le sens direct, on a une injection de porteurs dans la couche active (Fig. 2.3).

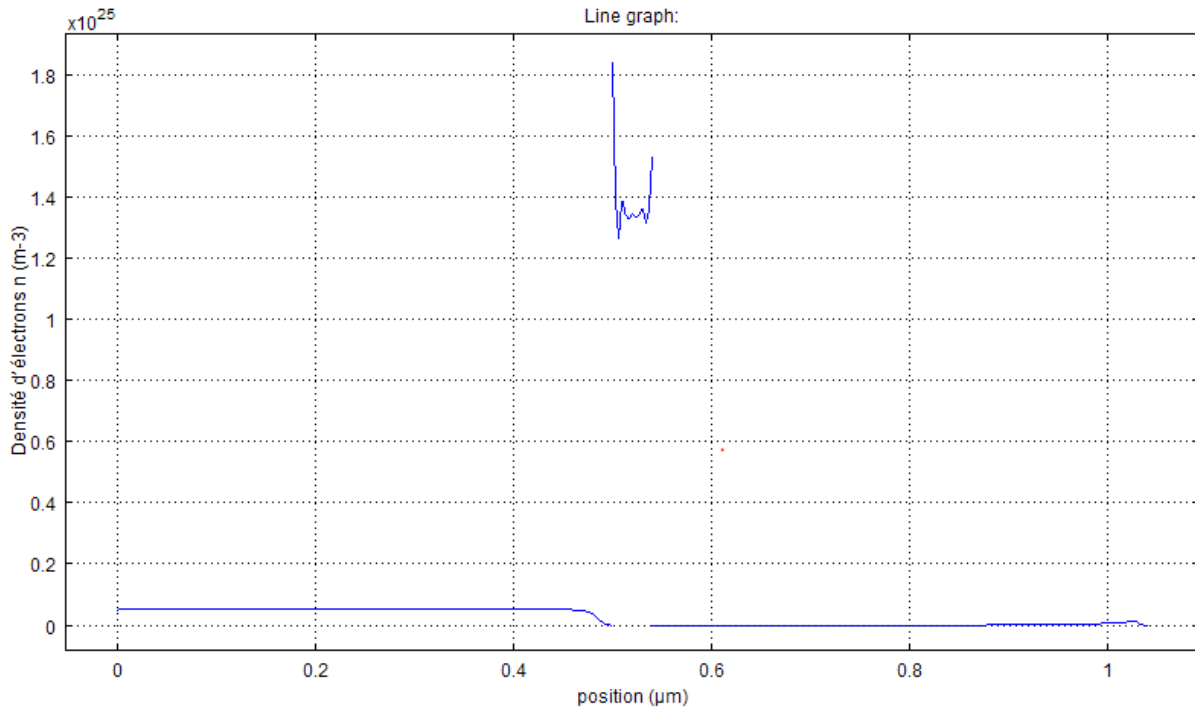


Figure 2.3. Densité d'électrons n (m^{-3}) pour une tension de polarisation directe $V_a = 2$ V.

