

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 البلدية
Université SAAD DAHLAB de BLIDA

كلية التكنولوجيا
Faculté de Technologie

قسم الإلكترونيك
Département d'Électronique



Mémoire de Master

Spécialité Électronique
Option Optoélectronique.

Présenté par

BAL Souad

Etude et simulation d'une structure à puits quantique à base de InGaAsBi/GaAs appliquée aux Télécommunications

Proposé par :

Professeur AISSAT Abdelkader

Année Universitaire 2016-2017

*« Le plus grand plaisir dans la vie est de réaliser
ce que les autres vous pensent incapable d'accomplir »*

Walter Bagehot.

Dédicaces

A mon père Allah yerahmou, à ma mère que dieu la protège.

*A mon mari qui m'a soutenu et conseillé pendant les
Moments difficiles.*

A mes enfants à toute ma famille et belle famille.

A mon deuxième père spirituel le professeur SALHI Hacem.

Remerciements

Ma gratitude profonde et mes vifs remerciements au Prof. Aissat Abdelkader pour sa qualité de promoteur de thèse, pour sa disponibilité, et aussi pour m'avoir fait bénéficier de ses compétences scientifiques.

Je tiens aussi à remercier monsieur BESTAM Rachid, qui m'a fait don de ses compétences, de ses connaissances et de son temps avec beaucoup de compréhension tout au long de ce travail.

Je suis honoré que Monsieur NACER Said ait accepté de présider le jury de ma thèse. Je le remercie chaleureusement. Je remercie aussi Madame ZERROUK Djamilia d'avoir accepté de faire partie du jury de cette thèse en qualité d'examineur.

Que leurs remarques et leurs critiques soient les bienvenues.

Je tiens également à remercier tous ceux qui de près ou de loin ont contribué à l'élaboration de ce modeste travail.

ملخص

هذا العمل يتضمن دراسة و محاكاة بنية $In_x Ga_{(1-x)} As_y Bi_{(1-y)}/GaAs$ متكون من عدة أبار كمونية متقلصة ، بداية قمنا بدراسة الشبكة المعلمة بدلالة تركيزين In و Bi ، بالفعل هذا الأخير يزيد بزيادة التركيزين وقمنا أيضا بمحاكات خلاف الشبكة و الذي يعطي في بنيتنا لكل النقاط تقلص ضغطي .

محاكات خلاف الطبقات الطاقية تعطي لنا بنية طاقية لأبار كمونية متقلصة من النوع I بالنسبة لهذه البنية ولتركيزات معينة ل In و Bi نتحصل على طول موجة تساوى $m\mu 1,55$ و تحصلنا كذلك على تعريض لنطاق الإرسال للريح البصري بدلالة ارتفاع ناقلات الحقن وكذلك مع ارتفاع درجات الحرارة نتحصل على نقصان الريح البصري مع تأخر في موجات طول موجات الاتصال .

كلمات المفتاح:

بنية $In_x Ga_{(1-x)} As_y Bi_{(1-y)}$ ، أبار كمونية متقلصة ، الشبكة المعلمة ، طول موجات الاتصال ، ناقلات الحقن ، الريح البصري

Résumé

Ce travail porte sur l'étude et la simulation d'une structure $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{As}_y \text{Bi}_{(1-y)}$, sur substrat de GaAs à puits quantique. On a d'abord étudié le paramètre de maille en fonction des deux concentrations de Bismuth (Bi) et d'Indium (In), en effet ce dernier augmente avec l'augmentation des concentrations ; nous avons aussi simulé le désaccord de maille et, qui pour notre structure donne dans tous les points une contrainte compressive.

La simulation des trois bandes d'énergie pour notre structure donne un puits quantique de type I. Cette structure et pour certaines concentrations de Bi et In donne une longueur d'onde de $1.55\mu\text{m}$. Il y'a eu aussi un élargissement de la gamme d'émission du gain optique avec l'augmentation des porteurs injectés, aussi avec l'augmentation de la température on a qu'une légère diminution du gap optique avec un léger décalage de la longueur d'onde d'émission.

Mot clé :

Structure $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{As}_y \text{Bi}_{(1-y)}$, Puits quantique contraint, paramètre de maille, gain optique, longueur d'onde

Abstract

The study focus on simulation of an $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{As}_y \text{Bi}_{(1-y)}$ structure, On a GaAs substrate with quantum wells. Lattice parameter was first studied as a function of Bismuth (Bi) and Indium (In) concentrations.

In fact, the latter increases with increasing concentrations, we have also simulated lattice mismatch, and, for our structure gives in all the points a compressive constraint. Simulation of the three energy bands for our structure gives a quantum well type I.

This structure and for certain concentrations of (Bi) and (In) gives a wavelength of 1.55 μm . There was also an enlargement of optical gain emission range, with increasing injected carriers, also with temperature increase; we've a slight reduction of optical gap, with a slight shift of emission wavelength.

Key words:

Structure $\text{In}_x \text{Ga}_{(1-x)} \text{As}_y \text{Bi}_{(1-y)}$, Quantum well, Lattice parameter, optical gain, transmission wavelength

Table des matières

Introduction Générale.....	13
Chapitre Premier Généralités Sur.....	15
Les Lasers.....	15
1.2. Matériaux utilisés pour les sources.....	16
1.3. Les Lasers.....	17
1.3.1. Définition d'un laser	17
1.3.2. Historique De L'émission Stimulée.....	17
1.3.3. Principe D'un Laser :.....	18
1.3.3.1. Produire une Lumière Normale :.....	18
1.3.3.2. Produire la lumière d'un laser :.....	18
1.3.4. Principe de fonctionnement d'un laser.....	19
1.3.4.1. Un matériau actif.....	19
1.3.4.2. Un système de pompage.....	19
1.3.4.2. Une cavité résonnante	19
1.3.4.3. Un coupleur optique.....	19
1.4. Interaction rayonnement lumineux-Semi-conducteur :	20
1.4.1. L'absorption.....	20
1.4.2. L'émission Spontanée.....	20
1.4.3. L'émission stimulée	21
1.5. Les différents lasers.....	21
1.5.1. Laser à solide	21
1.5.2. Lasers à liquide	23
1.5.3. Lasers à gaz.....	23
1.5.3.1. Les lasers à ions	24
1.5.3.2. Les lasers chimiques	25
1.5.3.4. Lasers à électrons libres	26
1.5.4. Les lasers à semi-conducteurs.....	26
1.5.4.1. Laser a diode semi-conducteur	27
1.5.4.2. Laser au sel de plomb.....	27
1.5.4.3. Laser a cascade quantique	27
1.5.4.4. Laser à cascade inter-bande.....	27
1.5.4.5. Laser à silicium hybride	27
1.6. Nouvelle approche sur substrat de Silicium.....	28
1.6.1. Première stratégie.....	29
1.6.3. Le laser silicium Raman	29
1.6.4. Couches Germanium épitaxies sur silicium.....	29

1.7.	Conclusion	30
	Chapitre Deux : Théorie des Puits Quantiques.....	31
2.1.	Introduction :.....	32
2.2.	Structure cristalline	33
2.3.	Structure de bandes	35
2.4.	Masses effectives des électrons et des trous.....	35
2.5.	Energie de bande interdite.....	36
2.5.1.	Energie de bande interdite direct :	36
2.5.2.	Energie de la bande interdite indirect.....	36
2.5.3.	Effet de la température sur le Gap.....	37
2.6.	Hétéro structures	38
2.6.1.	Puits Quantiques	39
2.6.2.	Confinement à saut d'indice SCH	41
2.6.3.	Confinement à indice graduel GRINSCH.....	41
2.6.4.	Les Multi-Puits Quantiques	42
2.6.5.	Le Puits Quantique Sous Contraints	43
2.7.	Notion De Couche Contrainte	44
2.7.1.	Epaisseur critique hc	45
2.7.2.	Effet de la contrainte sur l'énergie de la bande interdite	47
2.8.	Le gain optique :	51
	Chapitre Trois : Résultats et Discussions.....	53
3.1.	Introduction :.....	54
3.2.	Paramètre De Maille	54
3.3.	Désaccord de maille	55
3.4.	L'épaisseur critique	56
3.5.	Energie de la bande interdite gap :	56
3.6.	Bande de conduction.....	57
3.7.	La bande de valence	58
3.8.	Quantification des porteurs électrons dans le puits quantique.....	58
3.8.1.	Niveau trous lourds :	59
3.9.	Energie de transition	60
3.10.	Gain optique	62
3.11.	Conclusion	66
	Conclusion Générale.....	67
	Annexes	67
	Références Bibliographiques.....	67

Liste des figures

Figure 1. 1 : Figure représentant les différents composants d'un laser.....	19
Figure 1. 2 : Illustration du processus d'absorption.....	20
Figure 1. 3 : Illustration du processus d'émission spontanée.	20
Figure 1. 4 : Illustration du processus d'émission stimulée.	21
Figure 1. 5 : Schéma d'un laser à solide [9].....	22
Figure 1. 6 : Représentation d'un laser à solide [10].....	22
Figure 1. 7 : les différentes longueurs d'onde accessible avec différents colorants [11].	23
Figure 1. 8 : Schéma d'un laser Hélium Néon [12].	24
Figure 1. 9 : Emissions d'un laser argon ion [11].....	24
Figure 1. 10 : Représentation schématique du trajet du faisceau Excimer [13].	26
Figure 1. 11 : Diode laser à semi-conducteurs [15].....	27
Figure 2. 1 : Représentation d'un cristal de Zinc blende [42].	33
Figure 2. 2 : Graphique donnant la longueur d'onde, la largeur de bande interdite et le paramètre de maille des semi-conducteurs III-V.	34
Figure 2. 3 : transitions inter bande d'électron dans un semi-conducteur (a) gap direct (b) gap indirect [18].	37
Figure 2. 4 : illustration d'un puits quantique [41].....	39
Figure 2. 5 : Schématisation d'une structure de type SCH [37].	41
Figure 2. 6 : Schématisation d'une structure de type GRINSCH [37].	42
Figure 2. 7 : Schématisation d'une structure à multi-puits quantiques [37].	42
Figure 2. 8 : Illustration de deux types de déformation, couche en tension et couche en compression.	44
Figure 2. 9 : Propagation de dislocation dans la couche épitaxie épaisse.	45
Figure 2. 10 : Schéma montrant une couche contrainte en compression (a) et une autre couche contrainte relaxée (b).....	46
Figure 2. 11 : Structure de bande d'un semi-conducteur à gap direct	47
Figure 3. 1 : illustration du paramètre de maille en fonction de la concentration du In et Bi.....	54
Figure 3. 2 : illustration du désaccord de maille en fonction des deux concentrations Bi et In.	55
Figure 3. 3 : Variation de l'épaisseur critique en fonction de la concentration de In et Bi dans l'alliage InGaAsBi/GaAs.....	56
Figure 3. 4 : variation de l'énergie de la bande interdite en fonction des deux concentrations In et Bi.	57
Figure 3. 5 : variation de la barrière de potentiel dans la bande de conduction en fonction de concentrations In et Bi.	57
Figure 3. 6 : variation de la barrière de potentiel dans la bande de valence.	58
Figure 3. 7 : Variation de l'énergie de quantification des électrons en fonction de la largeur du puits quantique.	59
Figure 3. 8 : Variation de l'énergie de quantification trous lourds en fonction de la largeur du puits quantique.	59

Figure 3. 9 : Variation de l'énergie de transition trou lourd en fonction de la largeur du puits quantique.	60
Figure 3. 10 : Variation de l'énergie de transition trou léger en fonction de la largeur du puits quantique.	61
Figure 3. 11 : Variation des longueurs d'ondes d'émission en fonction de l'épaisseur du puits quantique des trous légers.....	61
Figure 3. 12 : Variation des longueurs d'ondes d'émission en fonction de l'épaisseur du puits quantique des trous lourds.	62
Figure 3. 13 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes densités des porteurs injectés.....	63
Figure 3. 14 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes épaisseurs du puits quantique.	63
Figure 3. 15 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations de In.....	64
Figure 3. 16 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations de Bismuth.	65
Figure 3. 17 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.....	65

Liste des tableaux

Tableau 2. 1 : Table abrégée des éléments périodiques [29].	32
Tableau 2. 2 : paramètres de maille des alliages binaires.....	34
Tableau 2. 3 : Les valeurs de β pour différents types de puits quantiques.	46

Introduction Générale

Introduction Générale

Succédant à l'ère industrielle traditionnelle, qui a duré depuis le XVII^e siècle jusqu'à la période d'après la deuxième guerre mondiale, l'avènement de l'ère de l'information correspond à une mutation profonde de notre société.

Elle fut déclenchée par l'essor combiné des systèmes de télécommunications qui permettent l'échange de l'information ; et de la micro-électronique qui permettent le traitement de l'information.

Le monde des semi-conducteurs est dominé, en termes de marché, par le silicium. Ce dernier a été l'un des premiers matériaux utilisés avec le germanium pour fabriquer des composants électroniques [1].

Dans les années 1960, une nouvelle famille est apparue, celle des matériaux III-V, les alliages binaires comme le GaAs, ternaires comme le InGaP, quaternaires comme le AlGaAsP, InGaAsBi [2].

Actuellement la difficulté réside dans le fait que le silicium ne permet pas de fabriquer l'intégralité des fonctions nécessaires à un circuit optoélectronique. En effet avec son énergie de bande interdite gap indirect, le silicium est un très mauvais émetteur de lumière.

Face à ce problème, les matériaux de la famille des III-V est l'une des solutions les plus prometteuses.

Les semi-conducteur III-V sont des matériaux composites fabriqué à partir d'un ou plusieurs éléments de la colonne III du tableau périodique des éléments (bore, aluminium, gallium, Indium ...etc.), et d'un ou plusieurs éléments de la colonne V (azote, phosphore, arsenic, antimoine... etc.). Principalement utilisées en microélectronique pour des circuits intégrés, dans les cellules photovoltaïques et dans les dispositifs optoélectronique tels que les diodes lasers.

Le plus grand intérêt semi-conducteur III-V réside dans leurs propriétés, ils sont robustes, possèdent une conductivité thermique élevée, leur point de fusion est élevé et aussi une bande interdite directe.

Introduction Générale

En exposition dans ce mémoire l'étude et la simulation d'une structure a puit quantique à base d'un matériau quaternaire InGaAsBi/GaAs appliqué aux systèmes de communications.

Dans le premier chapitre nous décrivons les généralités du système laser, sont principe de fonctionnement et ses différents types, aussi nous résumons une nouvelle approche de matériaux III-V sur Silicium.

Le deuxième chapitre portera sur les différentes propriétés des matériaux III-V, et exposer les modèles mathématiques utilisés dans la simulation Matlab.

Le Troisième chapitre sera un enchaînement de simulations avec leurs interprétations appliquées sur notre matériaux en utilisant le logiciel Matlab.

Chapitre Premier

Généralités Sur

Les Lasers

1.1. Historique

Au 19^e siècle avec l'installation des premières lignes téléphoniques à base de cuivre, les systèmes de télécommunications modernes sont nés, ils prirent leur véritable essor à l'arrivée des systèmes optiques dans les années 80. Si l'idée d'utiliser la lumière comme vecteur de l'information est une idée très ancienne, elle ne fut rendue viable que par le développement de deux technologies clés : le laser semi-conducteur et la fibre optique en verre. Alors que la fibre optique est un guide d'onde qui exploite les propriétés réfractrices de la lumière ; et qui habituellement constituée d'un cœur entouré d'une gaine, Le laser, lui, permet de générer un faisceau de lumière directionnel et monochromatique adapté au couplage dans une fibre [2,1].

1.2. Matériaux utilisés pour les sources

Pour les sources optoélectroniques, les matériaux de choix sont ceux qui permettent la manipulation de la lumière, du courant électrique, et leurs interactions. Les métaux sont d'excellents conducteurs cependant ils sont opaques à la lumière, les verres permettent un guidage des ondes lumineuses par contre ce sont des isolants électriques [1].

Les Semi-conducteurs se situent entre ces deux types de matériaux puisqu'ils permettent à la fois la conduction du courant électrique et le guidage de la lumière.

Suivant leur mode opératoire, on distingue deux types de composants optoélectroniques :

1.2.1. Les Photodétecteurs : ce sont des composants qui convertissent le signal optique en un signal électrique [3].

1.2.2. Les Photoémetteurs : convertissent le signal électrique en un signal optique [3].

Ces deux types de composants sont élaborés à partir de matériaux semi-conducteurs et leurs principes de fonctionnement sont basés sur les interactions rayonnement-semi-conducteur [4].

La famille des semi-conducteurs est très vaste puisqu'elle va des éléments de la colonne du tableau périodique IV (*Si*) et (*Ge*), aux composés de plusieurs colonnes tels que : binaires ternaires, et quaternaires [3].

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

Les semi-conducteurs sont définis par leurs résistivités (ρ), leurs concentrations intrinsèques (n_i) et leurs énergies de bande interdite (E_g). C'est des solides cristallins dont les propriétés sont comprises entre celles des matériaux isolants (de résistivité supérieure à $10^{12}\Omega.cm$), et celles des métaux (de résistivité inférieure à $10^{-5}\Omega.cm$) [5].

Les semi-conducteurs sont isolants à basses températures, et une fois que la température s'élève ils deviennent plus conducteurs.

La nature et l'énergie de la bande interdite Gap du semi-conducteur jouent un rôle déterminant dans le choix du matériau à utiliser pour la fabrication du composant optoélectronique. Dans l'optoélectronique il existe deux sortes de sources à savoir les LEDs et les Lasers.

Dans ce mémoire on va s'intéresser à l'étude des matériaux pour lasers III-V avec une composition quaternaire.

1.3. Les Lasers

1.3.1. Définition d'un laser

Laser = un oscillateur optique

Le laser est l'acronyme de "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*". (Amplification de la lumière par émission stimulée de radiations).

La lumière émise par un laser est un rayonnement électromagnétique non-ionisant, qui est l'ultraviolet, le visible (lumière) ou l'infrarouge.

1.3.2. Historique De L'émission Stimulée

Le principe de l'émission stimulée (ou émission induite) est décrit dès 1917 par Albert Einstein. Mais ce n'est qu'en 1954 que le premier maser (maser au gaz ammoniac) est conçu par J.P. Gordon, H.J. Zeiger et Ch.H. Townes. Au cours des six années suivantes, de nombreux

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

scientifiques tels N.G. Bassov, A.M. Prokhorov, A.L. Schawlow et Ch.H. Townes aussi en France le prix Nobel Alfred Kastler et Jean Brossel contribuent à adapter ces théories aux longueurs d'ondes du visible. En 1960, le physicien américain Théodore Maiman obtint pour la première fois une émission laser au moyen d'un cristal de rubis. Un an plus tard Ali Javan mit au point un laser au gaz (hélium et néon) puis en 1966, Peter Sorokin construisit le premier laser à colorant. Ironie de l'histoire, Townes, Bassov, Schawlow et Prokhorov reçurent un prix Nobel en 1964 pour leurs travaux en commun alors que Maiman, le véritable inventeur du laser, ne reçoit aucun prix, car il ne travaillait pas dans un milieu académique [1,6].

1.3.3. Principe D'un Laser :

1.3.3.1. Produire une Lumière Normale :

On commence d'abord par provoquer une décharge électrique dans un gaz, plusieurs atomes sont excités, les électrons dans l'atome se déplacent vers les orbites d'énergie inférieure ; c'est alors qu'une lumière est émise arbitrairement dans le temps, et dans des directions arbitraires a différentes longueurs d'ondes [7].

