

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

FACULTE DE TECHNOLOGIE
DEPARTEMENT ELECTRONIQUE
N° :.....



FILIERE : Electronique
OPTION : MICROELECTRONIQUE

Mémoire présenté pour l'obtention
Du diplôme de Master Académique

Par:

BOUKHOUIDEM LAMOURI
AOUNI QOTEYBA
THEME

Étude et simulation des propriétés
optoélectroniques du Laser à semi-conducteurs
type DFB

Soutenu devant le jury composé de:

Dr. KAHLOUCHE Ahmed	Université de M'sila	Président
Dr. KEBAILI Farida	Université de M'sila	Rapporteur
Dr. BOURAS Mounir	Université de M'sila	Rapporteur
Me. CHAABANE Rayane	Université de M'sila	Examineur

Année universitaire : 2020 /2021

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

Remerciements

Tout d'abord, Nous remercions ALLAH miséricorde de nous avoir donné la volonté, le courage et la patience qui nous ont permis de réaliser ce travail.

Nous tenons à exprimer nos vifs remerciements à notre encadreur Dr. Kebaili Farida et Dr. Bouras Mounir d'avoir proposé ce sujet, et dirigé notre travail durant la période d'élaboration de ce mémoire. Nous exprimons notre profonde gratitude pour nous avoir fait profiter de leurs connaissances, mais aussi de leurs méthodes de travail, et surtout de leur rigueur scientifique.

Nos remerciements s'adressent également à tous les membres de Jury, qui ont accepté de nous honorer, de leur présence et de juger notre travail.

Nos remerciements vont aussi à tous les enseignants du département d'électronique.

Enfin, nos remerciements A tous ceux qui ont contribué de près ou de loin à la réalisation de ce projet de fin d'études.

Dédicaces

On voudrait dédier ce modeste travail à tous ceux qui sont chers à nos cœurs, qui ont pris soin de nous et qui ont tout sacrifié pour nous, nos chères mamans.

A nos papas qui nous ont soutenus tout le long de nos cursus scolaire et universitaire et qui ont su donner tant d'efforts pour notre bien et réussite.

A nos frères et sœurs qui sont chers à nos cœurs.

À toute la famille Boukhoudem et Aouni.

À tous nos amis qui nous ont accompagnés Le long de nos cursus.

À tous nos professeurs de l'école primaire à l'université.

À tous ceux qui sont chers à nos cœurs.

TABLE DES FIGURES

Figure	Titres	Numéro de la page
1.1	diagramme des bandes d'énergie	6
1.2a	Semi-Conducteur à gap direct	7
1.2b	Semi-Conducteur à gap indirect	7
1.3	semi-conducteur intrinsèque à base de silicium	9
1.4a	semi-conducteur extrinsèque type n	10
1.4b	semi-conducteur extrinsèque type P	11
1.5	<i>Schéma de l'absorption inter bande</i>	11
1.6	<i>Schéma de l'émission spontanée</i>	12
1.7	Schéma de l'émission stimulée	13
1.8	<i>schéma synoptique d'une Diode Laser</i>	15
1.9	diode laser DBR et DFB	17
1.10	laser DBR	18
1.11	Géométrie d'une cavité laser DFB	20
1.12	Réseau de Bragg	20
1.13	Modulations d'indice de différents types de réseaux de Bragg	21
1.14	Réseau apodisé intégré dans un guide d'onde	22
1.15	Réseau présentant un saut de phase	23
1.16	Réseau de Bragg échantillonné	23
2.1	Illustration schématique de la structure de bande de l'AlGaAs	29
2.2	Illustration schématique de notre modèle de transport appliqué aux régions de puits quantiques	33
3.1	représente la fenêtre de logiciel LASERMOD	42
3.2	Exemple d'implantation, d'un réseau uniforme (a) et d'un réseau uniforme déphasé (b)	43
3.3	profil d'indice d'un DFB Uniform (a) et déphasé (b)	44

3.4	Le Profil de mode (gauche) et coupe transversale le long du puits quantique (droite) du mode fondamental d'UNDFB Uniform	45
3.5	Le Profil de mode (gauche) et coupe transversale le long du puits quantique (droite) du mode fondamental d'UNDFB avec déphasage	45
3.6	Spectre de transmission de chaque réseau superposé au gain du matériau d'un laser DFBUiforme (a) et d'un DFB avec déphasage	46
3.7	Spectre optique en dessous (gauche) et au-dessus (droite) du seuil de l'effet laser DFB Uniform	47
3.8	Spectre optique en dessous (gauche) et au-dessus (droite) du seuil d'effet laserDFB avec déphasage	47
3.9	Caractéristiques puissance- courant d'un DFB Uniform (a), et d'unDFB avec déphasage (b)	48