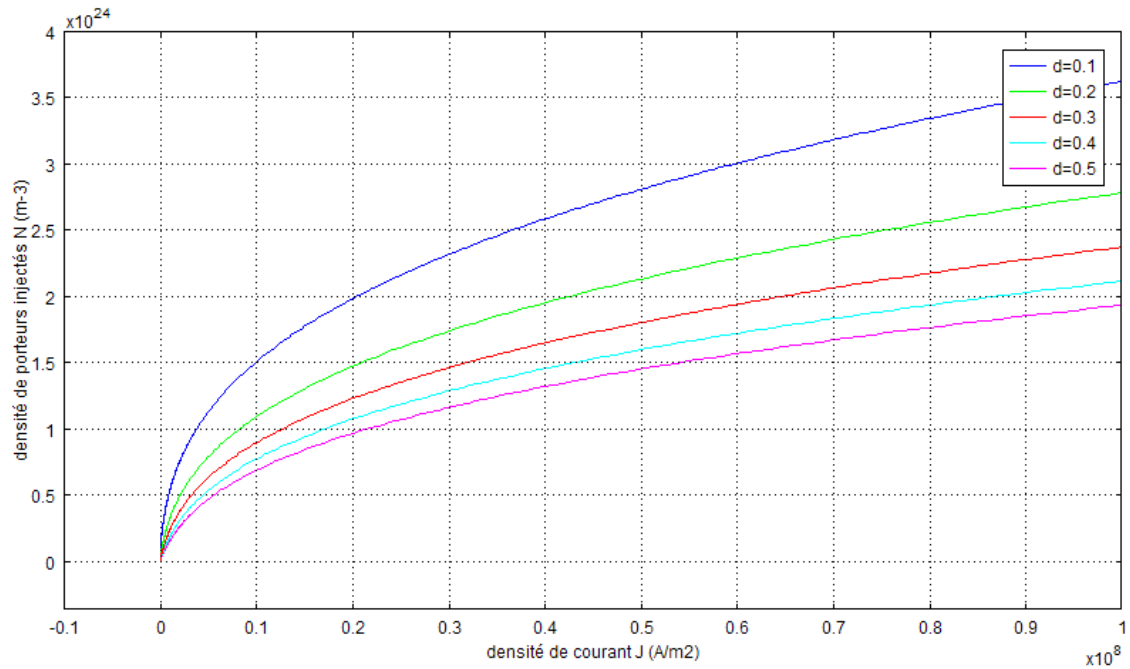


Figure 2.4. La variation de la densité de porteurs injectés en fonction de densité de courant pour différents valeurs de d ($x_0=0,3$).

La figure 2.4 représente la variation de la concentration d'électrons injectés dans la couche active en fonction de la densité de courant pour différentes valeurs de l'épaisseur de la couche active et pour une concentration d'Aluminium dans les couches latérales $x_0=0,3$.

On constate que la concentration d'électrons injectés augmente avec la densité de courant, et pour un courant donné, l'injection est plus importante pour les faibles épaisseurs.