1.3.3.2. Produire la lumière d'un laser :

Avec la présence d'un milieu résonant le photon émis par un atome passe près de l'atome voisin il stimule l'électron à se déplacer vers une orbite plus faible d'énergie ; les photons émis sont identiques en tout point c'est-à-dire que deux photons ont la même direction, phase, longueur d'onde et énergie [7].

La lumière émise est donc monochromatique (toute la lumière est d'une seule longueur d'onde ou couleur), directionnelle (le faisceau d'un laser ne s'élargit pas aussi rapidement que la lumière) et aussi cohérente (toutes les ondes sont générées en phase les unes avec les autres) [7].

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

1.3.4. Principe de fonctionnement d'un laser

L'effet Laser repose sur le phénomène d'émission stimulée de photons illustré dans le cas d'un laser semi-conducteur d'un électron et d'un trou. Générant un nouveau photon identique au premier : même longueur d'onde, même phase et même direction de propagation. Suite à ce processus, l'amplitude de l'onde est doublée : il s'agit d'un processus de gain qui aboutit à une amplification du signal ; ce qui justifie l'acronyme *Light Amplification by Emission of Radiation (laser)* [6].

Un laser doit être composé de quatre éléments indispensables :

1.3.4.1. Un matériau actif : lieu de recombinaisons stimulées.

1.3.4.2. Un système de pompage : permettant l'inversion de population (nécessaire pour vaincre l'absorption).

1.3.4.2. Une cavité résonnante : où passe plusieurs fois les photons dans le matériau actif.

1.3.4.3. Un coupleur optique : permettant d'extraire une partie des photons de la cavité pour les collecter dans une structure guidée.

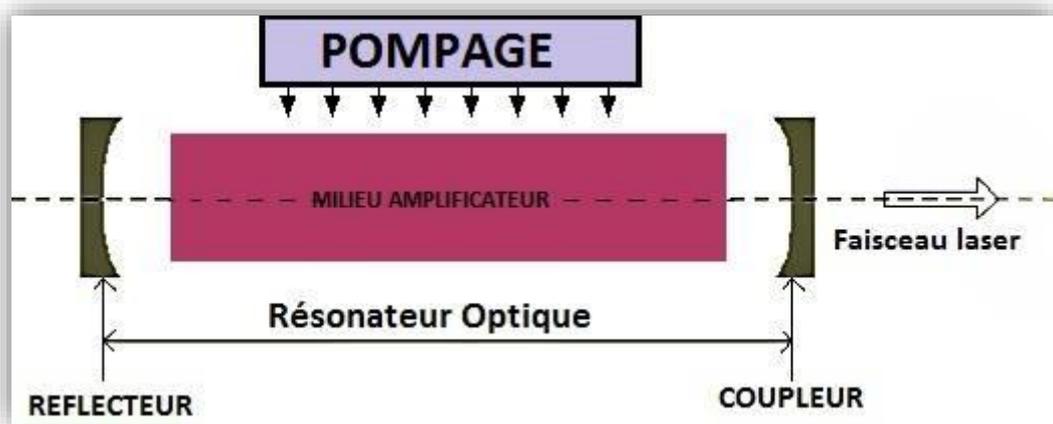


Figure 1. 1 : Figure représentant les différents composants d'un laser.

1.4. Interaction rayonnement lumineux-Semi-conducteur :

Les trois processus d'interaction entre le rayonnement et le semi-conducteur d'énergie de la bande interdite E_g (gap) étant :

1.4.1. L'absorption

Un atome stable absorbe un photon (particule de lumière) et atteint un niveau d'énergie supérieur, il est excité.

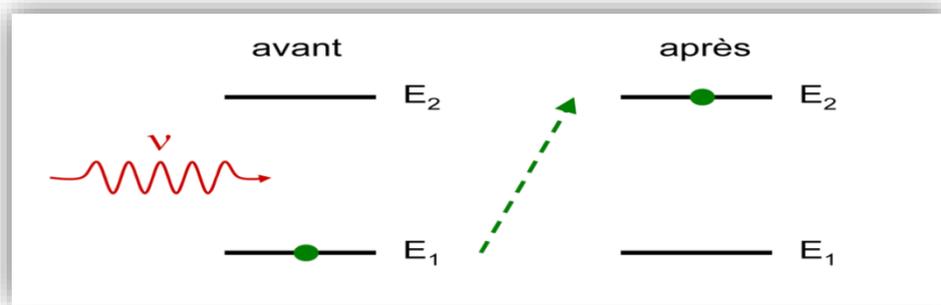


Figure 1. 2 : Illustration du processus d'absorption.

1.4.2. L'émission Spontanée

Situation inverse par rapport au premier cas un atome excité retombe spontanément à un niveau d'énergie inférieur en émettant de la lumière.

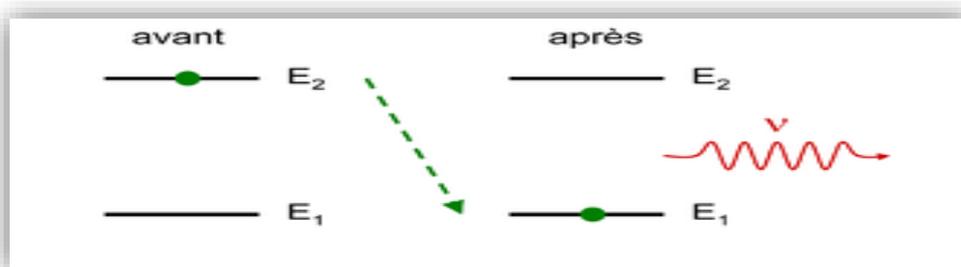


Figure 1. 3 : Illustration du processus d'émission spontanée.

1.4.3. L'émission stimulée :

Dans ce cas et sous certaines conditions, la présence de lumière lors de la désexcitation d'un atome provoque l'émission d'autres photons qui ont alors les mêmes caractéristiques (longueur d'onde et direction) que celui qui était présent au départ. Pour que l'émission stimulée puisse avoir lieu, il faut qu'il y ait plus d'atomes excités que d'atomes dans le niveau de base.

On parle alors d'une inversion de population.

Cette condition est obtenue le plus souvent par l'existence d'un niveau piège où les électrons excités peuvent s'accumuler.

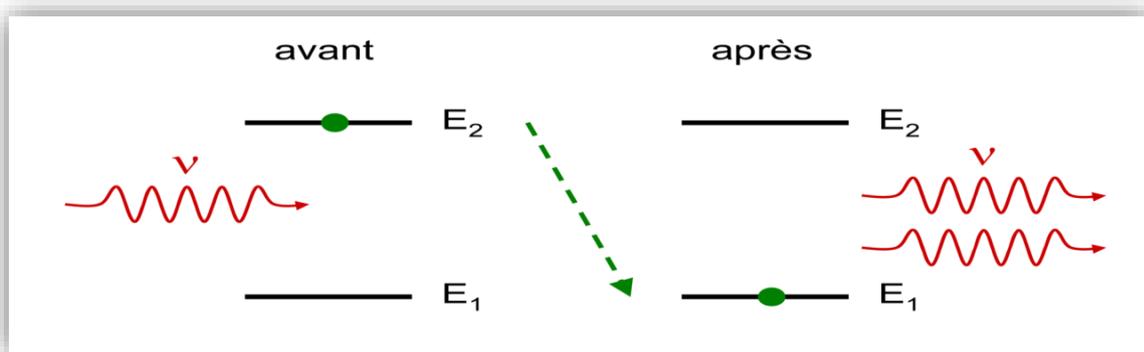


Figure 1. 4 : Illustration du processus d'émission stimulée.

1.5. Les différents lasers

On distingue Cinq grandes familles de lasers classé selon la nature du milieu excité :

1.5.1. Laser à solide

Les lasers à solide utilisent des cristaux, des céramiques ou des verres dopés avec différents atomes comme milieu amplificateur de la lumière (le plus ancien est le laser à rubis). Ce sont les lasers les plus puissants. En effet, ils fonctionnent en général de manière discontinue. Ils sont capables d'émettre aussi bien dans le visible que dans l'UV ou les rayons X [8]. Les lasers les plus utilisées actuellement sont les lasers Nd : YAG dans lesquels le chrome est remplacé par du

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

néodyme et une partie des atomes d'aluminium par de l'yttrium. Le pompage optique se fait par une lampe flash. Leur rendement est nettement supérieur à celui du « vieux » laser à rubis. Ces lasers permettent d'obtenir des puissances de l'ordre du kW en continu et du GW en pulsé. Ils sont utilisés pour des applications tant scientifiques qu'industrielles, en particulier pour la soudure, le marquage et la découpe de matériaux [8].

On trouve maintenant pour quelques dizaines d'Euro des pointeurs laser vert, de la taille d'un gros stylo, formés d'une diode laser à 808nm qui pompe un cristal dopé au néodyme et émettant à 1064nm.

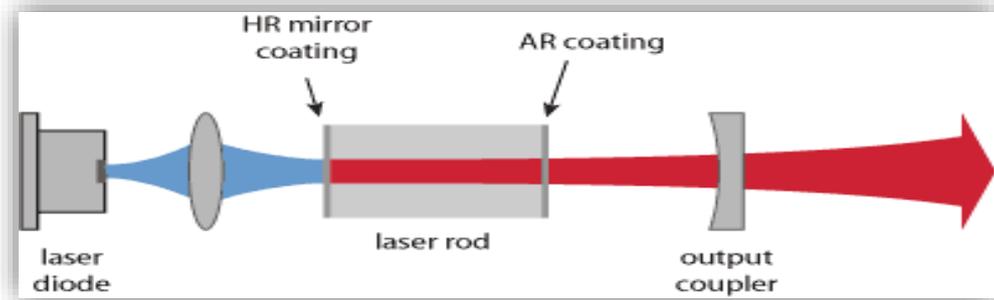


Figure 1. 5 : Schéma d'un laser à solide [9].

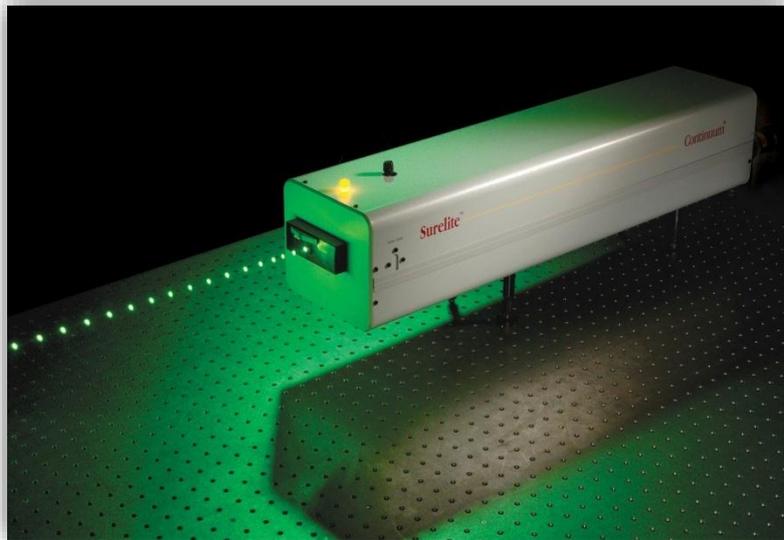


Figure 1. 6 : Représentation d'un laser à solide [10].

1.5.2. Lasers à liquide

Dans ce type de lasers, le milieu d'émission est un colorant organique en solution liquide enfermé dans une fiole de verre. Le rayonnement émis peut aussi bien être continu que discontinu suivant le mode de pompage. Les fréquences émises peuvent être réglées à l'aide d'un prisme régulateur, ce qui rend ce type d'appareil très précis [8].

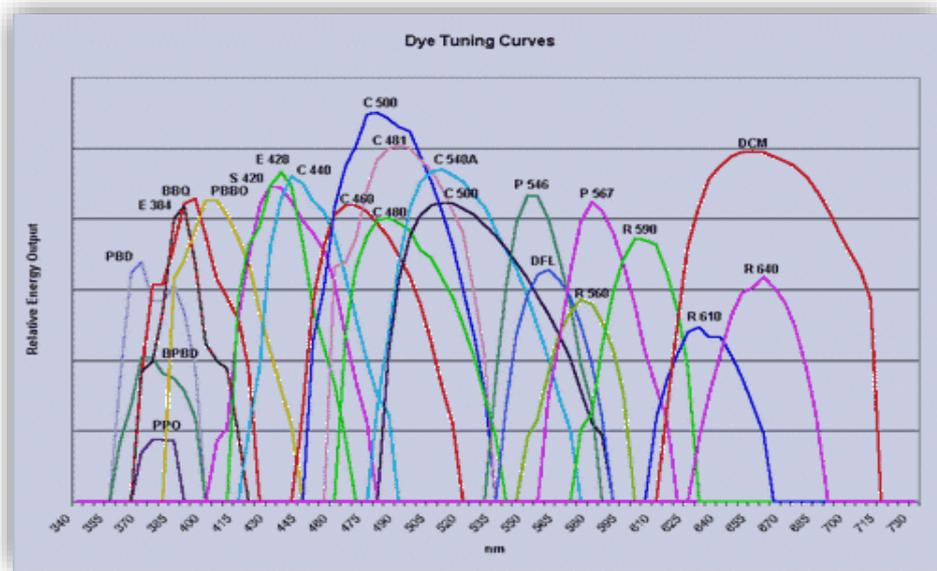


Figure 1. 7: les différentes longueurs d'onde accessibles avec différents colorants [11].

Le choix du colorant détermine essentiellement la gamme de couleur du rayon qu'il émettra. La couleur (longueur d'onde) exacte peut être réglée par des filtres optiques [8]

1.5.3. Lasers à gaz

Le milieu générateur de photons est un gaz contenu dans un tube isolant (verre, quartz ou céramique). Le faisceau émis est particulièrement cohérent et la fréquence d'émission est très pure. Les exemples les plus connus sont les lasers hélium – néon et les lasers à ions argon. Les lasers au dioxyde de carbone CO_2 sont capables de produire de très fortes puissances à une longueur d'onde de $10\mu\text{m}$ [8].

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

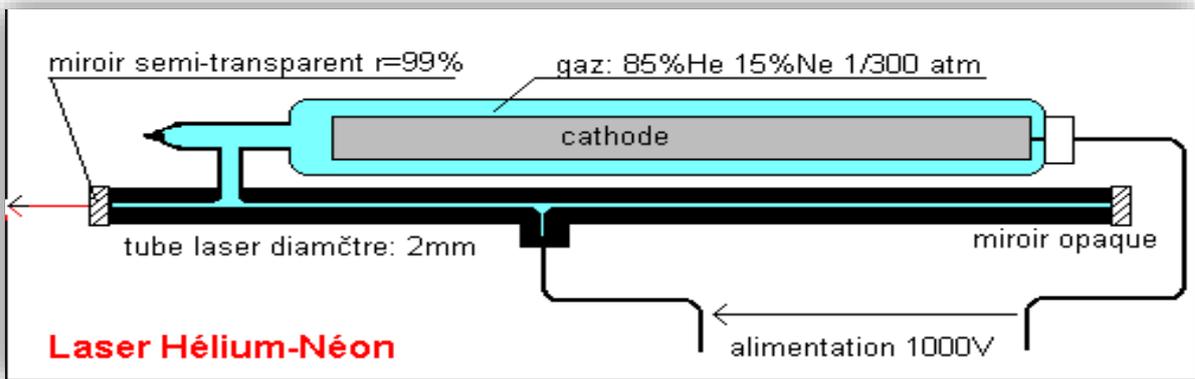


Figure 1. 8 : Schéma d'un laser Hélium Néon [12].

Dans les lasers à gaz on distingue deux grandes familles à savoir :

1.5.3.1. Les lasers à ions

Les lasers à gaz rares ionisés (argon-ion, krypton ion) produisent un grand nombre de longueurs d'onde. Ils sont compacts et ont une longue durée de vie par rapport à leur puissance [8].

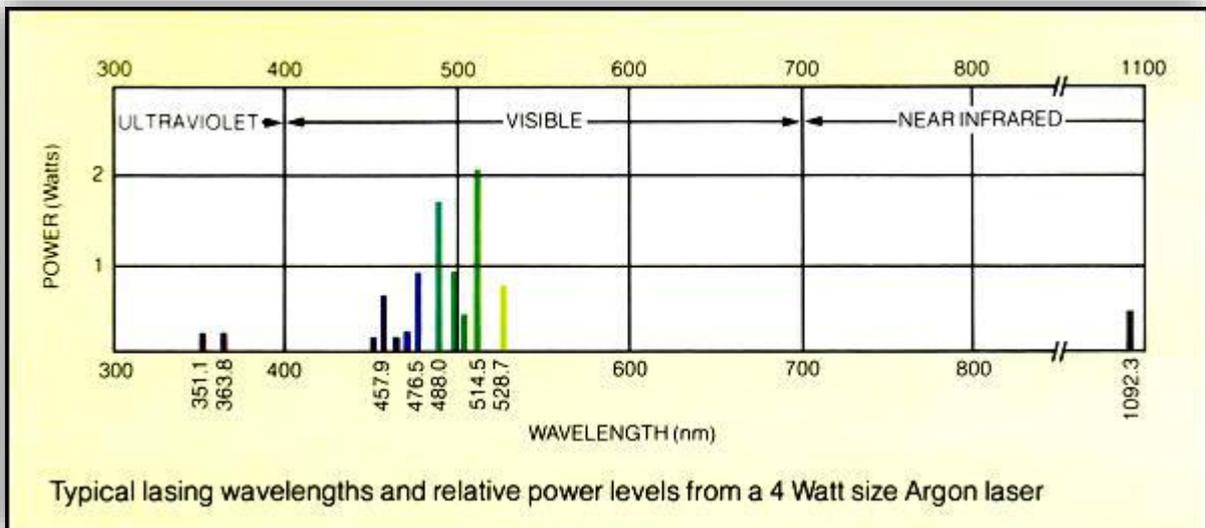


Figure 1. 9 : Emissions d'un laser argon ion [11].

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

1.5.3.2. Les lasers chimiques

Ils ont été développés par l'armée américaine basés sur la réaction du fluor avec l'oxygène. Ces premiers lasers étaient très puissants, mais encombrants, horriblement corrosifs, polluants et très peu fiables [8].

En fait, n'importe quelle réaction chimique qui émet à froid de la lumière peut être utilisée pour construire un laser [8]. Actuellement des lasers extrêmement puissants sont basés sur oxydation de l'iode.

Un mélange d'eau oxygénée et de chlore gazeux produit des molécules excitées d'oxygène. Ces molécules sont mélangées avec des molécules d'iode et produisent des molécules excitées d'iode gazeux qui est le milieu amplificateur de la lumière.

1.5.3.3. Laser Excimer

Le laser Excimer est une forme de laser chimique qui est utilisé principalement dans la chirurgie de l'œil et la fabrication des semi-conducteurs. Le terme « Excimer » vient de la contraction de « excited dimer » qui se réfère au milieu amplificateur chimique du laser [8].

Un gaz rare et un gaz halogène sont mélangés avec un gaz inerte tel que l'hélium. Une forte décharge électrique de courte durée excite ce mélange. Le gaz rare et le gaz halogène se combine alors chimiquement. Ce mélange étant instable, la décomposition produit l'état excité du milieu amplificateur de lumière. Une intense impulsion ultra-violette de quelques nanosecondes est produite. Ce sont des appareils encombrants, mais qui produisent une puissance importante dans l'ultraviolet [8].