Sommaire

Introduction générale.....	1
I. Introduction.....	4
II. La physique de semi-conducteurs.....	4
II.1. Le semi-conducteur	4
II.2. Théorie de bandes	5
II.3. Gap direct et indirect	6
II.3.1. Semi-conducteur à gap direct	6
II.3.2. Semi-Conducteur à gap indirect	7
II.4. Types de semi-conducteurs	8
II.4.1. Semi-conducteur intrinsèque	8
II.4.2. Semi-conducteurs extrinsèques.....	9
II.5. L'émission de lumière par un semi-conducteur	11
II.5.1. Absorption inter bande	11
II.5.2. Emission spontanée	12
II.5.3. Emission stimulée	12
II.6. L'inversion de population	13
II. 7. Les diodes LASER.....	14
II.7.1. Structure et principe de fonctionnement du Diode laser à semiconducteur	14
II.7.2. Condition d'oscillation laser	16
II.7.3. Diode LASER à réseau	16
III. Réseau de Bragg	20
III.1 Réseau uniforme	22
III.2 réseau à amplitude variable.....	22
III.3 réseau à couplage variable (apodisé).....	22
III.4 réseau à pas variable (chirpé).....	22
III.5 réseau à saut de phase.....	23
III.6 réseau échantillonné	23
V. Conclusion	23
I. Introduction.....	26
II. Les optiques.....	26
II.1.1.équations des modes optiques.....	26
II.1.2.Équation de vitesse du photon.....	27
II.2.structure de bande.....	28
II.3.Gain	29

II.4. Transport de porteurs	30
<i>II.5.1. Recombinaison d'Auger</i>	33
<i>II.5.2. Recombinaison Shockley-Read-Hall</i>	34
<i>II.5.3. Interface de Recombinaison de piège</i>	34
<i>II.5.4. La recombinaison spontanée</i>	34
<i>II.5.5. La recombinaison stimulée</i>	35
<i>II.5.6. Courant et mobilité du porteur</i>	35
<i>II.5.7. Mobilité en fonction de la température</i>	35
<i>II.5.8. Modèle de mobilité en fonction du dopage et de la température</i>	36
<i>II.5.9. Interfaces matérielles</i>	36
III. Conclusions	37
I. Introduction	39
II. Présentation sur Les logiciels (Rsoft, LASERMOD)	39
II.1. Introduction	39
II.2. LaserMOD	39
<i>II.2.1. Caractéristiques standard (L-I, I-V)</i>	40
<i>II.2.2. Configuration de pré-simulation</i>	41
<i>II.2.3. Techniques de précision des performances des lasers</i>	41
<i>II.2.4. Modèle de gain</i>	42
<i>II.2.5. Fenêtre de logiciel LASERMOD</i>	42
<i>II.2.6. Laser à rétroaction distribuée DFB (Distributed Feed Back)</i>	43
III. Laser DFB à réseau uniforme et à réseaux déphasé	43
III.1. Description des structures	43
III.2. Profile d'Indice	44
III.3. Calcul des modes	44
IV. Puissance optique et caractéristique courant-tension	47
V. Conclusion	49
Conclusion Générale	51

Introduction générale

Introduction générale

Dans l'ensemble des matériaux, les semi-conducteurs constituent une classe bien définie, avec des propriétés physiques particulières qui sont sources d'intérêt au plan de la connaissance fondamentale et à celui des applications. Ces deux facteurs indissociables font l'importance de ces matériaux, malgré le nombre limité d'éléments et de composés semi-conducteurs. Principalement remarquables par leurs propriétés électroniques, les semi-conducteurs interviennent dans presque tous les équipements électriques et optiques.

La plus grande partie des composants (transistors, diodes, et ce qu'on appelle puce en générale) sont réalisés en silicium qui joue un rôle prépondérant, sa technologie et sa connaissance théorique ont atteint des niveaux inégalés. [1]

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

Préférables. On citera par exemple quelques composés binaires et ternaires, GaAs, InP, GaAlAs, InGaAs,... Les propriétés de ces matériaux sont très intéressantes pour les performances de ces dispositifs.