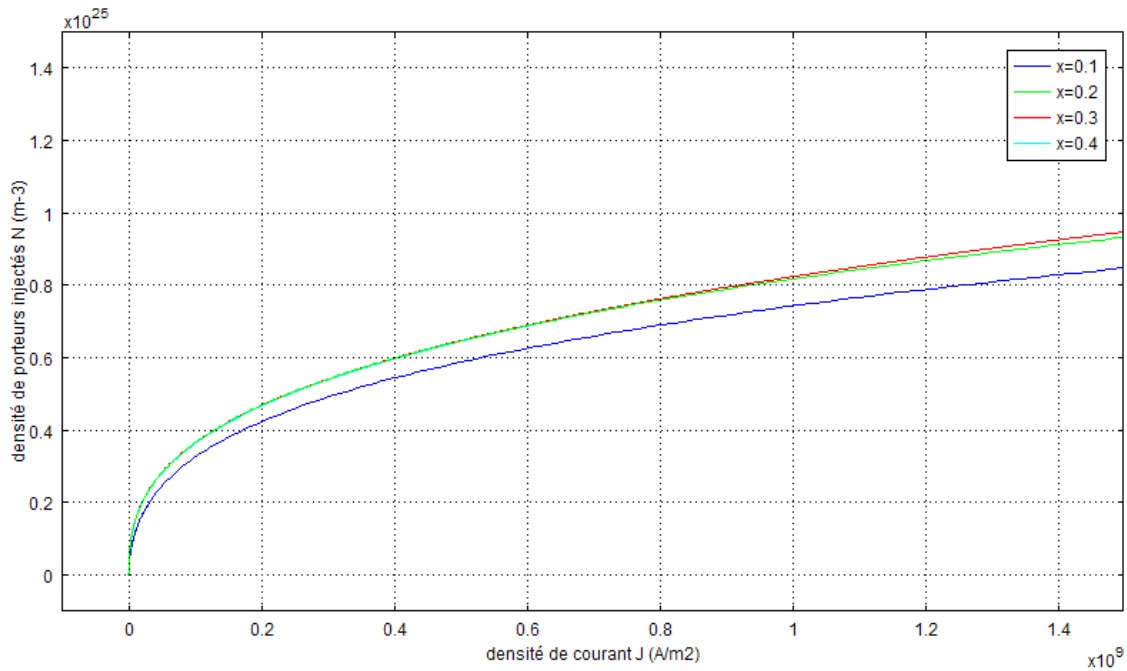


Figure 2.5. Variation de la densité de porteurs injectés en fonction de la densité de courant pour différents valeurs de x_0 ($d=0,1 \mu\text{m}$).

Dans la figure 2.5 est représentée la variation de la concentration d'électrons injectés N en fonction de la densité de courant J pour différentes concentrations d'Aluminium dans les couches latérales x_0 et pour une épaisseur de la couche active $d=0,1 \mu\text{m}$.

On remarque que pour un courant donné, la concentration d'électrons injectés augmente lorsque x_0 passe de 0,1 à 0,2 ensuite elle sature ceci est dû au fait que lorsque x_0 augmente le gap des couches latérales augmente (voir tableau 1.4), d'où la discontinuité aux interfaces augmente ce qui assure un bon confinement des porteurs dans la couche active. Donc on peut considérer que la structure présente un bon confinement pour $x_0 \geq 0,2$.

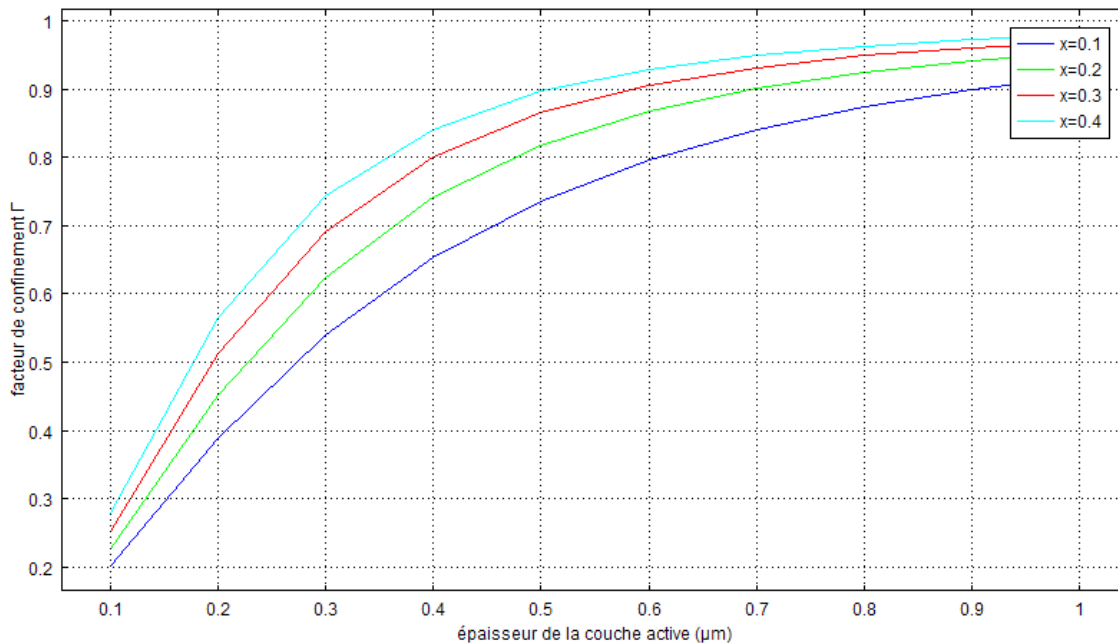


Figure 2.6. La variation de facteur de confinement Γ en fonction de l'épaisseur de la couche active d pour différents valeurs de concentration de l'Aluminium x_0 .