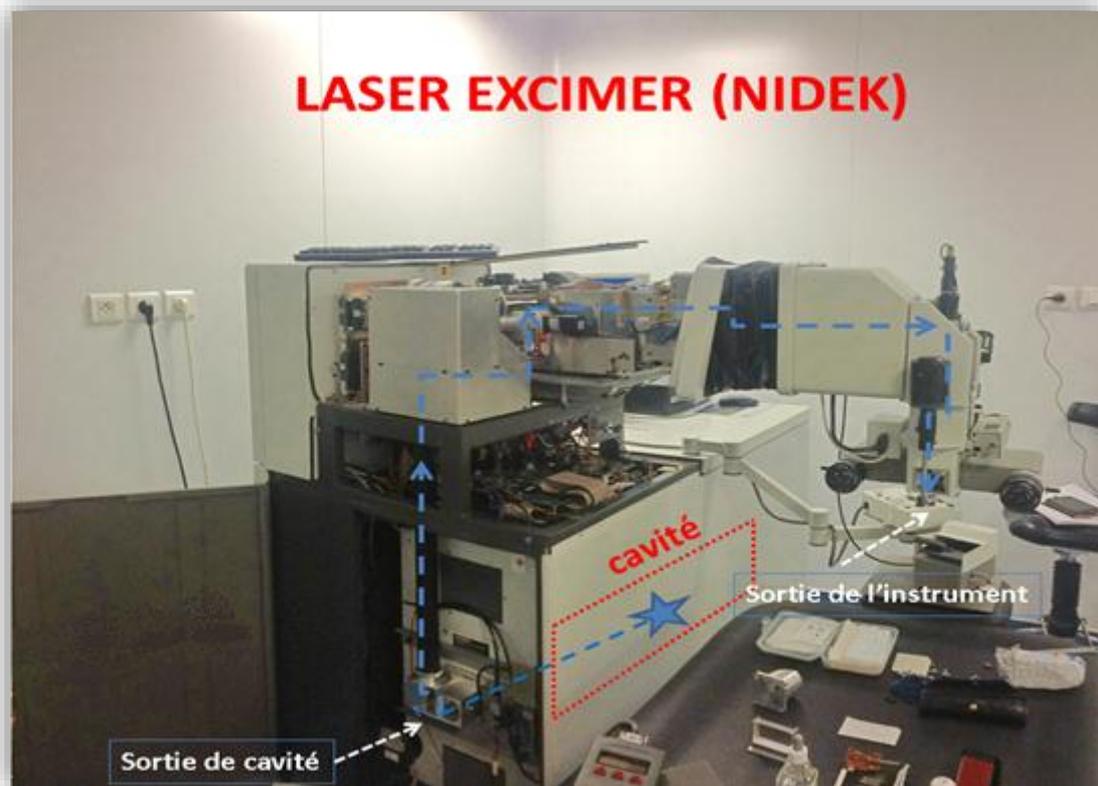


Figure 1. 10 : Représentation schématique du trajet du faisceau Excimer [13].

1.5.3.4. Lasers à électrons libres

Ce sont des machines gigantesques dérivées de la recherche nucléaire. Ils sont essentiellement utilisés pour la recherche car leur longueur d'onde peut être ajustée, allant de l'infrarouge aux rayons X. Il peut délivrer des impulsions très courtes (picosecondes) de grande puissance de crête et sont accordables en longueurs d'onde sur une très large échelle. Ils sont basés sur le fait que lorsqu'un faisceau d'électrons est dévié, il émet une onde électromagnétique (lumière synchrotron) [8].

1.5.4. Les lasers à semi-conducteurs

Inventés dans les années 1960, les lasers à semi-conducteurs, ont aujourd'hui atteint un niveau de maturité technologique garantissant leur omniprésence dans de nombreux secteurs d'applications. Si les communications par fibre ont d'abord été le moteur principal de leur développement, d'autres applications comme la lecture et le stockage de l'information sur disque optique (CD, DVD) ou le pompage optique de laser de puissance ont pris le relais [14].

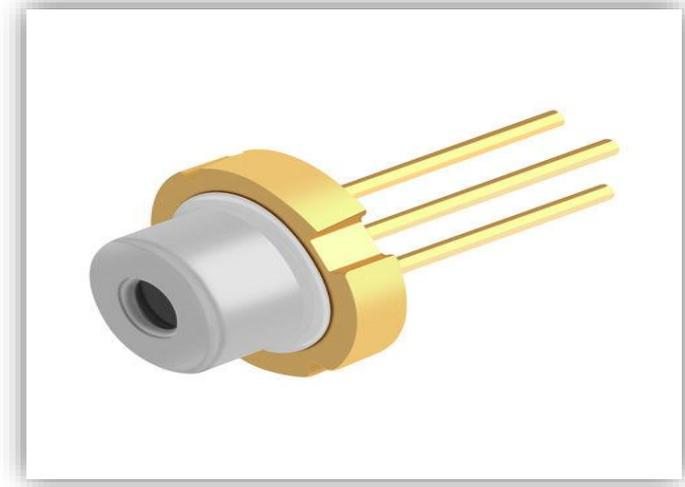


Figure 1. 11 : Diode laser à semi-conducteurs [15].

On distingue plusieurs types de semi-conducteur classés selon la nature du milieu excité citons quelques-uns :

1.5.4.1. Laser a diode semi-conducteur

Dont la longueur d'onde varie entre :

0.4-20 μm et dont le domaine d'applications est la télécommunication, holographie, armes, soudure, et source d'excitation pour d'autre lasers [11].

1.5.4.2. Laser au sel de plomb

Longueur d'onde 3-20 μm , utilisé dans la recherche [16].

1.5.4.3. Laser a cascade quantique

Sa longueur d'onde comprend l'infrarouge moyen à lointain utilisé aussi dans la recherche pour les radars anticollision [17].

1.5.4.4. Laser à cascade inter-bande

Produit une longueur d'onde infrarouge moyenne de 3 à 6 μm appliqué en spectroscopie, diagnostic médical et détection de gaz [18,19].

1.5.4.5. Laser à silicium hybride

Sa longueur d'onde comprend l'infrarouge moyen utilisé dans la recherche [20].

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

Les lasers à semi-conducteurs utilisent principalement des diodes afin de produire un faisceau lumineux. Le système de pompage est légèrement différent des autres types de lasers. Ce sont des lasers plus petits, produits en très grande série [8,11].

1.6. Nouvelle approche sur substrat de Silicium

Le silicium a été et restera très probablement le matériau dominant dans la technologie des semi-conducteurs. On peut dire que le silicium est le cœur des deux technologies modernes et celle de l'avenir. L'abondance riche en silicium dans la nature et sa propriété de toxicité minimale est un avantage commercial qui le distinct des autres matériaux synthétiques. Le silicium qui est, après l'oxygène, l'élément chimique le plus abondant dans la croûte terrestre puisqu'il représente 25,7% de sa masse, fait partie de la famille des cristallogènes, son symbole est "Si" et son numéro atomique est "14". Dans la nature, il n'existe pas à l'état pur, mais sous formes composées : soit sous forme de silice, qui est un dioxyde de silicium (SiO_2) et que l'on trouve dans le sable ; soit sous forme de silicates qui sont des sels dérivants de la silice et qui rentrent dans la composition d'une quantité importante de minéraux puisqu'ils constituent 97% de la croûte terrestre [4].

Le silicium peut être utilisé de manière très avantageuse pour la fabrication de composants électriques passifs, la fabrication de fonctions actives (sources, modulateurs, photodétecteurs) est un problème complexe. Il présente l'inconvénient d'être un très mauvais émetteur de lumière. Ceci constitue un obstacle majeur au développement de sources d'émission laser. La difficulté provient du fait que le silicium possède une structure de bande électronique indirecte ; la recombinaison d'un électron et d'un trou nécessite l'intervention d'un phonon. Ce type de recombinaison à trois particules est peu probables, c'est pourquoi les recombinaisons radiatives dans le silicium sont négligeables face aux recombinaisons non-radiatives. Cette difficulté est un obstacle majeur à la réalisation d'un laser silicium [1].

Plusieurs stratégies ont été proposées pour améliorer les propriétés d'émission de lumière du silicium.

1.6.1. Première stratégie :

Consiste à l'utilisation de silicium pur afin de diminuer la probabilité de recombinaison non-radiative. [1,21]

1.6.2. Deuxième stratégie :

Elle repose sur des effets de confinement quantiques [1,22] dans les boites quantiques [1,23] des nano cristaux [1,24] pouvant être dopés à l'erbium [25] ou encore du silicium nanostructuré [26].

1.6.3. Le laser silicium Raman :

C'est la seule démonstration claire d'un effet laser par silicium, le seul inconvénient est qu'il ne peut pas être excité que par pompage optique donc il est nécessaire d'avoir un deuxième laser encombrant pour le bon fonctionnement du premier [1,27].

1.6.4. Couches Germanium épitaxies sur silicium :

C'est une méthode beaucoup plus prometteuse et qui consiste à réaliser de l'ingénierie de bandes sur des couches Germanium épitaxies sur silicium. Le Germanium est traditionnellement considéré comme un semi-conducteur à énergie de bande interdite indirecte mais il est possible de composer la différence d'énergie entre les vallées directe et indirecte de la bande de conduction en contraignant le film de (Ge) et y introduire un fort dopage n [28].

Dans la nouvelle approche technologique on rapporte l'épitaxie laser III-V sur wafers SOI (silicon-on-insulator) par collage directe [1].

L'obstacle majeur pour le (Si) se situe au fait qu'il a un Gap indirect pour l'obtention d'une source laser intégrée au silicium, il est envisageable de contourner ce problème en intégrant sur le silicium des matériaux à Gap direct issus de la famille des III-V comme l'InP ou le GaAs et leurs composés ternaires et quaternaires associés. C'est des matériaux qui sont de très bons émetteurs de lumière, et ils sont depuis longtemps déjà dans la fabrication de diodes laser pour diverses applications (Télécoms, médecine, enregistrement optique, scanners, etc.). Pour constituer des

Chapitre 1 : Généralité sur les lasers

empilements laser complexes, Il est possible de faire croître des alliages ternaires et quaternaires en quasi-accord de maille [1].

Pour ajuster la longueur d'onde d'émission on joue sur la composition chimique des couches émettrices. Pour une émission dans la gamme, 600-800 nm et 1300-1500 nm par exemple, les systèmes AlGaAs/GaAs et InGaAsP/InP sont très appréciés. La croissance de ces matériaux se fait sur substrat III-V selon des techniques épitaxiales variées, toutes à haute température entre 600 et 700 °C [1].

1.7. Conclusion

Dans ce chapitre nous avons illustré les notions générales des lasers d'abord les matériaux utilisés pour les sources ; l'explication de l'effet laser et son principe de fonctionnement. Ensuite nous avons donné les différents types de lasers classés selon leur milieu actif, à la fin de notre chapitre on a repris une nouvelle approche de laser sur (Si), des nouvelles méthodes sont appliqués pour utiliser le silicium et augmenter ses propriétés d'émission de lumière.

Dans le deuxième chapitre nous allons nous concentrer sur l'illustration des matériaux III-V utilisé dans la fabrication des semi-conducteurs leurs propriétés physiques et optiques, ainsi que les différents modèles mathématiques.

Chapitre Deux :

Théorie des Puits

Quantiques

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

2.1. Introduction :

Les semi-conducteurs III-V sont des matériaux composés d'un ou plusieurs éléments de la colonne III (bore, gallium, aluminium, Indium, etc.) et de la colonne V (arsenic, antimoine, phosphore, etc.) du tableau périodique de Mendeleïev [29] (ANNEXE). Ils présentent généralement une haute mobilité électronique et une bande interdite directe [30], et sont utilisés dans des applications optoélectroniques (diodes lasers, cellules solaires, etc.) ainsi qu'électroniques (transistors...). Après le Silicium, ce sont les deuxièmes matériaux semi-conducteurs les plus utilisés dans l'industrie [30,31].

Parmi tous les composés (binaires ou ternaires) possibles, tous n'ont pas le même intérêt potentiel. L'étude de leurs propriétés, et en particulier de la structure des bandes, montre notamment que les éléments les plus légers donnent des composés à large bande interdite, dont les propriétés se rapprochent de celles des isolants. Les composés incluant du bore, de l'aluminium, ou de l'azote, et le phosphore de gallium entrent dans cette catégorie, ils ont en général peu d'intérêt pour l'électronique rapide qui demande des semi-conducteurs à forte mobilité de porteurs, ou pour l'optoélectronique où une structure de bande directe est nécessaire pour que les transitions optiques soient efficaces [31].

I	II	III	IV	V	VI
		B	C	N	O
		Al	Si	P	S
Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se
Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te

Tableau 2. 1 : Table abrégée des éléments périodiques [29].

La formation d'alliages ternaires comme $Al_xGa_{1-x}As$ ou $In_xGa_{1-x}As$ et aussi quaternaire comme $In_xGa_{(1-x)}As_yBi_{(1-y)}$, permet d'ajuster certaines propriétés comme la largeur de la bande

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

interdite (pour les applications optoélectronique), la mobilité des porteurs (pour les applications électroniques) ou encore la constance de réseau, importante pour la croissance épitaxiale sur des substrats silicium par exemple [32].

À l'autre extrémité, les éléments lourds, comme le thallium ou le bismuth, donnent des composés à caractère métallique. Pour des applications électroniques et optoélectroniques, on considérera donc essentiellement les composés à base de gallium (GaAs, GaSb), ou d'Indium (InP, InAs, InSb), dont les propriétés sont les plus intéressantes [33].

2.2. Structure cristalline

Les semi-conducteurs III - V cristallisent en un réseau constitué de deux sous réseaux cubiques à faces centrées imbriqués, l'un étant formé par les éléments III et l'autre par les éléments V.

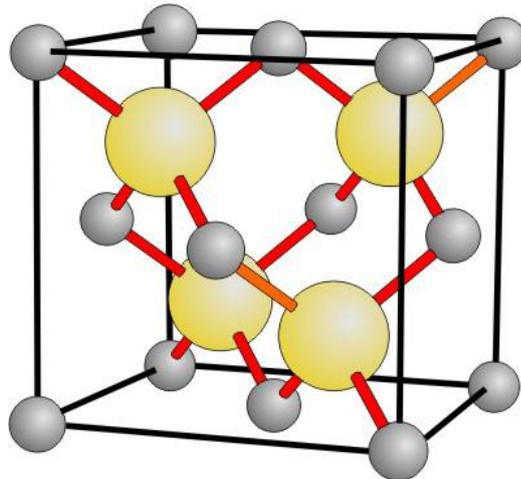


Figure 2. 1 : Représentation d'un cristal de Zinc blende [42].

Ces deux sous réseaux sont décalés l'un par rapport à l'autre, le long de la diagonale du cube d'un vecteur $(a/4, a/4, a/4)$, (a) étant le paramètre cristallin. Chaque atome se trouve ainsi au centre d'un tétraèdre régulier dont les sommets sont occupés par un atome de l'autre espèce. La maille élémentaire de cette structure est représentée sur la figure [2.1]. Le paramètre de maille d'une telle structure dépend de la nature des éléments chimiques mis en jeu. Une maille cristalline est d'autant plus grande que le numéro atomique des éléments

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

constituants est grand. Ainsi dans le cas d'une structure quaternaire $In_xGa_{(1-x)}As_{(1-y)}Bi_y$, l'incorporation d'Indium et de Bismuth dans la maille cristalline de GaAs augmente le paramètre de maille a de l'alliage. Pour, $In_xGa_{(1-x)}As_{(1-y)}Bi_y$ on considère cette variation comme quasi-linéaire et donnée par la loi de Végard [34] :

$$a_{In_x Ga_{(1-x)} As_{(1-y)} Bi_y} = x(1 - y) * a_{In As} + x * y * a_{In Bi} + (1 - x) * (1 - y) * a_{Ga As} + (1 - x) * y * a_{Ga Bi} \quad (2.1)$$

Le tableau 2.2 [35] donne le paramètre de maille des alliages binaires semi-conducteurs III-V pour notre structure.

	InAs	InBi	GaAs	GaBi
$a(\text{Å})$	6.0583	6.686	5.65325	6.324

Tableau 2. 2 : paramètres de maille des alliages binaires.

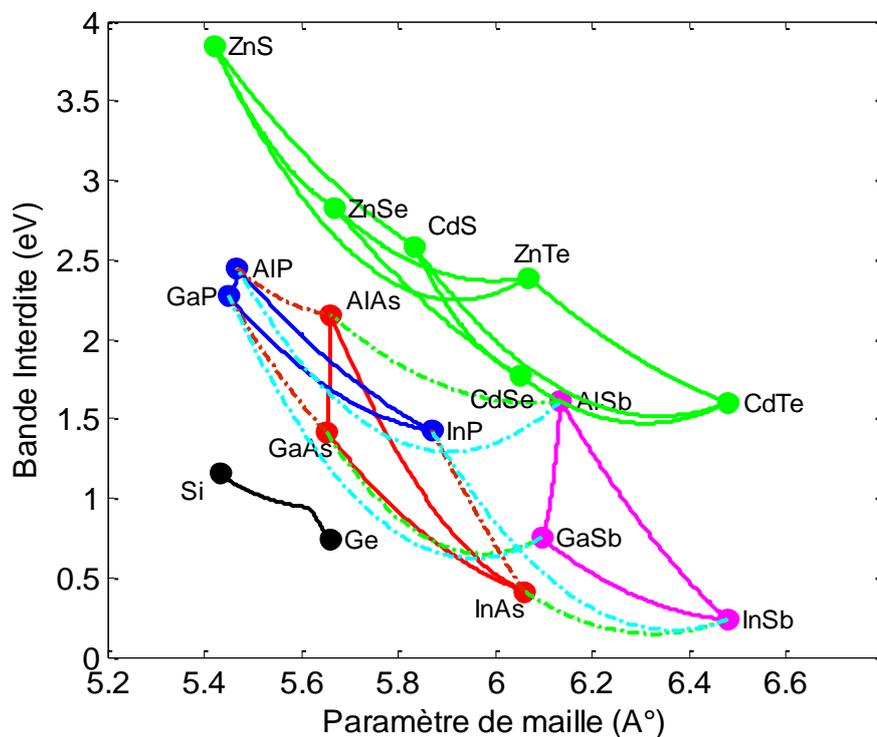


Figure 2. 2 : Graphique donnant la longueur d'onde, la largeur de bande interdite et le paramètre de maille des semi-conducteurs III-V.

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

2.3. Structure de bandes

Les semi-conducteurs ont des liaisons en partie covalentes avec la mise en commun d'électrons entre l'atome « élément III » et l'atome « élément V ». La périodicité dans le cristal conduit à une distribution des états énergétiques sous la forme de bandes définies par la résolution de l'équation de Schrödinger. L'allure des bandes est généralement la même pour tous les composés III-V considérés [29].

Leur structure de bandes est directe. C'est-à-dire que le minimum de la bande de conduction et le maximum de la bande de valence correspondent à la même valeur du vecteur d'onde k dans la structure de bandes [30].

2.4. Masses effectives des électrons et des trous

Les propriétés des semi-conducteurs sont principalement déterminées par le comportement des électrons au voisinage de la zone de l'énergie de la bande interdite minimale. L'électron peut être traité alors comme une particule libre, et sa masse m_0 est remplacée par une masse effective m_n^* .

Avec

$$m_n^* = \hbar^2 \left(\frac{d^2 E_n}{dK^2} \right)^{-1} \quad (2.2)$$

Où

n : niveau électronique.

Dans le cas où $E_n(K)$ est anisotropie, les masses effectives prennent des valeurs différentes pour chaque direction dans le cristal. Le calcul des masses effectives est basé sur le calcul des solutions de l'équation de Schrödinger, qui ne peut être résolue que par des méthodes approximatives, comme la méthode des ondes planes, de pseudo-potentiel, et la fonction de Green...etc. [37].

En optoélectronique, on s'intéresse particulièrement aux transitions des électrons entre bande de conduction et bande de valence, qui se font au voisinage de la zone de l'énergie de bande interdite gap minimal. Pour la majorité des semi-conducteurs utilisés, comme le

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

GaAs, le InAs, le GaBi et le InBi, cette zone est située au point Γ , C'est-à-dire en ($K=0$), donc $U_n(K,r)$ devient $U_n(0,r)$ et la masse effective d'électron est notée m_{Γ}^e [37].

Et dans le cas des bandes anisotropes les masses effectives des trous lourds et des trous légers dans la direction [39] sont données par :

Pour les trous lourds :

$$m_{hh}^{100} = \frac{m_0}{y_1 - 2y_2} \quad (2.3)$$

Pour les trous légers :

$$m_{lh}^{100} = \frac{m_0}{y_1 - 2y_2} \quad (2.4)$$

Ou y_1, y_2, y_3 sont les paramètres de Luttinger qui sont donnés avec les masses effectives au point Γ dans l'annexe pour les principaux semi-conducteurs.

2.5. Energie de bande interdite

L'énergie de la bande interdite (gap) c'est la bande d'énergie séparant la bande de valence de la bande de conduction des semi-conducteurs, et suivant laquelle les matériaux semi-conducteurs se divisent en deux types : à gap direct et à gap indirect.

2.5.1. Energie de bande interdite directe

Quand le minimum de la bande de conduction coïncide avec le maximum de la bande de valence dans l'espace des k , il s'agit d'un Gap direct. Les transitions inter bandes s'effectuent verticalement et sont donc radiatives (figure 2.4.a). Ceci illustre le fonctionnement de la plupart des semi-conducteurs binaires III-V, tel que GaAs, GaInP ...etc. très utilisés en optoélectronique.

2.5.2. Energie de la bande interdite indirect

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

Un Gap indirect comme le silicium, (le maximum de la bande de valence ne coïncide pas avec le minimum de la bande de conduction dans l'espace des k), les transitions inter bandes dans ce cas sont inclinées, donc non radiatives car elles impliquent un changement de vecteur d'onde de l'électron. Les électrons du sommet de la bande de valence peuvent toutefois être directement excités vers le minimum relatif central de la bande de conduction (figure 2.4.b) grâce à un photon de plus grande énergie. Pour que la transition radiative s'effectue dans l'énergie de bande interdite Gap indirect, il faut qu'un photon soit au préalable absorbé (ou émis) par le matériau, afin que le vecteur d'onde de l'électron corresponde au maximum de la bande de valence, pour absorber un photon [33].

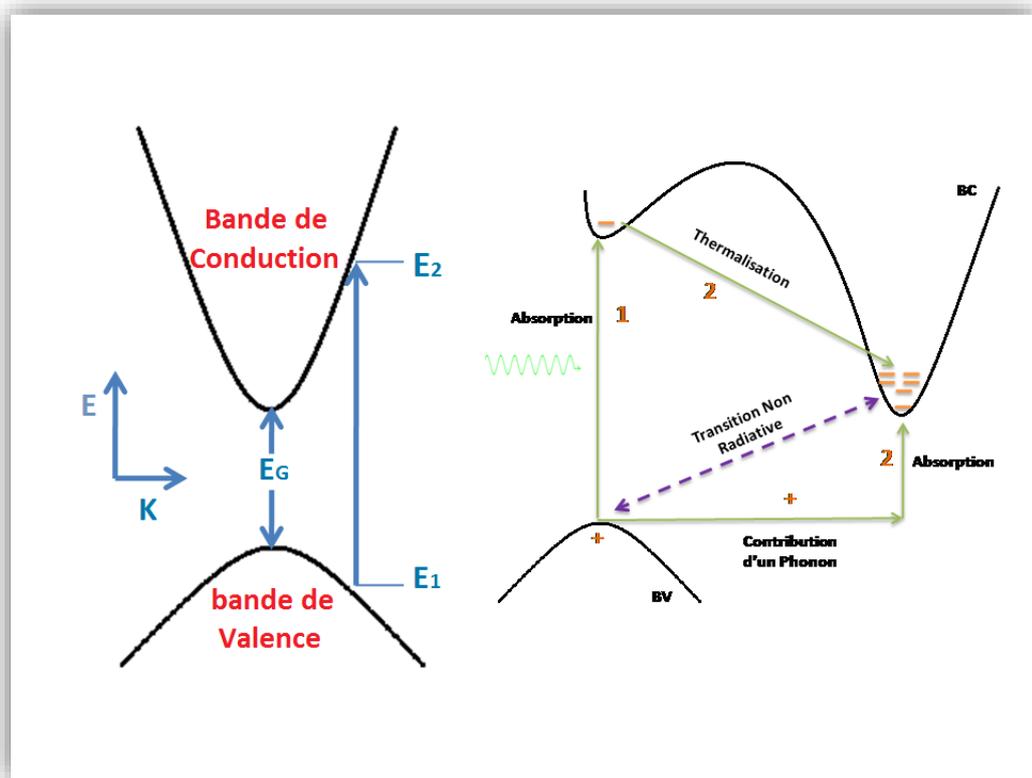


Figure 2. 3 : transitions inter bande d'électron dans un semi-conducteur (a) gap direct (b) gap indirect [18].

2.5.3. Effet de la température sur le Gap

Les mesures expérimentales montrent que l'énergie de gap varie avec la température, Pour déterminer cette variation, l'approximation de Varshni est souvent utilisée [39,40].

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

$$E_g(t) = E_g(0) - \frac{AT^2}{B+T} \quad (2.5)$$

où

A, B paramètres semi empiriques de Varshni.

Récemment une relation physique plus précise a été proposée par Pässler est donnée par [38] :

$$E_g(T) = E_g(0) \frac{\alpha\phi}{2} \left[\sqrt[p]{1 + \left(\frac{2T}{\phi}\right)^p} - 1 \right] \quad (2.6)$$

Avec :

ϕ : température moyenne des phonons.

p : Paramètre de dispersion des phonons.

α : Constante.

Les paramètres empiriques de Varshni sont donnés en annexe pour les différents Semi-conducteurs.

2.6. Hétéro structures

A ce jour, la maîtrise avancée de nombreuses techniques de croissance, a permis la réalisation des structures à puits quantiques, qui découlent des Hétéro structures utilisées en optoélectronique depuis les années soixante. Dans un dispositif optoélectronique à semi-conducteur, les recombinaisons radiatives ont lieu dans la région active ; dans une hétéro structure cette région est formée d'un matériau qui diffère d'au moins une des deux barrières qui l'entourent. La configuration optimale consiste à placer la région active entre deux matériaux de bande interdite plus élevée et d'indice de réfraction plus faible, ainsi la discontinuité des énergies de la bande interdite crée un piège de potentiel pour les porteurs de charges, et les confine dans cette région, tandis que la différence d'indice y confine les photons [37].

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

2.6.1. Puits Quantiques

Pour réaliser un puits quantique, on utilise deux matériaux (A) et (B), la méthode consiste à faire croître l'épitaxie du matériau B sur le substrat du matériau A, ensuite en faisant croître de nouveau le matériau A sur le matériau B [41]. Les matériaux (A) et (B) doivent avoir des énergies de bande interdite différentes.

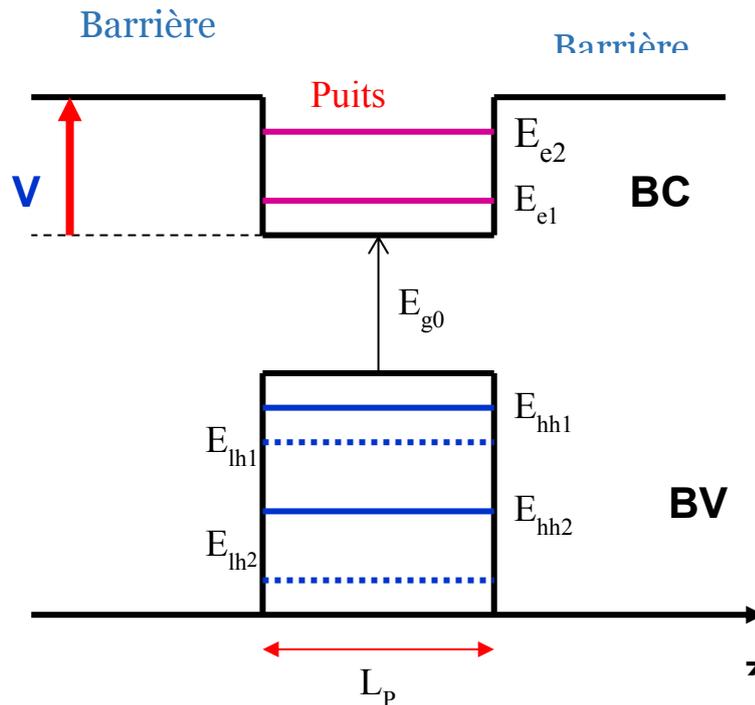


Figure 2. 4 : illustration d'un puits quantique [41].

où

E_{en} : le nième niveau d'énergie des électrons.

E_{hnn} : le nième niveau d'énergie des trous lourds.

E_{lhn} : le nième niveau d'énergie des trous légers.

D'autre part, lorsque l'épaisseur de la couche active devient comparable à la longueur d'onde de De Broglie λ_F donnée par [43,44] :

$$\lambda_F = \frac{2\pi\hbar}{\sqrt{2 \cdot m_e^* \cdot E_F}} \quad (2.7)$$

E_F : niveau de Fermi.

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

L'effet quantique apparait et le spectre d'énergie devient discret. L'augmentation de l'épaisseur de puits augmente le nombre de niveaux d'énergies, et diminue l'espacement entre ces niveaux, ceci traduit une limite sur l'épaisseur qui dépend du matériau [45] :

$$E_{n+1} - E_n > \frac{\hbar}{T} \quad (2.8)$$

Où :

E_{n+1}, E_n : niveaux d'énergie discrets.

T: Constante de temps prenant en compte toute les diffusions.

Il faut aussi que l'écart entre deux niveaux soit plus grand que la distribution de Fermi due à la température [37].

$$E_{n+1} - E_n > K_b T \quad (2.9)$$

Où

K_b : étant la constante de Boltzmann.

Dans un puits quantique et selon l'axe de croissance, les particules sont confinées dans une seule direction, la densité d'états es donnée donc par [46] :

$$\rho^{2D}(E) = \frac{m}{\pi \cdot \hbar^2} \cdot \frac{n_z}{L_z} \quad (2.10)$$

Et puisque $n_z = 1, 2, 3 \dots$ la densité d'états croit par palier, cette différence fait en sorte que pour une même injection, un puits quantique conduira à un gain plus élevé qu'un matériau massif, ou il y a un gaspillage de porteurs dans les niveaux de basse énergie, car il faut remplir les états de faible énergie possédant une faible densité de porteurs avant d'accéder à des niveaux intéressants [46].

Aussi dans un laser classique une injection trop importante engendre des pertes internes élevées, les lasers à puits quantique en opérant avec moins de porteurs sont plus efficaces et peuvent générer des puissances de sortie plus élevées [37].

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

Le problème principal avec les dispositifs optoélectroniques à puits quantiques réside dans le facteur de confinement optique très faible $\Gamma_{\text{puits}} \approx 0.03$ alors que $\Gamma_{\text{massique}} \approx 0.5$ ceci a pour effet de diminuer le gain modal défini par [37] :

$$g_{\text{mod}} = \Gamma_c g_{\text{mat}} \quad (2.11)$$

Où

g_{mat} est le gain du matériau.

Ce désavantage peut être surmonté en adoptant une structure avec un confinement séparé il existe deux types de confinement [37] :

2.6.2. Confinement à saut d'indice SCH

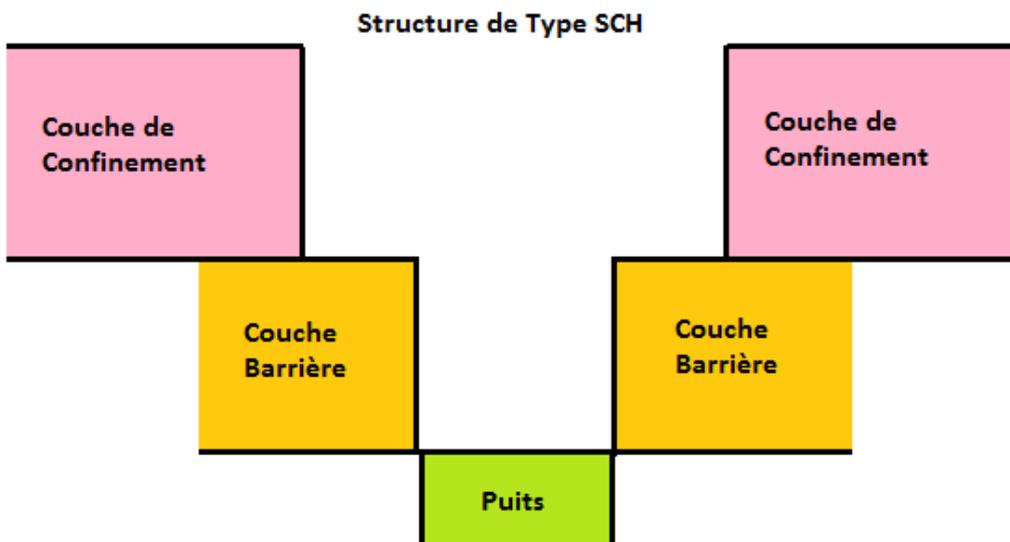


Figure 2. 5 : Schématisation d'une structure de type SCH [37].

Dans ce type le guide d'onde optique est réalisé grâce à un matériau barrière de composition constante [34] comme le montre la Figure 2.6.

2.6.3. Confinement à indice graduel GRINSCH

Dans ce type, le guide d'onde optique est réalisé grâce à un matériau barrière de composition graduelle, épitaxie sur la couche de confinement comme montré sur la figure 2.7

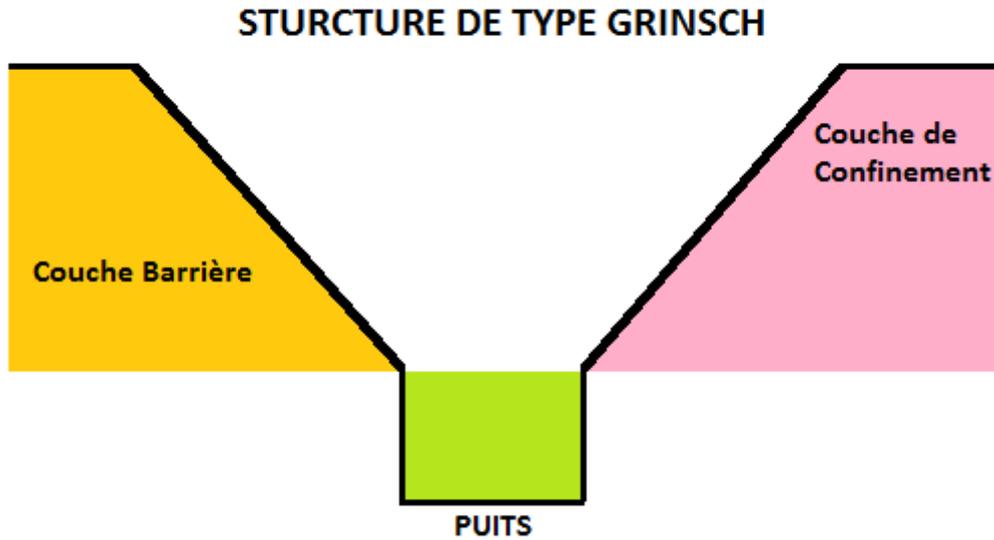


Figure 2. 6 : Schématisation d'une structure de type GRINSCH [37].

2.6.4. Les Multi-Puits Quantiques

Un multi-puits quantique est constitué d'une succession alternée de couches de deux semi-conducteurs, lorsque les couches intermédiaires sont suffisamment épaisses, les fonctions d'ondes des électrons dans le puits de la bande de conduction ne pénètrent pas suffisamment les barrières qui les confinent, pour qu'il y ait un recouvrement appréciable avec la fonction d'onde en dehors du puits, ce qui implique une localisation de l'électron dans le puits dans lequel il se trouve.

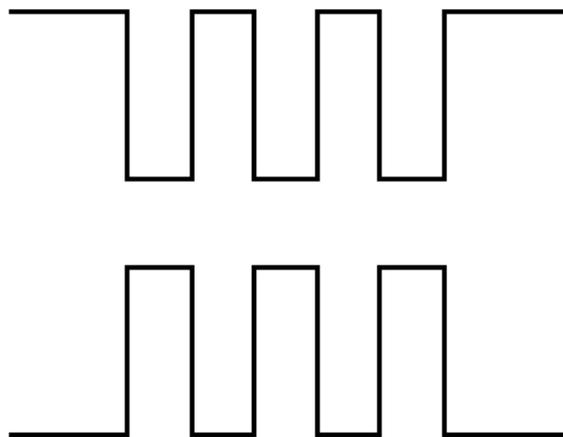


Figure 2. 7 : Schématisation d'une structure à multi-puits quantiques [37].

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

On peut alors traiter une telle structure comme la superposition de puits quantiques. Les structures à multi-puits quantiques présentent aussi un meilleur facteur de confinement que celles à puits quantique unique, puisque la surface de la région active se trouve augmentée. Dans de telles structures si l'on considère une injection uniforme dans le puits, on parle plutôt de facteur de confinement moyen par puits [37]

2.6.5. Le Puits Quantique Sous Contraints

Traditionnellement le paramètre de maille du cristal semi-conducteur constituant le puits quantique était ajusté de façon à limiter les contraintes mécaniques, c'est la raison pour laquelle, pendant plusieurs années, on croyait que seuls les systèmes à base de InP peuvent émettre à des longueurs d'ondes supérieures à $1.1\mu\text{m}$, ainsi presque tous les lasers émettant à de grandes longueurs d'ondes des télécommunications utilisés actuellement dans les réseaux optiques, sont développés à base du système InP, GaAs/InP. [37]

Au début des années 1980, on a commencé à examiner l'idée d'introduire de faibles contraintes dans les puits, ouvrant la voie à de nouvelles possibilités pour la conception des composants, notamment ceux à base des nouveaux matériaux (Ga, In) et (N, As, Sb) [37].

Ainsi, dans les dernières années, l'apparition des puits quantiques sous contraintes a apporté une flexibilité supplémentaire au design des dispositifs optoélectroniques. Les effets de la contrainte sur les propriétés électroniques et optiques des semi-conducteurs ont fait l'objet de plusieurs études récentes [47] dans le but de réaliser des dispositifs optoélectroniques plus performants.