La figure 2.6 représente la variation du facteur de confinement optique Γ en fonction de l'épaisseur de la couche active d pour différentes concentrations d'Aluminium x_0 .

On constate que Γ augmente avec d et x_0 , du fait que l'augmentation de x_0 entraîne l'augmentation de l'indice de réfraction des couches latérales ce qui assure un bon confinement de la lumière dans la couche active.

Pour déterminer le courant seuil, on considère une structure ayant les paramètres suivants :

$$g_0 = 1500 \text{ cm}^{-1}$$

$$N_{tr} = 1,85 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

$$\alpha_0 = 10 \text{ cm}^{-1}$$

$$L = 300 \text{ μm}$$

$$R_1 = R_2 = 0,3$$

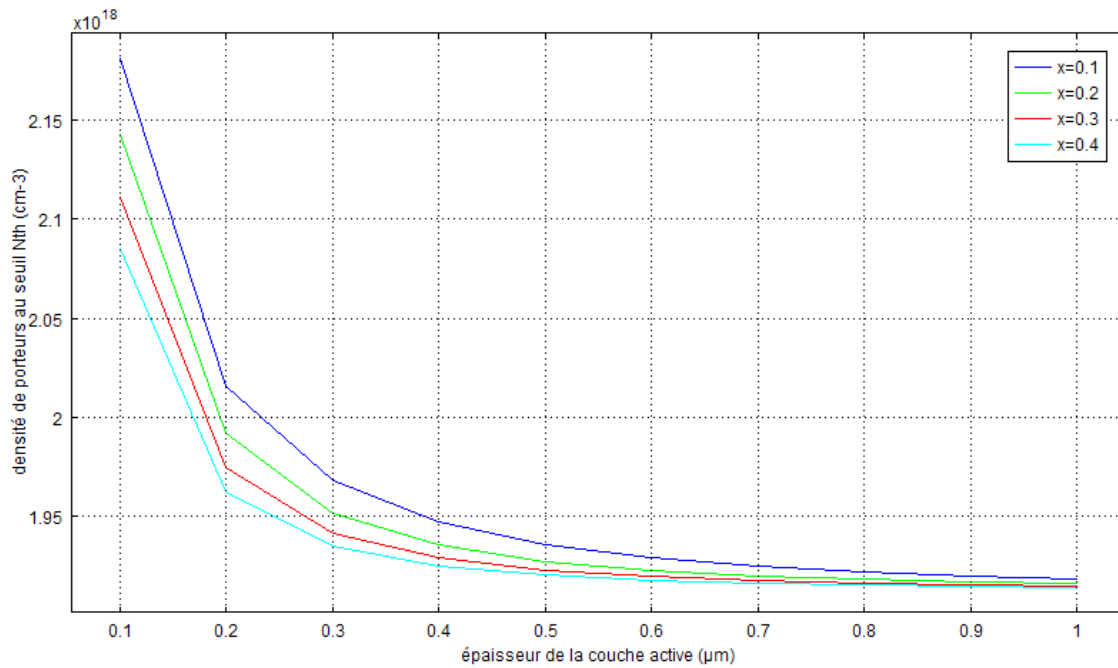


Figure 2.7. Variation de la densité d'électrons injectés au seuil N_{th} en fonction de l'épaisseur de la couche active d pour différentes valeurs de concentrations d'Aluminium x_0 des couches latérales.

La figure 2.7 représente la variation de la concentration d'électrons injectés au seuil N_{th} en fonction de l'épaisseur de la couche active d pour différentes concentrations d'Aluminium x_0 . On constate que N_{th} diminue lorsque d et x_0 augmentent entraînant l'augmentation de Γ (N_{th} et Γ varient en sens inverse equ. 1.22)

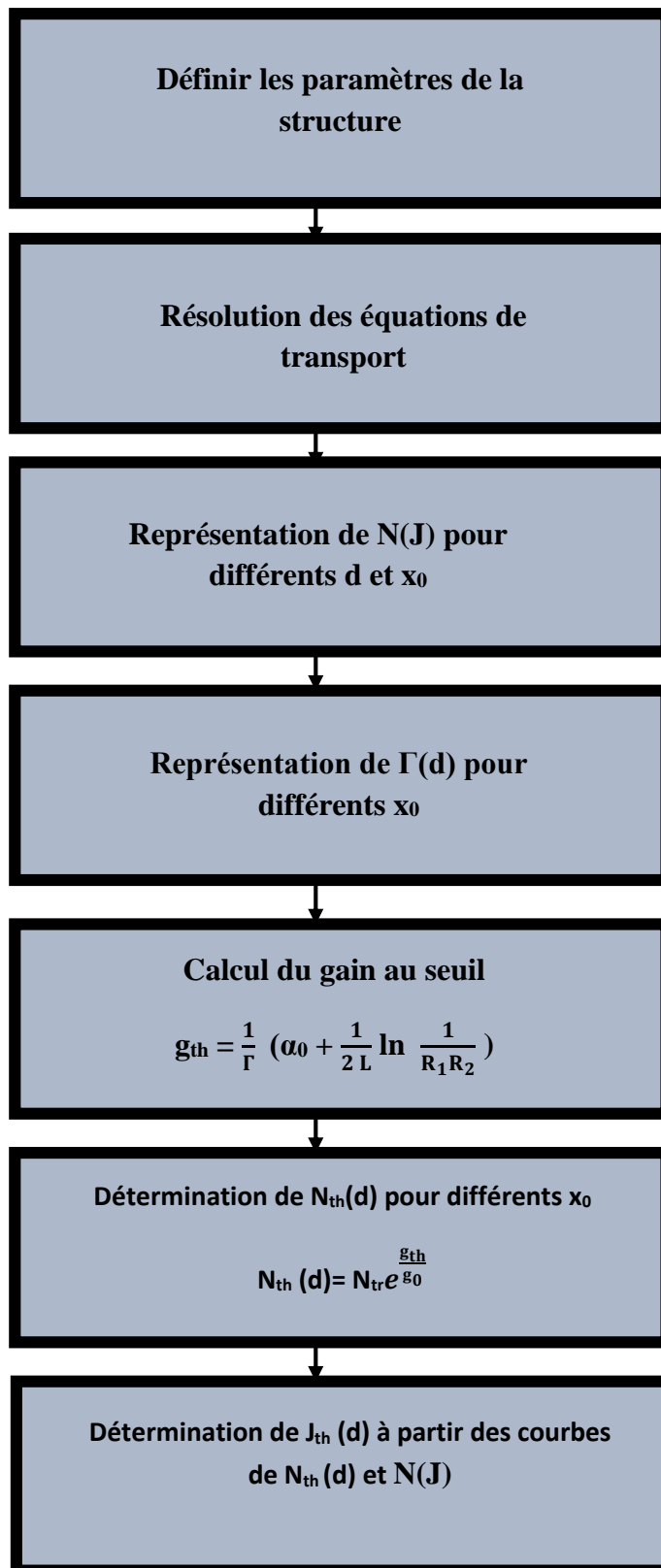


Figure 2.8. Diagramme d'obtention de la densité de courant au seuil J_{th} .