Due au désaccord des paramètres de mailles du substrat et de la couche épitaxiale, la contrainte modifie les caractéristiques intrinsèques du semi-conducteur, comme l'énergie de la bande interdite gap , les potentiels de déformation ainsi que les paramètres de structure de bandes comme les masses effectives [37]. Ces changements présentent plusieurs intérêts pour la réalisation de composants plus performants. À titre d'exemple, on a réussi à exploiter la levée de dégénérescence dans la bande de valence due à la contrainte, pour réaliser des amplificateurs optiques insensibles à la polarisation de la lumière [48] et d'autres études ont porté sur la diminution du courant de seuil avec la contrainte. [49]

2.7. Notion De Couche Contrainte

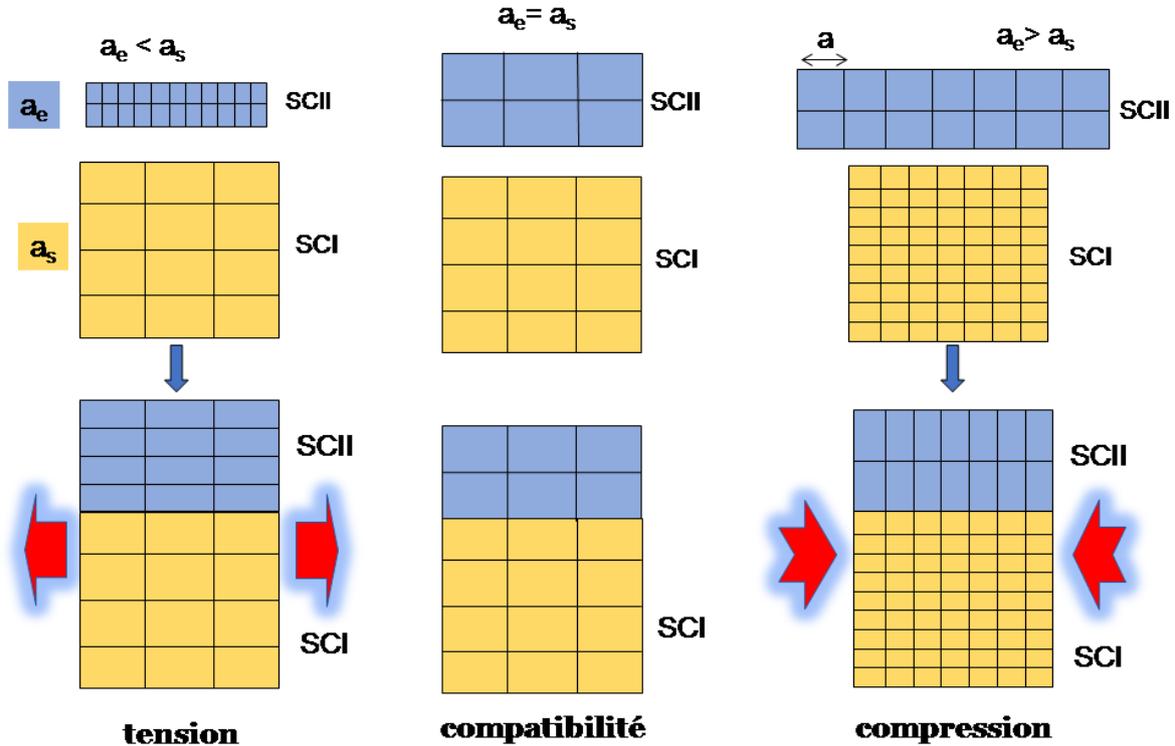


Figure 2. 8 : Illustration de deux types de déformation, couche en tension et couche en compression.

Lorsque l'on fait croître un semi-conducteur sur un autre, si les deux matériaux constituant le substrat et la couche active ont des paramètres de mailles différents, évidemment ces deux matériaux doivent avoir la même structure cristalline ainsi que des paramètres de maille voisins, le matériau constituant la couche de plus grande épaisseur impose sa maille à l'autre au voisinage de l'interface, donc pour les couches suffisamment fines, la maille du matériau épitaxie se déforme de manière élastique dans les deux directions parallèle $K//$) et perpendiculaire $K\perp$). À la surface de croissance, et selon que le paramètre de la couche épitaxie est plus petit ou plus grand que celui du substrat, la déformation est soit un allongement "couche en tension", soit un rétrécissement "couche en compression " [37].

Dans le cas d'une couche épitaxie plus épaisse, la déformation de la maille du matériau ne suffit plus à équilibrer l'énergie mécanique engendrée par la croissance. Le désaccord est alors rattrapé par la génération de dislocations à l'interface de croissance. Ces dislocations se propagent du substrat vers l'interface de croissance et la couche commence à relaxer [37].

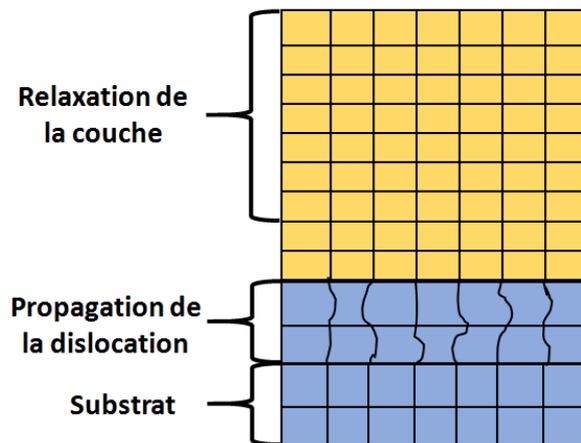


Figure 2. 9 : Propagation de dislocation dans la couche épitaxie épaisse.

2.7.1. Epaisseur critique h_c

L'épaisseur au-delà de laquelle la couche épitaxie commence à relaxer est appelé épaisseur critique. Cette épaisseur critique dépend des propriétés mécaniques des matériaux (coefficients élastiques C_{ij}), ainsi que du degré de désaccord paramétrique entre le substrat et la couche épitaxie [38].

Si l'épaisseur de la couche épitaxie dépasse la valeur de l'épaisseur critique, les mailles ne subissent plus les contraintes mécaniques imposées par le substrat et le paramètre de maille atteint celui du matériau massif. Le réseau est totalement relaxé [50].

$$\Delta_a = \frac{a_{epit} - a_{sub}}{a_{epit}} \quad (2.13)$$

Cette épaisseur critique est fonction des coefficients élastiques C_{ij} , et des paramètres de maille a_s du substrat et a_e de la couche epitaxiée. Dans une structure a puits quantique, et comme on a une double hétéro structure la contrainte est répartie sur les deux interfaces de croissances.

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

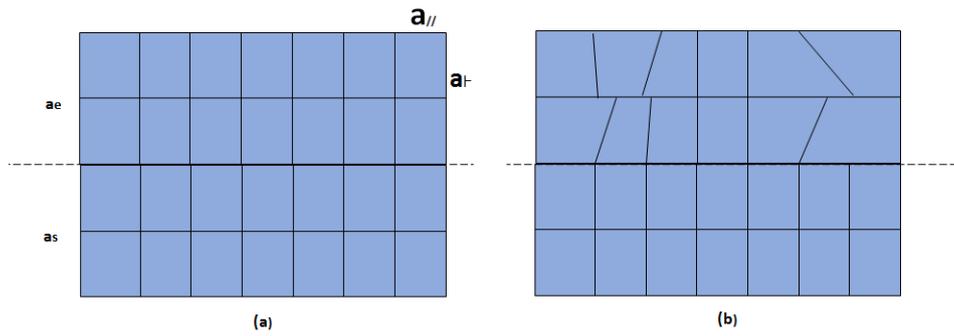


Figure 2. 10 : Schéma montrant une couche contrainte en compression (a) et une autre couche contrainte relaxée (b).

Pour calculer l'épaisseur critique on utilise le modèle proposé par Matthews et Blackeslee qui nous donne l'expression suivante [51] :

$$h_c = \frac{a}{\beta \cdot \sqrt{2} \cdot \pi \cdot \varepsilon} * \frac{1-0,25 \cdot \chi}{1+\chi} * I_n \left(\frac{h_c \cdot \sqrt{2}}{a} + 1 \right) \quad (2.14)$$

$$\varepsilon = \frac{a - a_0}{a} \quad (2.15)$$

Où

a : est le paramètre de maille de la couche relaxée.

a_0 : est le paramètre de maille du substrat.

ε : est le désaccord paramétrique.

χ : est le coefficient de poisson donné par

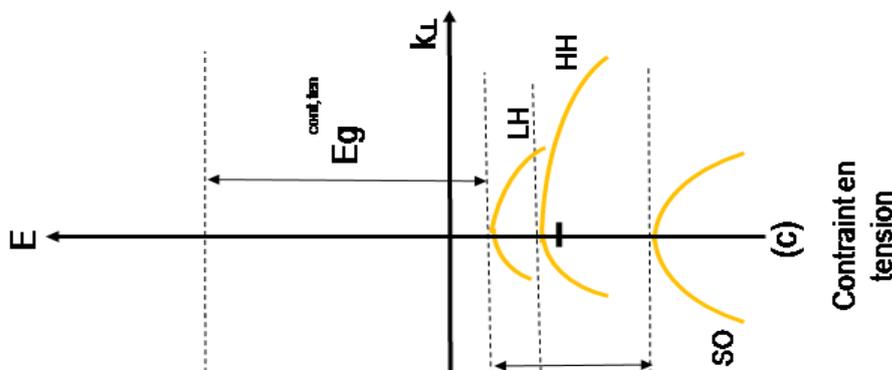
$$\chi = \frac{C_{12}}{C_{11} + C_{12}} \quad (2.16)$$

Où C_{ij} sont les coefficients élastiques.

β : est un coefficient qui prend les valeurs suivantes selon le type de la structure.

Structure	Puits quantique	Super réseaux	Couche Unique
Valeur de β	2	1	4

Tableau 2. 3 : Les valeurs de β pour différents types de puits quantiques.



2.7.2. Effet de la contrainte sur l'énergie de la bande interdite

Pour la description de l'effet de la contrainte sur la structure de bande nous avons utilisé le modèle de Van et Walle et utilisé le formalisme de Krijin [22]. Les deux composantes parallèle et perpendiculaire du tenseur de la déformation peuvent être définies de la manière suivante :

$$\varepsilon_{\parallel} = \frac{a_{\parallel} - a}{a} \quad (2.17)$$

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{a_{\perp} - a}{a} \quad (2.18)$$

Pour une structure totalement contrainte :

$$\varepsilon_{\parallel} = a_{sub} \quad (2.19)$$

$$\varepsilon_{\perp} = -2 \times \frac{C_{12}}{C_{11}} \cdot \varepsilon_{\parallel} \quad (2.20)$$

L'effet de la contrainte biaxiale sur la structure de bandes de la couche épitaxiale est illustré sur la (figure 2.12). Cette figure présente la structure de bande d'un semi-conducteur à énergie de bande interdite (Gap) direct dans les trois cas possibles, non contraint, contraint en compression et finalement contraint en tension.

En absence de contrainte, les bandes de trous lourds et de trous légers sont isotropes, et la bande de trous spin-splittée est située à une énergie Δ_0 en dessous de ces deux bandes.

Le centre de gravité de la bande de valence d'énergie moyenne $E_{V,moy}$ se trouve par conséquent à $\Delta_0/3$ au-dessous du haut de la bande de valence en $k=0$ Figure. (2.12a)

$$E_{V,moy} = \frac{E_{hh} + E_{lh} + \Delta_0}{3} \quad (2.21)$$

E_{hh} : Énergie de la bande de trous lourds.

E_{lh} : Énergie de la bande des trous légers.

Δ_0 : Énergie de décalage des bandes des trous spin orbite.

L'effet de la contrainte sur les bandes de valences et de conduction peut être décomposé en deux parties :

La composante hydrostatique, liée à la déformation selon l'axe de croissance, provoque un décalage du centre de gravité de la bande de valence ainsi que le centre de gravité de la bande de conduction.

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

La contrainte de cisaillement, qui lève la dégénérescence des états énergétiques des trous lourds et des trous légers en $k = 0$ (typiquement d'une valeur Δ_{hh-lh} de l'ordre de 60-80 meV pour un désaccord paramétrique de 1%) [33].

Pour une couche épitaxiale soumise à une contrainte biaxiale de compression, la composante hydrostatique augmente l'écart entre la bande de valence et la bande de conduction, et la contrainte de cisaillement rend les bandes de valence fortement anisotropes [23] ; la bande de plus haute énergie devient lourde selon K_{\perp} et légère selon k_{\parallel} (bande hh). La bande d'énergie inférieure devient elle légère selon K_{\perp} et lourde selon k_{\parallel} (bande lh) [33] (Figure 2.12.b).

Si la couche est soumise à une contrainte biaxiale de tension (figure 2.12.c), l'énergie de la bande interdite (Gap) moyen diminue et les bandes de valences sont inversées par rapport à celles d'une couche en compression ; la bande de plus haute énergie (bande lh) restant légère selon K_{\perp} et lourde selon k_{\parallel} [33].

Les décalages énergétiques des centres de gravité de la bande de valence et de la bande de conduction en $K = 0$ induits par la contrainte hydrostatique, varient proportionnellement à la contrainte [22]:

$$\Delta E_{v,moy}^{hyd} = a_v(2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.22)$$

$$\Delta E_c^{hyd} = a_c(2\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.23)$$

Avec a_c et a_v les potentiels hydrostatiques de déformation pour la bande de conduction et la bande de valence respectivement.

Les décalages énergétiques induits par la contrainte de cisaillement dans chacune des bandes constituant la bande de valence sont les suivants, dans le cas d'une croissance sur substrat [22] :

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

$$\Delta E_{hh}^{cisa} = -\frac{1}{2} \times \delta E^{Cisa} \quad (2.24)$$

$$\Delta E_{ih}^{Cisa} = -\frac{1}{2} \Delta_0 + \frac{1}{4} \delta E^{Cisa} + \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E^{Cisa} + \frac{9}{4} (\delta E^{Cisa})^2} \quad (2.25)$$

$$\Delta E_{ih}^{Cisa} = -\frac{1}{2} \Delta_0 + \frac{1}{4} \delta E^{Cisa} - \frac{1}{2} \sqrt{\Delta_0^2 + \Delta_0 \delta E^{Cisa} + \frac{9}{4} (\delta E^{Cisa})^2} \quad (2.26)$$

Avec

$$\delta E^{cisa,100} = 2 \cdot b \cdot (\varepsilon_{\parallel} + \varepsilon_{\perp}) \quad (2.27)$$

Où

b :est le potentiel de déformation tétragonale.

En prenant comme référence énergétique $E_{v,moy}$ (équation 2.21), et compte tenu des équations (2.24), (2.25), (2.26), (2.27) , on peut définir l'énergie du haut de la bande de valence et l'énergie du bas de la bande de conduction.

E_v : l'énergie du haut de la bande de valence est :

$$E_v = E_{v,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + \Delta E_{v,moy}^{hyd} + \max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{ih}^{cisa}) \quad (2.28)$$

E_c : l'énergie du bas de la bande de conduction est :

$$E_c = E_{v,moy} + \frac{\Delta_0}{3} + E_g + \Delta E_c^{hyd} \quad (2.29)$$

Dans ces expressions $E_{v,moy}$, l'éclatement Spin-orbite Δ_0 et l'énergie de bande interdite (Gap) sont relatifs au matériau non contraint. Via les équations (2.28) et (2.29) on peut déterminer l'équation de l'énergie de bande interdite contraint E_g^{cont} :

$$E_g^{cont} = E_c + E_v = E_g + \Delta E_c^{hyd} - \Delta E_{v,moy}^{hyd} - \max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{ih}^{cisa}) \quad (2.30)$$

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

Pour une couche soumise à une contrainte en compression la bande des trous lourds est au-dessus de la bande des trous légers (figure 2.12. b) et l'on a :

$$\max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{ih}^{cisa}) = \Delta E_{hh}^{cisa} \quad (2.31)$$

Dans le cas d'une couche soumise à une contrainte en tension la bande des trous lourds est au-dessous de la bande des trous légers (figure 2.12.c) et l'on a :

$$\max(\Delta E_{hh}^{cisa}, \Delta E_{ih}^{cisa}) = \Delta E_{ih}^{cisa} \quad (2.32)$$

Donc l'équation (2. 30) devient pour une couche en compression :

$$E_g^{cont,com} = E_g + \Delta E_c^{hyd} - \Delta E_{v,moy}^{hyd} - \Delta E_{hh}^{cisa} \quad (2.33)$$

Et pour une couche en tension :

$$E_g^{cont,ten} = E_g + \Delta E_c^{hyd} - \Delta E_{v,moy}^{hyd} - \Delta E_{ih}^{cisa} \quad (2.34)$$

2.8. Le gain optique :

Le gain d'un matériau par unité de longueur est défini par le taux de croissance de la densité des photons pendant leurs propagations suivant une direction dans le cristal [52].

$$G = \frac{1}{N_p} \frac{dN_p}{dz} = \frac{1}{v_{gN_p}} \frac{dN_p}{dt} = \frac{1}{v_{gN_p}} (R_{Est} - R_{Ast}) \quad (2.61)$$

où : N_p : nombre de photons par unité de volume.

Chapitre 2 : Théorie des Puits Quantiques

dN_p : densité des photons.

dz : direction dans le cristal.

v_g : la vitesse de propagation .

$$R_{Est} : \text{l'émission stimulée} : R_r f_2(hw)(1 - f_1(hw)) \quad (2.62)$$

$$R_{Ast} = R_r f_1(hw)(1 - f_2(hw)) \quad (2.63)$$

Avec $R_r(hw)$: Probabilité de transition par unité de volume par seconde d'un matériau actif.

$$R_r(hw) = \frac{1}{2} \frac{e_0^2 \lambda N_p}{c \varepsilon_0 m_0^2 n^2} |M_T(hw)|^2 \rho_j^{pq}(hw) \quad (2.64)$$

C : vitesse de la lumière dans le vide.

ε_0 : la permittivité du vide.

m_0 : la masse effective de l'électron dans le vide.

n : indice de refraction.

λ : longueur d'onde.

$\rho_j^{pq}(hw)$: densités d'états finale.

On aura une équation du gain optique

$$g(hw) = \sum_n \sum_m \left(\frac{q^2 h}{2m_0^2 \varepsilon_0 n_r c} \right) \left(\frac{1}{h\nu} \right) |M(E_{i,j})|^2 |D_r(E_{i,j})| (f_j - f_i) \quad (2.65)$$

Chapitre Trois :

Résultats et

Discussions

3.1. Introduction :

Dans ce chapitre nous allons effectuer des simulations sur la structure quaternaire a puits quantique InGaAnBi /GaAs. Nous nous sommes aidés du logiciel de simulation Matlab pour présenter et interpréter les résultats obtenus.

Des simulations ont été faites afin d'étudier l'effet de la contrainte créée entre le substrat et la couche active sur les différents paramètres comme le gap, l'épaisseur critique, la longueur d'onde d'émission et le gain optique de cette structure.

3.2. Paramètre De Maille

La figure (3.1) illustre la variation du paramètre de maille en fonction des concentrations de l'Indium (In) et de bismuth (Bi) pour la structure *InGaAsBi/GaAs*.

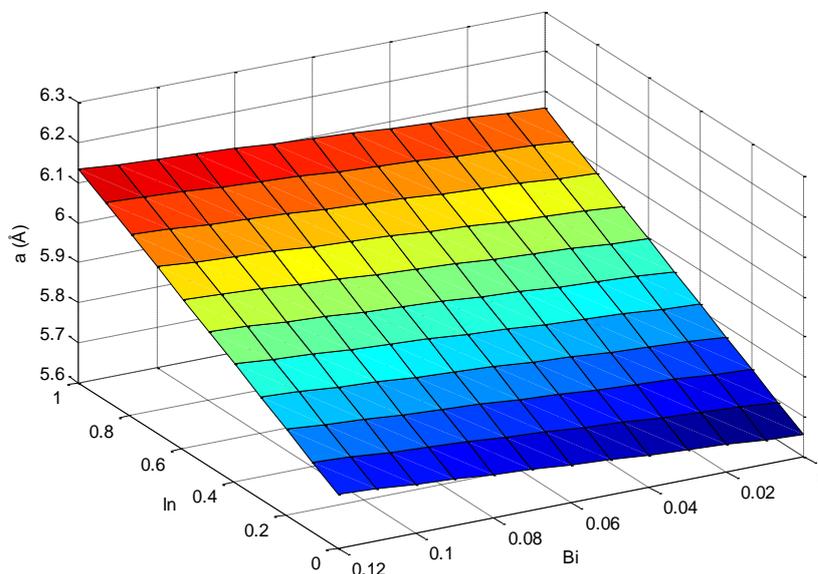


Figure 3. 1 : illustration du paramètre de maille en fonction de la concentration du In et Bi.