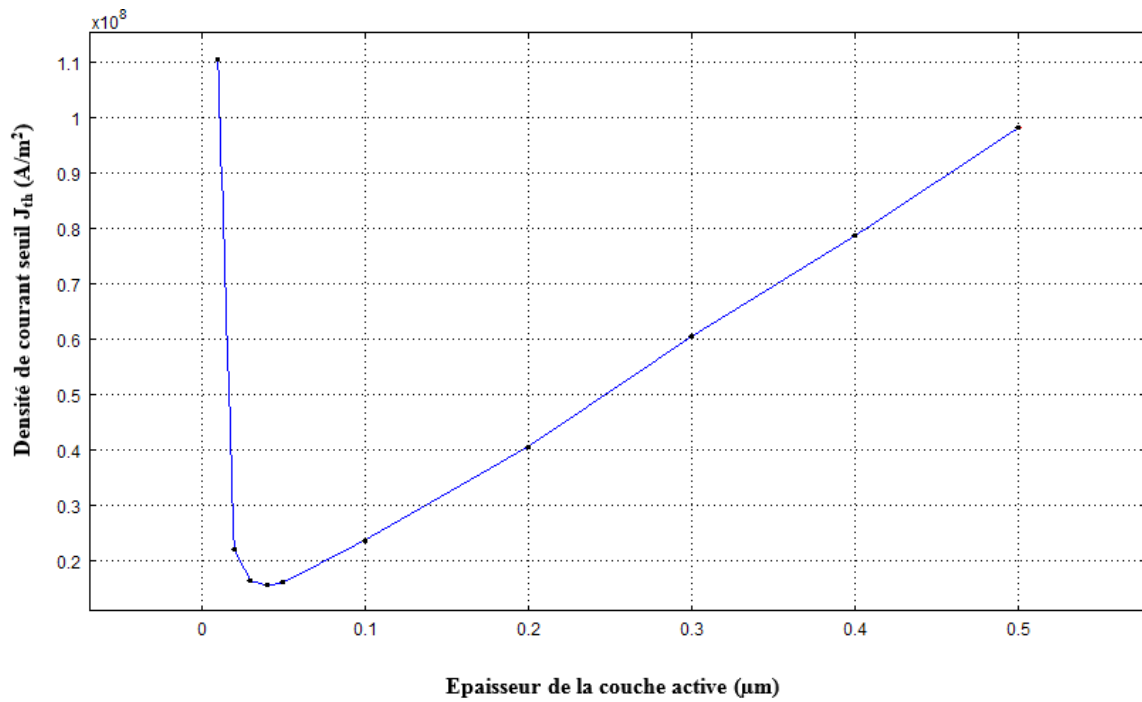


Figure 2.9. Variation du courant de seuil en fonction de l'épaisseur de la couche active ($x_0=0,3$).

La figure 2.8 représente la variation de la densité de courant seuil en fonction de l'épaisseur d pour $x_0=0,3$. Le courant seuil présente une valeur optimale $J_{th} = 1,55 \text{ kA/cm}^2$ pour une épaisseur de couche active $d=0,04 \mu\text{m}$.

La densité de courant seuil augmente lorsque l'épaisseur d augmente parce que le courant nécessaire pour avoir une injection N_{th} augmente avec d (voir Fig.2.4). Pour les faibles épaisseurs, la densité de courant seuil est importante à cause du facteur de confinement faible (Fig.2.6) donc des pertes qui sont importantes.

2.3 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons fait la simulation de notre structure de diode laser, et comme résultats nous avons obtenu les différentes propriétés électriques et optiques, en présentant l'injection d'électrons en fonction de l'épaisseur de la couche active N (J), et en fonction de la concentration de l'Aluminium x_0 , et pour les caractéristiques optiques on a présenté le facteur de confinement Γ en fonction de d pour différentes valeur de x_0 .

Enfin la densité de courant de seuil J_{th} en fonction de d en déterminant sa valeur optimale qui est égale à $1,55 \text{ KA/cm}^2$.

Conclusion générale

Le développement des diodes laser favorise les recherches dans la filière sur substrat GaAs, avec les composés de type GaAlAs bien que la technologie des composants électroniques de la filière GaAs/GaAlAs est adaptée en accord de maille ce qui permet d'éviter la contrainte mécanique.

Actuellement, un effort très important de recherche est mené sur l'exploitation de la double hétérojonction à plus fort degrés de confinement des porteurs par la structure de bandes à niveaux discrets de ces nanostructures pour ce qui concerne les lasers à semi-conducteurs, cette propriété permettrait en théorie d'améliorer leurs performances en terme de gain et courant de seuil.

Cette double hétérojonction permet de réaliser un guide d'onde plus fort et d'une importance primordiale dans les lasers à semi-conducteurs. Il permet de confiner la lumière dans la zone de gain et permet ainsi d'améliorer ses performances pour réduire notablement le volume de la zone active, et permet aussi un confinement des porteurs et des photons dans le matériau à petit gap et ainsi par les barrières optiques associées aux sauts d'indice de réfraction. Le point de départ de ce travail résidait dans l'étude par simulation d'une structure à base de GaAlAs/GaAs pour une émission laser, à partir des différentes relations théoriques et des différentes relations théoriques et des simulations faites en utilisant le logiciel de simulation comsol 4.0

Au cours de ce travail, nous avons étudié l'influence de l'épaisseur de la couche active et la concentration d'Aluminium dans les couches latérales sur la densité d'électrons injectés et le facteur de confinement. Les résultats de simulation montrent que la densité de courant seuil présente une valeur optimale égale à $1,55 \text{ KA/cm}^2$ pour une épaisseur de l'ordre de $0,04 \mu\text{m}$. La suite de ce travail peut être envisagée en considérant un laser à puits quantiques qui Théoriquement permet d'abaisser encore le courant seuil.



Bibliographie

- [1] Bernard Cagnac et Jean Pierre Faroux, « lasers », EDP sciences, CNRS éditions.
- [2] Ammi Sofiane, étude d'un guide de lumière à deux dimensions.
- [3] Abdel Ali Laid, matériaux et composants optoélectroniques, université Djilali Liabes, 2011.
- [4] Daoudi Attia « étude et simulation du gain optique d'un laser à puits quantiques à base de GaN/AlGaN », Blida 2004.
- [5] laser et optique non linéaire, Christian Delsarte.
- [6] http://fr.wikipedia.org/wiki/Diode_laser.
- [7] <http://actuav.com>
- [8] éléments sur les semi-conducteurs, Jonction PN au Silicium effet transistor bipolaire.
- [9] Haichour Nawel, étude de nanostructures laser à base de ZnS/ZnSe/ZnTe/CdZnSe/CdTe, université d'Oran, 2012.
- [10] Kouch Nawel, « étude d'une structure laser à semi-conducteur pou application dermatologiques », université d'Oran, 2015.
- [11] Selmane Djamel, modélisation et optimisation des lasers à puits quantiques à base des hétérostructures de l'ordre de l'angstroms, université Hassiba Benbouali Chlef, 2009.
- [12] <http://books.google.dz>.
- [13] Makhlof Zahra, étude classique et quantique de l'hétérojonction AlGaAs/GaAs, université Med Khider Biskra, 2012/2013.
- [14] chapitre 4 : metal semiconductor contacts and semiconductor-semiconductor heterojunction.
- [15] Moussaoui Islam, étude par simulation des propriétés électriques des composants HEMTs à base d'hétérostructure AlGaAs/GaAs, université Djilali bounaama, 2014/2015.
- [16] Mamri Badreddine, « modélisation d'une cellule solaire à puits quantiques en GaAs/GaAlAs », université de Constantine, 2013/2014.

- [17] Dehimi Saïd, « étude de laser à base des composés semi-conducteurs (InP, GaAs, GaP) », université El-Hadj Lakhder Batna, 2011. .
- [18] Aouati Redha, « étude de l'interaction électron –matière des nanostructures de l'Arséniure de Gallium, université Mentouri Constantine, 2011.
- [19] B. de Cremoux, les diodes laser : principes aux développements récents, France.
- [20] Emmanuel Rosencher, Borge Vinter, Optoélectronique, 2002
- [21] Yannick Deshayes, diagnostics de défaillances de systèmes optoélectroniques émissifs pour applications de télécommunications, université de Limoges, 2002.
- [22] Damien Weidman, radiométrie hétérodyne infrarouge par diode laser, université de Reims Champagne Ardenne, 2002.
- [23] Benatmane Khaled, étude de laser à base de semi-conducteur III-V, université El-Hadj Lakhder-Batna, 2011.