Dans le point de concentration du In=0et Bi=0 ; le paramètre de maille a vaut 5,65 Å (qui est équivalent à la valeur théorique). On note aussi que lorsque les concentrations de l'In et du Bi s'accroissent, le paramètre de maille croît.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

- Si on fixe le Bi a 2% et on fait varié le In de 10 % à 40 % on aura différence de paramètre de maille $\Delta_a = a_{(In40\%)} - a_{(In10\%)} = 5.828 - 5.707 = 0.121 \text{ \AA}$
- Si après on fixe le In a 40% et on fait varié le Bi de 1% à 12% on aura

$$\Delta_a = a_{(Bi10\%)} - a_{(Bi12\%)} = 5.894 - 5.822 = 0.072 \text{ \AA}$$

3.3. Désaccord de maille

La figure (3.2) met en lumière sur l'évolution du désaccord de maille de la structure InGaAsBi/GaAs en fonction des concentrations de l'In et du Bi. Au point (In=0, Bi=0) le désaccord de maille $\varepsilon = 0$. Le constat des valeurs du désaccord de maille : négatives que quel que soit la variation de la concentration du In et du Bi indiquent une contrainte compressive. Au point 2% de désaccord de maille, les concentrations de l'Indium et le bismuth sont égal respectivement à 0.2 et à 0.07.

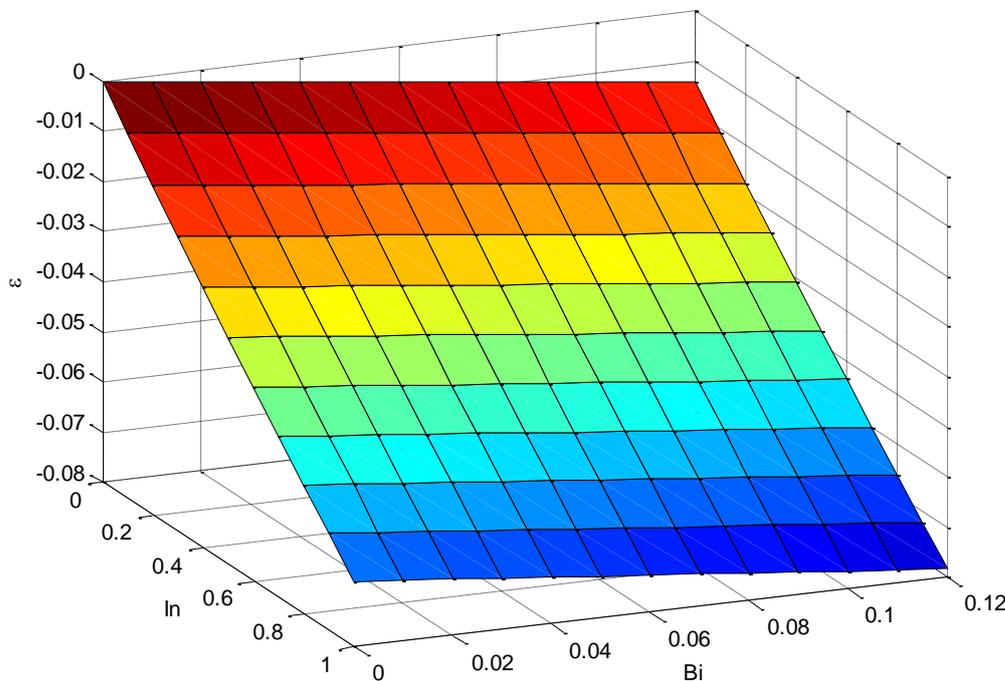


Figure 3. 2 : illustration du désaccord de maille en fonction des deux concentrations Bi et In.

3.4. L'épaisseur critique

La figure (3.3) décrit la variation de l'épaisseur critique de l'alliage InGaAsBi en fonction des concentrations de l'Indium et Bismuth.

Pour calculer l'épaisseur h_c de cette couche active $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Bi}_y$ épitaxié sur un substrat de GaAs. On a exploité le modèle de Matthews et Blackeslee.

L'épaisseur critique de notre structure tend vers l'infini si on annule les deux injections de In et du Bi. Cependant si on augmente les injections de nos deux matériaux l'épaisseur entamera une diminution atteignant 350 Å pour des concentrations de In et Bi à 0.2 et à 0.04, et ce, pour une contrainte de 1.8%.

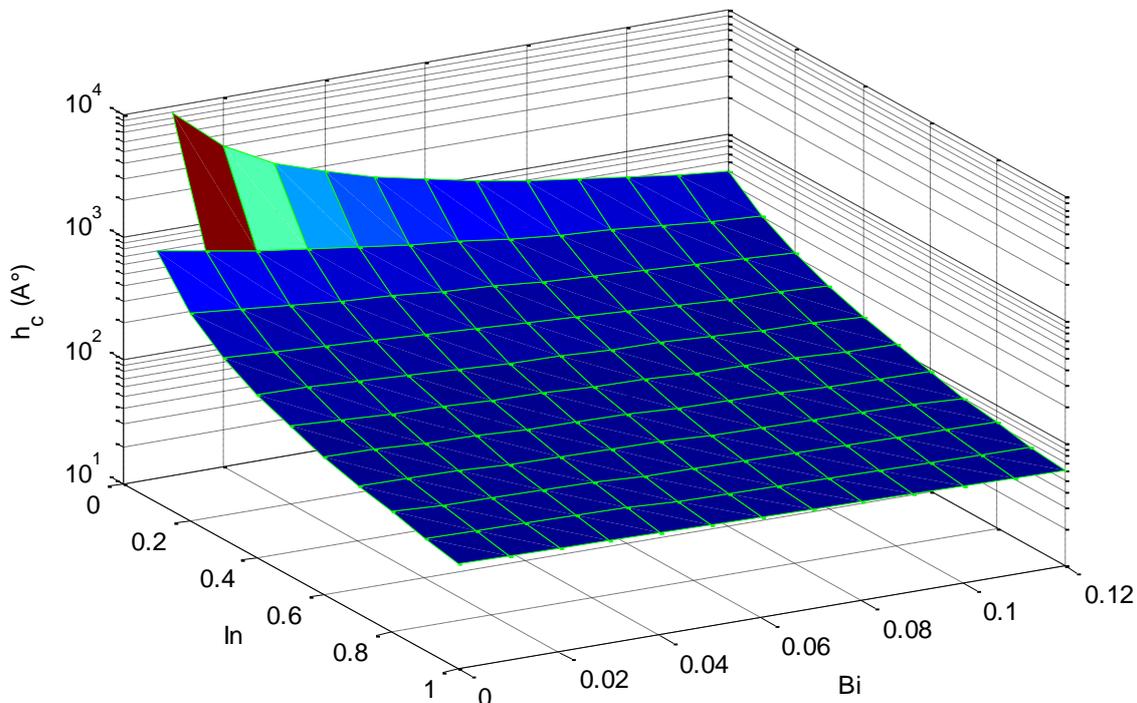


Figure 3.3 : Variation de l'épaisseur critique en fonction de la concentration de In et Bi dans l'alliage InGaAsBi/GaAs.

3.5. Energie de la bande interdite gap :

La Figure (3.4), illustre la variation de l'énergie de la bande interdite (gap) de la structure $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}_{1-y}\text{Bi}_y$ contraint sur un substrat de GaAs. Avec l'incorporation des concentrations d'Indium et du bismuth dans l'alliage, l'énergie de la bande interdite

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

décroît. Suite à la contrainte compressive de notre structure l'énergie de bande interdite gap trous lourds est toujours inférieure à l'énergie de la bande interdite gap trous légers quelques soit les concentrations de l'Indium et le bismuth.

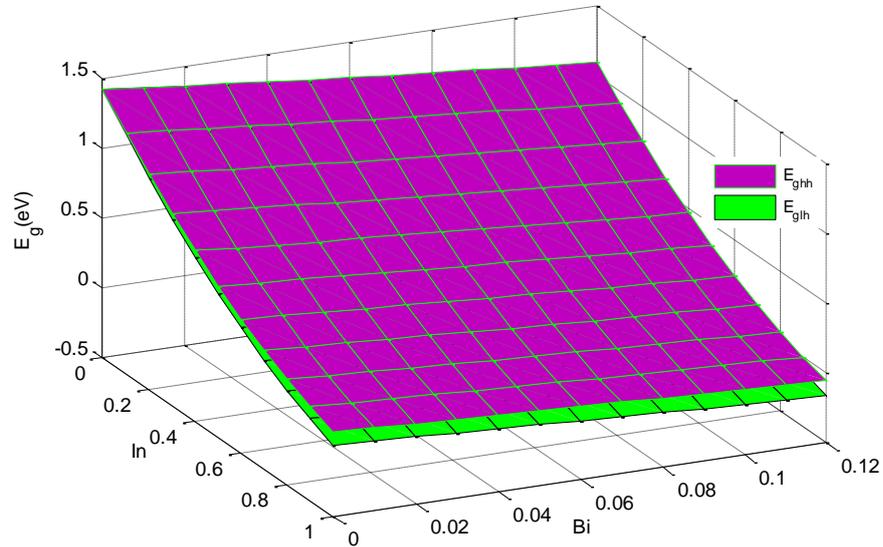


Figure 3. 4 : variation de l'énergie de la bande interdite en fonction des deux concentrations In et Bi.

3.6. Bande de conduction

La figure (3.5) exprime la variation de la barrière de potentiel dans la bande de conduction.

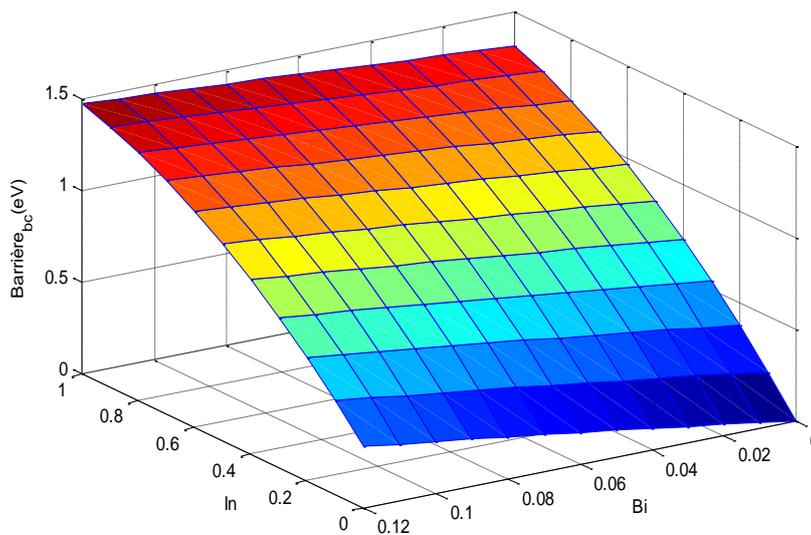


Figure 3. 5 : variation de la barrière de potentiel dans la bande de conduction en fonction de concentrations In et Bi.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

Au point de concentration 0, la valeur de la barrière de conduction est nulle. L'énergie du gap diminue Avec l'incorporation de l'Indium et le bismuth induisant inévitablement une élévation de la barrière de conduction.

3.7. La bande de valence

La figure (3.6) montre la variation de la barrière de potentiel dans la bande de valence en fonction des concentrations In et Bi ; la barrière de potentiel dans la bande de valence est nulle au point de concentration 0 ; dans ce cas les bandes de valences sont isotropes.

Avec l'augmentation de la concentration de l'Indium et le Bismuth la contrainte s'accroît et décale les bandes de valences ce qui engendre une barrière de trous lourds et une autre de trous légers, c'est deux barrières augmentent avec l'incorporation de l'Indium et le bismuth. D'après les deux simulations représentées dans la figure (3.5) et la figure (3.6), les trois barrières de potentiel sont toujours positives quelques soit la concentration de l'Indium et du Bismuth dans la couche active InGaAsBi, ce qui implique un puits quantique de type I dans tout l'intervalle.

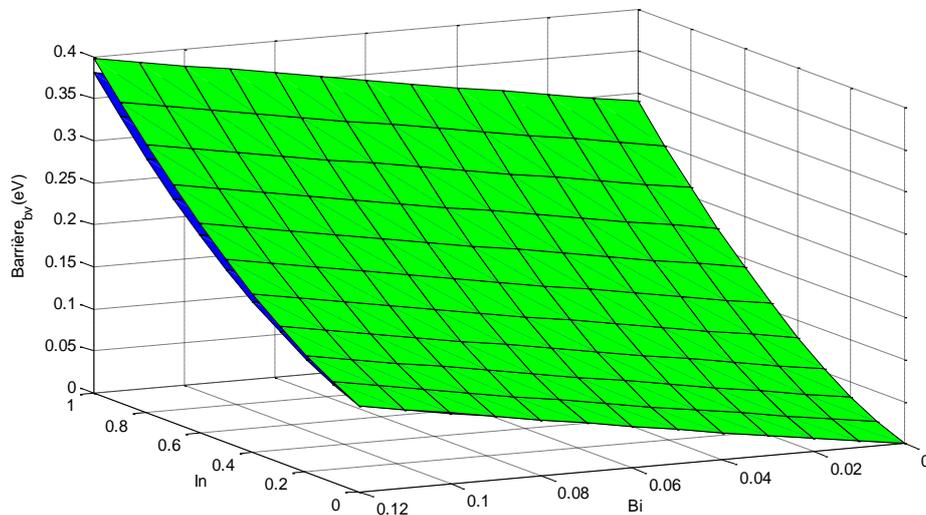


Figure 3. 6 : variation de la barrière de potentiel dans la bande de valence.

3.8. Quantification des porteurs électrons dans le puits quantique

Les figures (3.7) dévoilent une augmentation des niveaux d'énergies des électrons dans le puits quantique InGaAsBi/GaAs en fonction de l'accroissement largeur L_z . Ces niveaux d'énergie augmentent aussi avec l'incorporation de l'Indium et le bismuth.

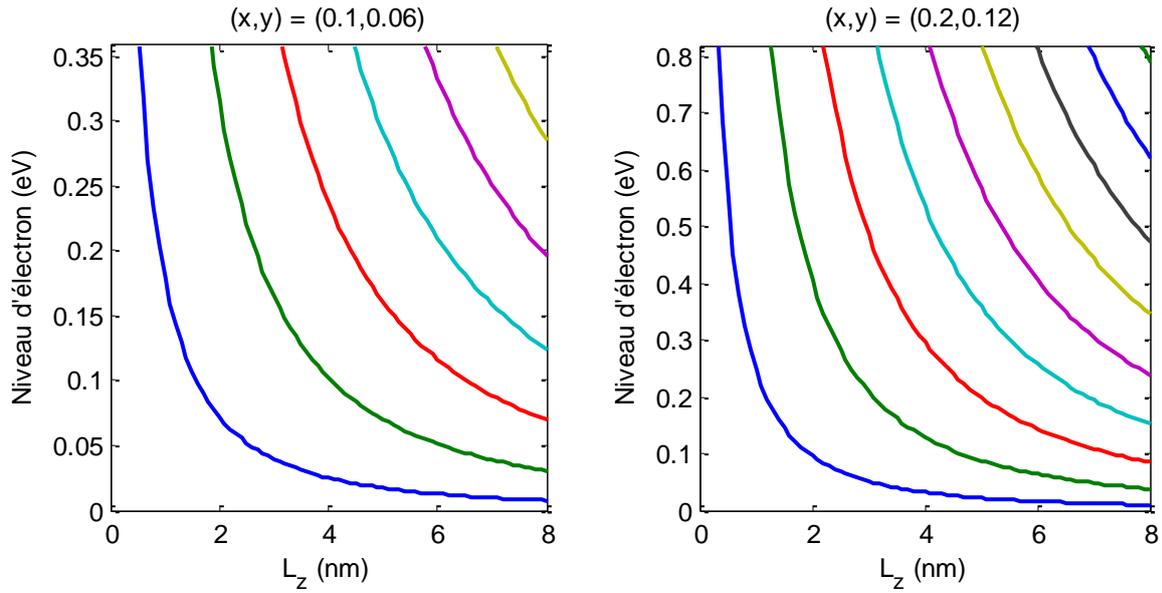


Figure 3. 7 : Variation de l'énergie de quantification des électrons en fonction de la largeur du puits quantique.

3.8.1. Niveau trous lourds :

Avec les figures (3.8), on remarque qu'il y a une diminution du niveau d'énergie avec l'élargissement du puits quantique. Également, l'incorporation de l'Indium et le Bismuth dans notre structure induit l'apparition de nouveaux niveaux d'énergie.

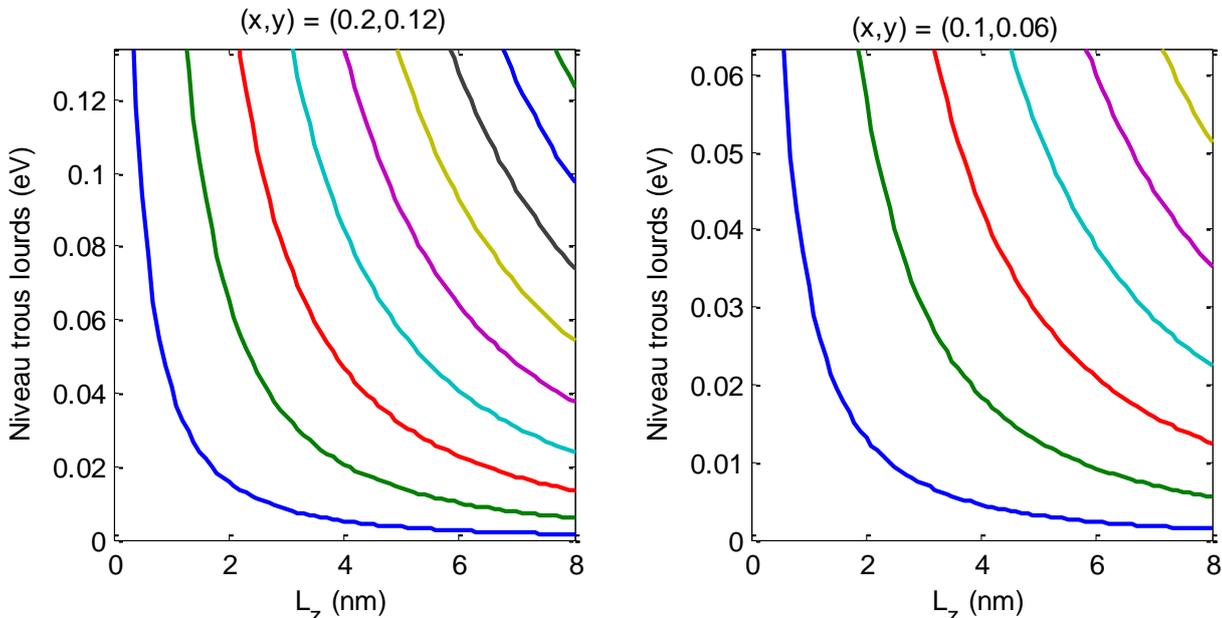


Figure 3. 8 : Variation de l'énergie de quantification trous lourds en fonction de la largeur du puits quantique.

3.9. Energie de transition

Les figures (3.9) et (3.10) illustrent la variation de l'énergie transitions en fonction de la largeur du puits quantique pour les trous légers et les trous lourds.

La contrainte, induit un décalage du centre de gravité de la bande de valence dans la couche active *InGaAsBi* et rend les bandes de valence anisotropes. Cette configuration des bandes permet des transitions de la bande de conduction vers la bande de valence trous lourds, et la bande de conduction vers la bande de valence trous légers. Les figures (3.9) et (3.10) représentent ces énergies de transitions en fonction de la largeur de puits quantique contraint.

Comme le nombre des niveaux d'énergie dans la bande des trous lourds et supérieur à celui des trous légers, le nombre des transitions entre la bande de conduction et la bande trous lourd et plus important que celui entre la bande de conduction et la bande trous légers (figure 3.9. et figure 3.10). Aussi avec l'élargissement du puits, on remarque une diminution des énergies de transition avec une augmentation du nombre des transitions possible entre la bande de conduction et les deux bandes trous lourds et trous légers.

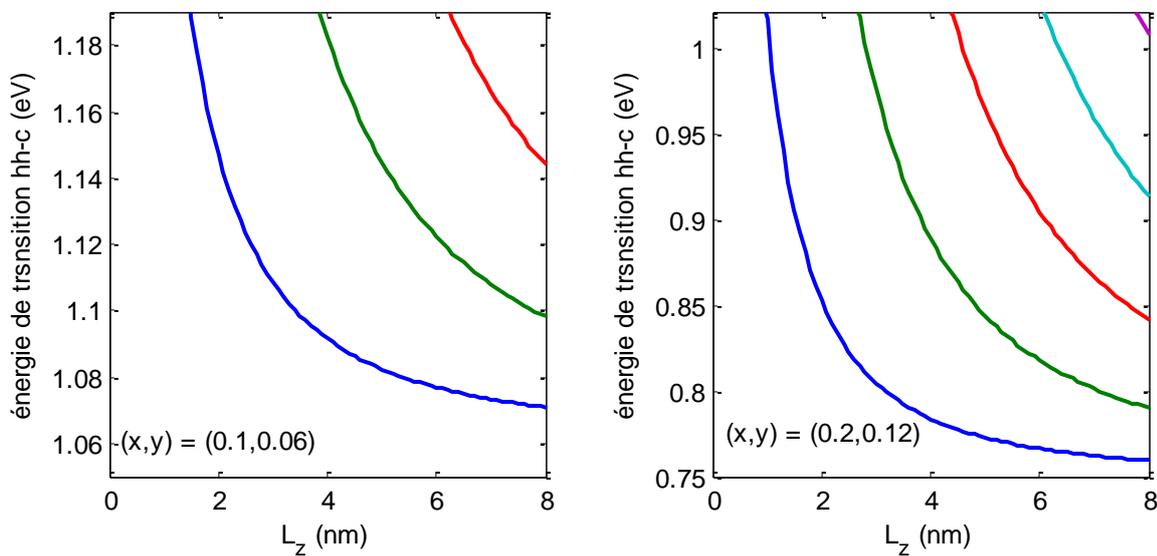


Figure 3. 9 : Variation de l'énergie de transition trou lourd en fonction de la largeur du puits quantique.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

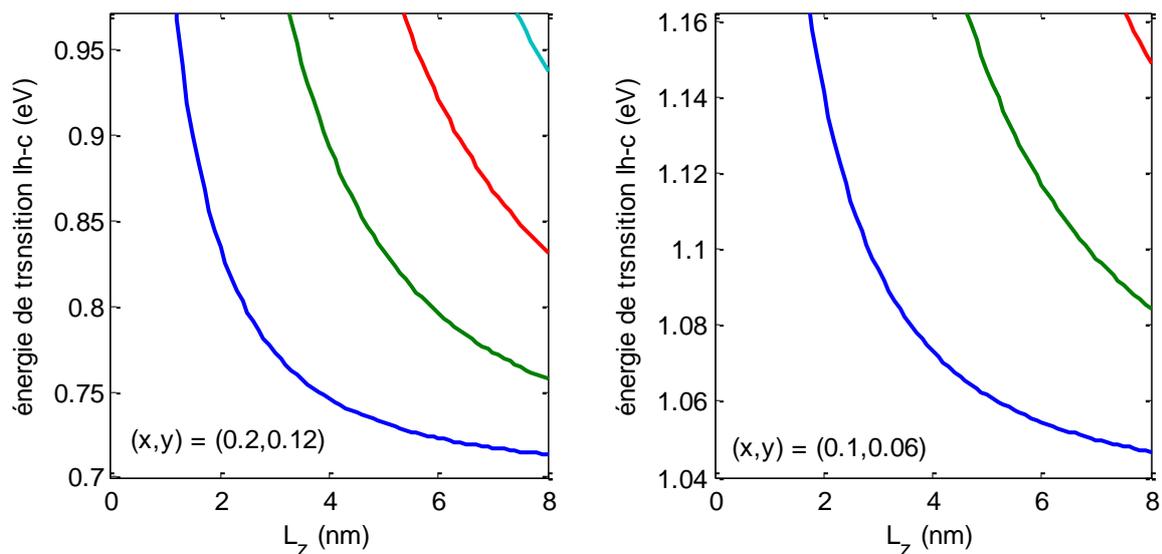


Figure 3. 10 : Variation de l'énergie de transition trou léger en fonction de la largeur du puits quantique.

Les figure (3.11) et (3.12), montrent respectivement la variation des longueurs d'onde d'émissions relatives aux transitions bande de conduction bande trous lourds et bande de conduction bande trous légers. La longueur d'onde augmente avec l'élargissement de puits quantique

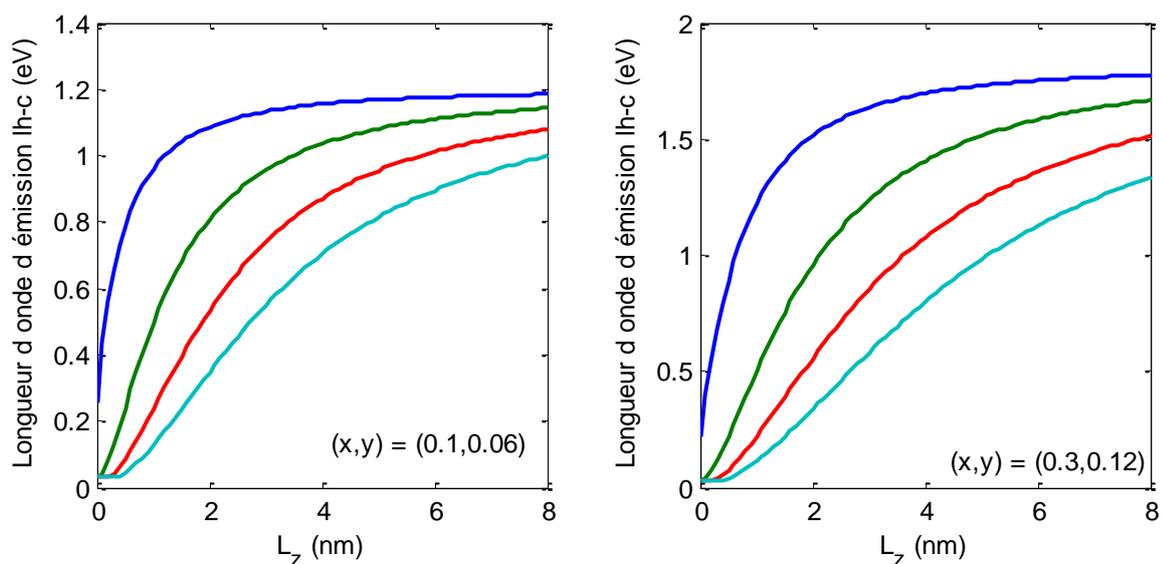


Figure 3. 11 : Variation des longueurs d'ondes d'émission en fonction de l'épaisseur du puits quantique des trous légers.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

Il a été présenté sur les figures (3.8) et (3.9) que l'élargissement de puits réduit l'énergie de transition et comme $\lambda_e = \frac{hv}{E_{tr}}$ donc ; plus l'énergie de transition E_{tr} est petite plus la longueur d'onde d'émission λ_e devient plus grande. On atteint le 1.55 μm avec des In= 30 % et Bi = 12%.

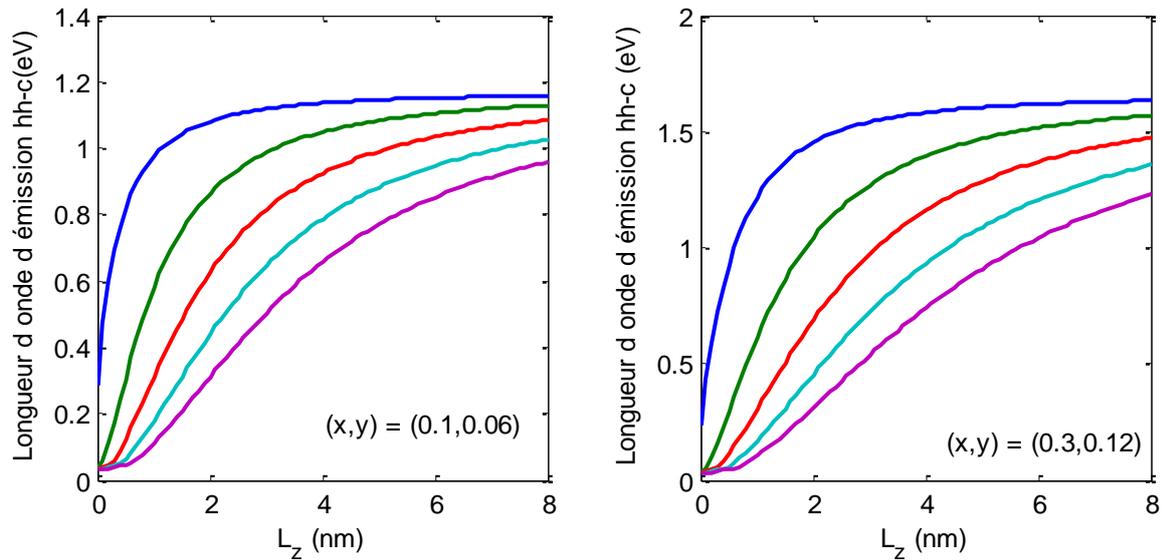


Figure 3. 12 : Variation des longueurs d'ondes d'émission en fonction de l'épaisseur du puits quantique des trous lourds.

3.10. Gain optique

La figure (3.13), représente la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes densités des porteurs injectés pour une largeur de puits égale $L_z = 4 \text{ nm}$ et de concentrations In=0,1%et Bi=1,06 % respectivement pris à une température constante $T=300\text{K}$. On remarque que le gain optique s'accroît avec l'augmentation de la densité des porteurs injectés. Plus l'injection est importante plus la gamme d'émission du gain s'élargie avec un décalage vers les longueurs d'ondes courtes, car l'augmentation de la densité des porteurs provoque des transitions à partir des niveaux plus élevés.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

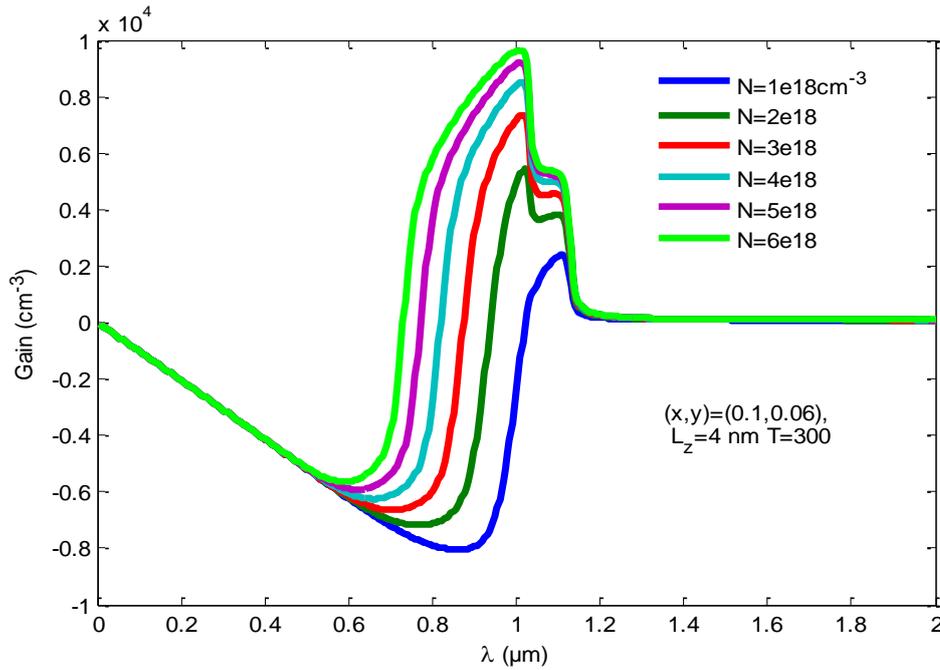


Figure 3. 13 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes densités des porteurs injectés.

Comme il a été montré dans les simulations précédentes, les niveaux de confinements diminuent avec l'élargissement du puits quantique, ce qui provoque une réduction des énergies de transitions. Sur la figure (3.14), cette réduction énergétique entraîne à la fois une atténuation importante de l'amplitude du gain optique et un élargissement de la gamme d'émission car elle permet des transitions à partir des niveaux de confinements supérieurs.

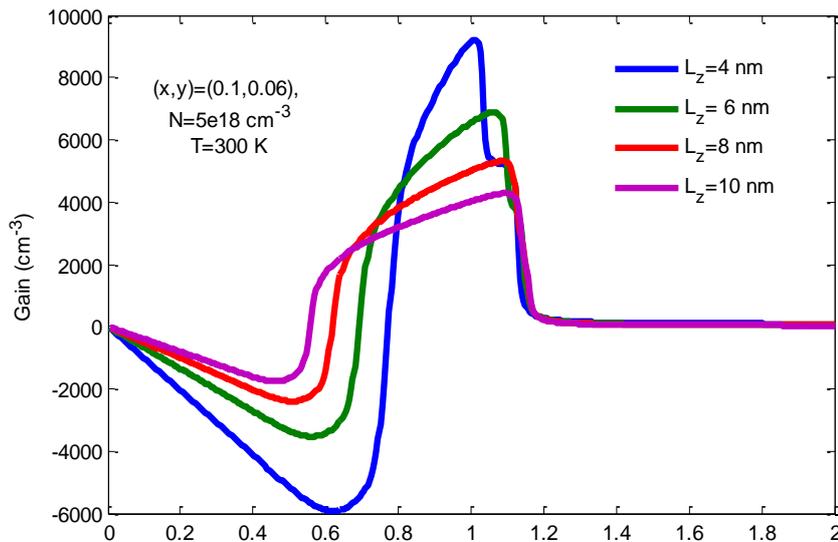


Figure 3. 14 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes épaisseurs du puits quantique.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

La figure (3.15), illustre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour plusieurs concentrations de l'Indium, L'augmentation de la concentration de l'Indium dans la couche active provoque une réduction de l'énergie de la bande interdite de cette dernière, donc l'énergie de transition diminue. Plus la concentration d'Indium est importante plus la longueur d'onde d'émission devient plus importante car $\lambda = \frac{h\nu}{E_{tr}}$ avec un décalage important vers les grandes longueurs d'ondes, par exemple Pour $\Delta x = 0.20$ on a $\Delta\lambda = 0.42 \mu m$.

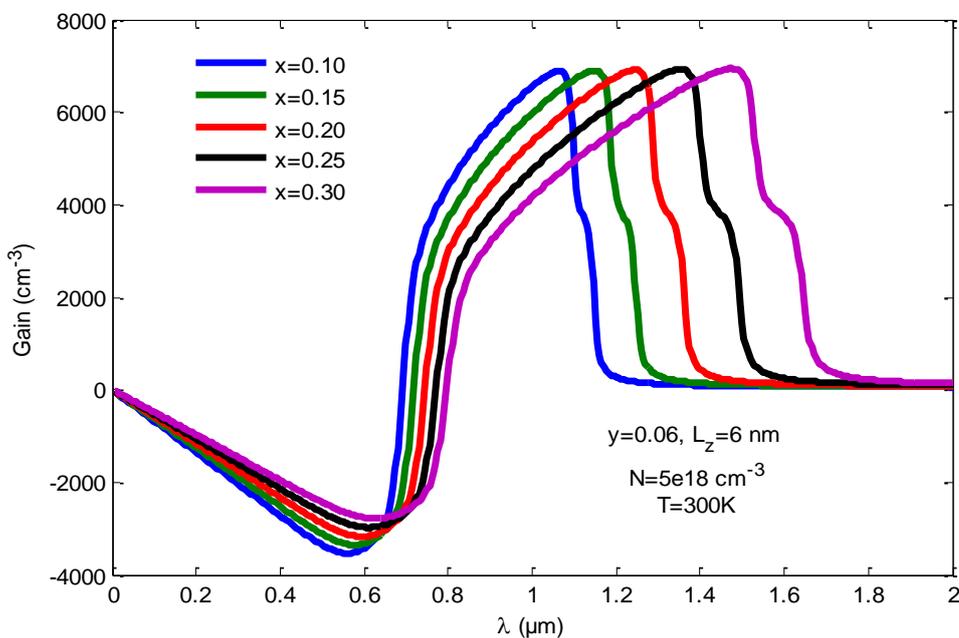


Figure 3. 15 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations de In.

Comme l'Indium, le bismuth entraîne une réduction du gap de la couche active donc une réduction de l'énergie de transition. Sur la figure (3.16) qui illustre la variation du gain en fonction de la longueur d'onde d'émission pour plusieurs concentrations de Bismuth, on remarque qu'avec l'augmentation de la concentration de Bi, le gain optique se décale vers des longueurs d'onde plus grandes, on atteint la longueur d'onde $\lambda = 1.455 \mu m$ pour une concentration de Bi de 12%.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

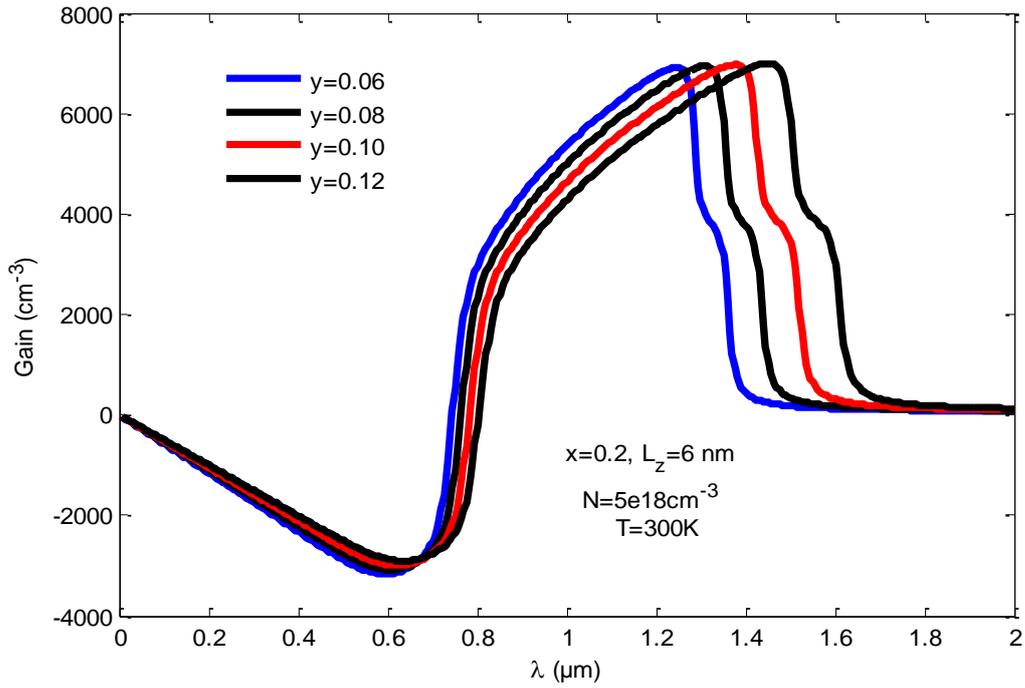


Figure 3. 16 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour différentes concentrations de Bismuth.

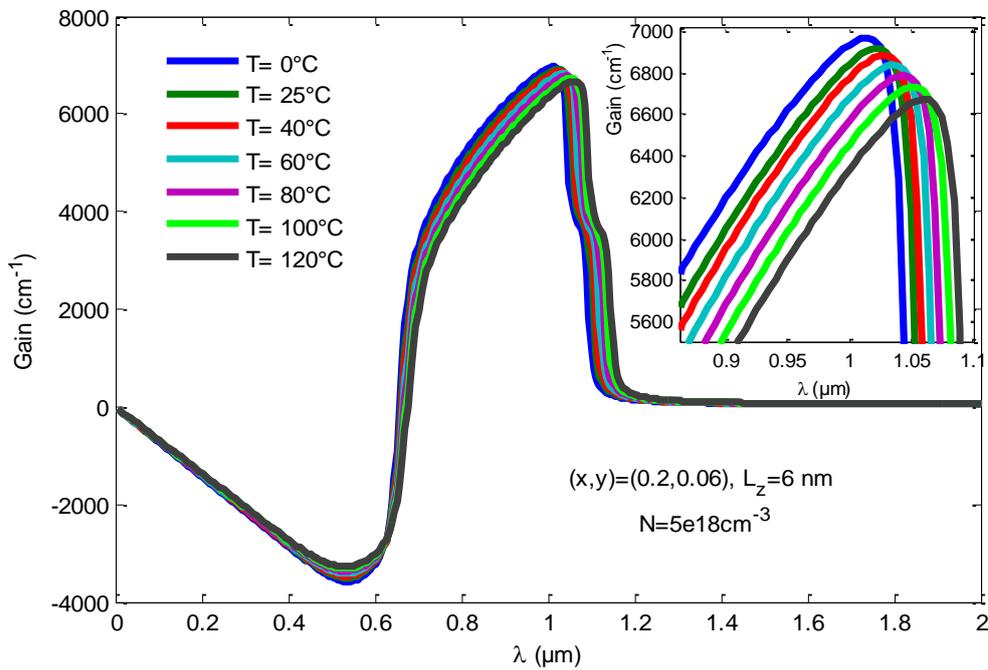


Figure 3. 17 : Variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures.

Chapitre 3 : Résultats et Discussion

La figure (3.17) montre la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission pour plusieurs valeurs de la température, l'augmentation de la température diminue légèrement l'énergie de la bande interdite du matériau quaternaire ce qui entraîne un petit décalage de la longueur d'onde d'émission vers des valeurs plus importante. Pour $\Delta T_{80^{\circ}-25^{\circ} C} = 55^{\circ}C$ on a $\Delta\lambda = 0.07 \mu m$. par contre on a une diminution du gain optique.

3.11. Conclusion

Dans ce qui a été illustré dans ce chapitre, la variation des paramètres du matériau semi-conducteur InGaAsBi en fonction de la concentration de l'Indium et le du Bismuth, a eu pour objectif d'obtenir le plus faible désaccord paramétrique entre le substrat GaAs, et la couche active InGaAsBi, aussi nous avons étudié l'effet de cette contrainte sur les bandes d'énergies, les barrières de potentiels et les niveaux de confinements, et ce pour déterminer leurs effets sur la longueur d'onde d'émission, et sur le gain optique.

Avec l'incorporation de l'Indium et le bismuth dans la couche active InGaAsBi on a eu une diminution de la contrainte, car pour toutes les concentrations de l'In et du Bi on obtient toujours une contrainte en compression. Pour avoir une contrainte de 2% on a In=20 % et Bi=7 %.

Concernant la longueur d'onde, elle augmente avec l'élargissement du puits quantique et pour cause celui-ci réduit l'énergie de transition qui est inversement proportionnelle à la valeur de la longueur d'onde.

Pour certaines concentrations de Bismuth et d'Indium notre matériau atteint la longueur d'onde du $1.55\mu m$.

Le gain optique diminue avec l'augmentation des concentrations de l'In et du Bi et donne une gamme d'émission plus importante.

Notons aussi que l'influence de la température diminue le gain optique et ne décale que légèrement les longueurs d'ondes d'émissions.

Conclusion Générale

Dans le cadre de ce travail nous nous sommes concentrés sur la structure InGaAsBi/GaAs à puits quantique contraint, appliqué aux systèmes de télécommunications.

En premier lieu nous avons abordé des généralités sur les lasers, leurs principes de fonctionnements, en définissant les différents types de lasers et leurs applications, on a mis la lumière aussi sur une nouvelle approche appliquée au composants électroniques et optoélectroniques qui est, d'utiliser le silicium avec d'autres matériaux, pour améliorer les propriétés d'émissions de lumière de ce dernier, pour cela on a présenté plusieurs méthodes.

La deuxième partie a été consacrée à l'étude des différents modèles mathématiques appliqués à notre structure. Passant par la mise en avant de l'utilisation des matériaux III-V, leurs applications, et leurs différentes caractéristiques. Nous avons utilisé Matlab pour les simuler.

La dernière partie traite les interprétations des simulations Matlab, pour les paramètres de notre structure, à savoir le paramètre de maille, celui du désaccord de maille, et en dernier la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde d'émission, et ce pour différentes caractéristiques. Notre structure donne une longueur d'onde qui peut atteindre les $1.55\mu\text{m}$ pour des concentrations de 30 % et 12% de l'In et du Bi.

L'étude du gain en fonction de la longueur d'onde pour différentes concentration de In et de Bi, montre que ce derniers diminue avec un décalage des longueur d'ondes vers des longueurs d'ondes plus grandes ; Nous avons aussi étudié la variation du gain optique en fonction de la longueur d'onde pour différentes températures, nous avons constaté que dans cette dernière simulation l'effet de la températures influe sur le gain en le diminuant, aussi elle entraine un léger décalage vers les grandes longueurs d'ondes.

Nous recommandons de continuer les études par la simulation de la densité du courant de seuil, le gain seuil et la puissance rayonnée, Qui peuvent faire l'objet d'un autre projet, afin de finaliser le travail dédié à la construction d'un laser VCSEL.

Annexes

A.1 Tableau périodique de Mendeleïev

1																	VIIIA	
	H 1,008																2	
	IA															VIIIA		
	IIA												III A	IV A	V A	VIA	VII A	4,00
2	3	4											5	6	7	8	9	10
	Li	Be											B	C	N	O	F	Ne
	6,94	9,01											10,8	12,01	14,01	16,00	19,0	20,2
3	11	12	IIIB		IVB	VB	VIB	VII B	VIII B		IB	II B	13	14	15	16	17	18
	Na	Mg											Al	Si	P	S	Cl	Ar
	23,0	24,3											27,0	28,1	31,0	32,1	35,5	39,9
4	19	20	21	22	23	24	25	26	27	28	29	30	31	32	33	34	35	36
	K	Ca	Sc	Ti	V	Cr	Mn	Fe	Co	Ni	Cu	Zn	Ga	Ge	As	Se	Br	Kr
	39,1	40,1	45,0	47,9	50,9	52,0	54,9	55,8	58,9	58,7	63,5	65,4	69,7	72,6	74,9	79,0	79,9	83,8
5	37	38	39	40	41	42	43	44	45	46	47	48	49	50	51	52	53	54
	Rb	Sr	Y	Zr	Nb	Mo	Tc	Ru	Rh	Pd	Ag	Cd	In	Sn	Sb	Te	I	Xe
	85,5	87,6	88,9	91,2	92,9	95,9	(99)	101,1	102,9	106,4	107,9	112,4	114,8	118,7	121,8	127,6	126,9	131,3
6	55	56	57 *	72	73	74	75	76	77	78	79	80	81	82	83	84	85	86
	Cs	Ba	La	Hf	Ta	W	Re	Os	Ir	Pt	Au	Hg	Tl	Pb	Bi	Po	At	Rn
	132,9	137,3	138,9	178,5	180,9	183,9	186,2	190,2	192,2	195,1	197,0	200,6	204,4	207,2	209,0	210	(210)	(222)
7	87	88	89 **															
	Fr	Ra	Ac															
	(223)	(226)	(227)															

Figure A.1 : Tableau périodique de Mendeleïev [29].

A.2 Caractéristique des matériaux

Il est nécessaire de connaître un certain nombre de paramètres physiques caractéristiques des matériaux utilisés dans cette thèse. Ces paramètres sont tirés des références [53] et récapitulés pour les principaux binaires dans le tableau ci-dessous :

Matériaux	GaAs	InAs	InBi	GaBi
a(nm)	5.653	6.058	6.686	6.324
E_g (eV)	1.42	0.414	0.2	-1.45
Constante élastique : C_{11} (Gpa)	1221	832.9	684.7	1192
Constante élastique : C_{12} (Gpa)	566	452.6	373.5	599
Masse effective des électrons : $m_e(m_0)$	0.0632	0.0213	0.0135	0.0390
Masse effective des trous lourds : $m_{hh}(m_0)$	0.5	0.517	0.2631	0.2500
Masse effective des trous légers : $m_{lh}(m_0)$	0.088	0.024	0.0152	0.0438
Constante de Varshni : A (meV/K)	0.54	0.27	0.32	0.597
Constante de Varshni : B (K)	204	93	170	140
Energie spin orbite Δ_0 (eV)	0.34	0.39	373.5	599
a_c (eV)	-7.17	-5.08	-6.94	-6.85
a_v (eV)	-1.16	-1.00	-0.36	0.79
Y1	6.98	20.0	34.8	13.4
Y2	2.06	8.5	15.5	4.7
Y3	2.93	9.2	16.5	6.0

Tableau A.2 : Paramètres physiques fondamentaux des principaux binaires III-V.

Références Bibliographiques

Références Bibliographiques

[1] Tiphaine Dupont :

“Réalisation sources laser III-V sur silicium”. Ecole Centrale de Lyon, 2011.

[2] Julien Maury :

“ Étude et caractérisation d'une fibre optique amplificatrice et compensatrice de dispersion chromatique ”. Thèse de doctorat. Université de Limoges, 2003.

[3] Mohamed Mehdi Rebaï :

“ Analyse des circuits intègres par laser en mode sonde Electronique”. Université de Bordeaux, 2014.

[4] J. K. Jani:

“Development of Wide-Band gap Ingan Solar Cells for high efficiency Photovoltaics”. Georgia institute of technology, (august, 2008).

[5] A.J. Heeger :

“Light Emission from Semiconducting Polymers: Light Emitting Diodes, Light-emitting Electrochemical Cells, Lasers, and White Light for the Future, Sol. State ”. Commun. 107 ,111 (1998) .

[6] D.A.B Miller:

“physical reasons for optical interconnecting”. Optoelectronicx (1997).

[7] Anonyme :

Cours de formation en sécurité laser université de sherbrooke Montréal.

[8] Sébastien FORGET :

“Les LASERS et leurs applications ”. Université Paris –Nord

[9] R. L. Byer:

“Diode laser-pumped solid-state lasers”, Science 239, 742 (1988).

[10] www.directindustry.fr/fabricant-industriel/laser-yag-69788.html.

[11] Sébastien Forget :

“Cours de lasers”. Laboratoire de physique des lasers. Université Paris Nord

[12] Didier Hottois, Bernard Guigues, Jean-louis Coudert:

Construction mécanique des machines électriques tournantes. Septembre 1996.

[13] Damien Gatinel:

“Chirurgie réfractive et contactologie”. n°242.Mai 2017.

[14] Chihiro Hamaguchi :

"Basic Semiconductor Physics", Springer Heidelberg Dordrecht London New York, (Second Edition 2010).

Références Bibliographiques

[15] **directindustry.fr**

[16] **Maurus Tacke:**

"Lead-salt lasers", Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, vol. 359, n° 1780, 15 mars 2001.

[17] **Normand Erwan, Howiesonlain, McCulloch, Michael T:**

"Quantum-cascade lasers enable gas-sensing technology" Avril 2007.

[18] **Vurgaftman, I.Weih:**

" Interband cascade lasers", Journal of Physics D: Applied Physics, vol. 48, n° 12, 2015.

[19] **Singh, J:**

"Electronic and Optoelectronic Properties of Semiconductor Structures". University of Michigan, Cambridge University Press, (2003)

[20] **Hyundai Park, Alexander W. Fang, Satoshi Kodamaa, and John E. Bowers:**

"Hybrid silicon evanescent laser fabricated with a silicon waveguide and III-V offset quantum wells" published in Optics Express, 2005

[21] **A Green, J Zhao, A. Wang , J Reece, et M Gal :**

" Efficient silicon light-emitting diodes" Nature 412,805-808 (2001).

[22] **Ghione, G :**

"Semiconductor Devices for High-Speed Optoelectronics". Politecnico Ditorino, Italy, Cambridge University Press, (2009).

[23] **Bediar, M :**

"Caractéristiques des Structures Lasers a Puits Quantiques Contraints", Université de Bataba, (2007).

[24] **Yves Brunet :**

"Cours de lasers pour master 2 ". Université de Montpellier 2 (2012).

[25] **N. Daldosso, D. Navarro-Urrios, M. Melchiorri, C. Garcia, L. Paversi :**

"Er-coupled Si nanocluster waveguide." IEEE. J.Sel.Top.Quant. 12,1607-1617 (2006).

[26] **G. Cloutier , P. A Kossyrev, et I. Xu:**

"Optical gain and stimulated emission in periodic nanopatterned crystalline silicon". Nat. Mater. 4,887 -891 (2005).

[27] **H. Ron.g, R. Jones, A.Liu, O.Cohe, D. Hak, A.Fang, et M.Paniccia**

"A continuous-wave Raman silicon laser". Nature 433,725-728 (2015).

[28] **J. Liu,X. Sun, D.Pan, X. Wang, L.C. Kimerling, T. L. Koch, et J Michel :**

Références Bibliographiques

" Tensile-strained, n-type Ge as a gain medium for monolithic laser integration on Si" .Opt . Express 15, 11272 11277 (2007).

[29] www.wikipedia.org/wiki/fichier:Mendeleiev.jpg

[30] **Abderrachid BECHIRI :**

Thèse de doctorat 2006 université MENTOURI Constantine.

[31] **Jessica Bolinsson, Philippe Caroff, Bernhard Mandl, Kimberly A Dick:**

"Wurtzite–zincblende superlattices in InAs nanowires using a supply interruption method", Nanotechnology, vol. 22, n° 26, 2011.

[32] **Damien BORDEL :**

"Développement de nouveaux substrats compliant pour l'hétéro épitaxie de semiconducteurs thèse de doctorat". École centrale de Lyon 2007.

[33] **BESTAM Rachid :**

"Modélisation et simulation d'une structure a base de semi-conducteur III-V pour le photovoltaïque".Thèse de magistère. Université de Blida 2011.

[34] **Hector Cotal, C. F :**

"III–V Multijunction Solar Cells for Concentrating Photovoltaics". Energy & Environmental Science, 174–192, (september 2008).

[35] **Neudeck, W. R. F:**

"Advanced Semiconductor Fundamentals", Prentice Hall, New Jersey, (Second Edition).

[36] **Easterling, K. E:**

"Phase Transformations in Metal and Alloys", Chapman & Hall, London, (1981).

[37] **SEGHILANI Mohamed Seghir :**

"Modélisation et simulations d'une structure à multi-puits quantiques à base de GaInAs (N,Sb)/GaAs". Thèse de magistère. Université de Blida. Département d'électronique.

[38] **AISSAT ABDELKADER :**

"Modélisation et calcul du gain optique et du courant de seuil d'un laser à puits quantique contraint à base de GaInAs/InP". Thèse de magistère. Université BLIDA, 1999.

[39] **JOACHIN PIPREK:**

"Semi-conductors, introduction to physics and simulation". ACADEMIC PRESS, Elsevier, 2003.

[40] **W. Walukiewicz, W. Shan, J. Wu, K.M. Yu and J.W Ager:**

"Dilute Nitride semiconductors". Elsevier, 2005 pp 325-359.

[41] **AISSAT Abdelkader :**

"Cours matériaux pour l'optoélectronique". Université de Blida 2017.

Références Bibliographiques

[42] Denis Wertz :

"molecular science general chemistry 1". Spiral-bound – 2006.

[43] DAOUDI ATTIA :

"Etude et simulation du gain optique d'un laser à puits quantique à base de AlGaIn/GaN". Thèse de magistère. Université BLIDA, 2004.

[44] B. de Cremoux :

"Les diodes laser : des principes aux développements récents, partie2". Laboratoire central de Recherche Thomson-CSF, France 1994

[45] R. Kudrawiec, M. Motyka, J. Andrzejewski, J. Misiewicz, D. Gollub and A. Forchel :

" Photoreflectance and photoluminescence study of step-like GaInNAs/GaNAs/GaAs quantum wells". IEE Proc.-Optoelectron., Vol. 151, No. 5, 313-316 October 2004

[46] Yang, X., Heroux, J.B., Jurkovic, M.J. & Wang, W.I:

"Low-threshold 1.3 μm InGaAsNSb-GaAs single-quantum-well lasers grown by molecular beam epitaxy". IEEE Photon. Technol. Lett., 12, 128–130. (2000)

[47] A.Fisher, H.Kuhn and H.Richter:

"New approach in equilibrium theory for strained layer relaxation". Phys. Rev. Lett. 73, 2712–2715 (1994).

[48] Philippe Mercure :

"Calcul de gain optique de structures à puits quantiques sous contraintes". Thèse de doctorat. Ecole polytechnique de Montréal (2006).

[49] ROBERT P. SARZALA:

"Physical analysis of an operation of GaInAs/GaAs quantum-well vertical-cavity surface-emitting diode lasers emitting in the 1.3- μm wavelength range". Optica Applicata, Vol. XXXV No. 2, pp 225-240 2005.

[50] Bethoux, J.-M :

"Relaxation des Contraintes dans les Hétérostructures épaisses (Al,Ga)_n : une Piste Originale pour la Réalisation de Diodes Electroluminescentes à Cavité Résonante", Université de Nice Sophia-Antipolis, septembre 2004.

[51] Y. Van CLUMINAL :

"Réalisation et étude de diodes lasers à base de GaSb émettant vers 2.3 μm pour application à l'analyse des gaz". Thèse de doctorat. Université MONTPELLIER II, 1997.

[52] T. H. Maiman :

"Stimulated Optical Radiation in Ruby". Nature, 187, 493-494, (1960).

[53] Vurgaftman, J. R. Meyer, L. R. Ram-Mohan:

" Band parameters for III–V compound semiconductors and their alloys", American Institute of Physics, J. Appl. Phys. 89, 5815 (2001).