Les lasers à semi-conducteur ont connu un essor très important et ont investi de nombreux domaines. La vaste gamme de longueur d'onde émise par ces composants a donné naissance à une multitude d'applications. Aujourd'hui, les diodes lasers émettant dans le visible et le proche infra-rouge sont des composants arrivés à maturité et sont exploités dans de nombreux domaines, tels que les télécommunications par fibre optiques, l'impression laser, les systèmes de lecture optique (lecture de code barre, CD, DVD). Ce succès commercial s'explique essentiellement par les faibles coûts de production, la réalisation de dispositifs très compacts, et les progrès des techniques de fabrication. [2]

Le développement dans le domaine de l'informatique a connu le même essor que l'optoélectronique, le coût exorbitant lors de la fabrication de nouveaux composants a poussé les chercheurs à utiliser la simulation pour mieux comprendre les phénomènes physiques et pour proposer des pistes d'amélioration des structures et de nouvelles architectures de dispositifs à moindre coût. Aujourd'hui les logiciels de simulation jouent un rôle très

Introduction générale

important [4]. En effet, avant la fabrication d'un composant électronique, on procède à une simulation qui est définie dans le cas général comme une technique permettant de reproduire d'une façon virtuelle le comportement d'un phénomène réel, et dans ce cas, les résultats obtenus sont très satisfaisants, car la simulation gagne en termes de coût et de temps par rapport à la fabrication. Principalement deux sociétés internationales se partagent le marché mondial de la simulation de composants : SILVACO et SYNOPSIS.

Malgré les progrès réalisés dans le domaine de l'optoélectronique, l'homme aspire toujours à de meilleures performances en fabriquant des composants qui génèrent des puissances importantes tout en injectant des courants faibles. Pour cela, nous allons étudier et simuler une diode laser avec le logiciel RSOFT SYNOPSIS, en se focalisant sur les différents paramètres caractérisant cette diode. [3]

Ce mémoire est constitué de trois chapitres.

Dans le premier chapitre, nous avons mis l'accent dans un premier temps sur les semi-conducteurs, Puis nous avons présenté les aspects physiques et quelques notions fondamentales nécessaires pour l'étude du LASER DFB.

Le deuxième chapitre a pour exposer les principales équations fondamentales régissant le transport dans le LASER DFB.

Tan disque le troisième chapitre est consacré à présenter et interpréter les différents résultats issue de la simulation par le logiciel RSOFT.

Le manuscrit couronne par une conclusion.

Chapitre I :
Notions préliminaires importantes
sur les lasers à semi-conducteurs

I. Introduction

Pour les sources optoélectroniques, tel que les lasers, les semi-conducteurs sont les matériaux de choix, puisque, ils permettent à la fois la conduction du courant électrique et le guidage de la lumière.

Ce chapitre rappelle simplement en premier lieu la description des notions de base dans un cristal semi-conducteur. Ces notions sont naturellement indispensables pour comprendre comment un cristal peut émettre de la lumière, ensuite, présenter les propriétés physiques et structurelles des lasers à semi-conducteurs.

II. La physique de semi-conducteurs

II.1. Le semi-conducteur

Un semi-conducteur est un matériau qui possède une conductivité électrique intermédiaire entre celle des métaux et celle des isolants.

Le comportement électrique des semi-conducteurs est généralement modélisé, en physique de l'état solide, à l'aide de la théorie des bandes d'énergie. Selon celle-ci, un matériau semi-conducteur possède une bande interdite suffisamment petite pour que des électrons de la bande de valence puissent facilement rejoindre la bande de conduction. Si un potentiel électrique est appliqué à ses bornes, un faible courant électrique apparaît, provoqué à la fois par le déplacement des électrons et par celui des « trous » qu'ils laissent dans la bande de valence.

La conductivité électrique des semi-conducteurs peut être contrôlée par dopage, en introduisant une petite quantité d'impuretés dans le matériau afin de produire un excès d'électrons ou un déficit. Des semi-conducteurs dopés différemment peuvent être mis en contact afin de créer des jonctions, permettant de contrôler la direction et la quantité de courant qui traverse l'ensemble. Cette propriété est à la base du fonctionnement des composants de l'électronique moderne : diodes, transistors, etc.

Le silicium est le matériau semi-conducteur le plus utilisé commercialement, du fait de ses bonnes propriétés, et de son abondance naturelle même s'il existe également des dizaines d'autres semi-conducteurs utilisés, comme le germanium, l'arséniure de gallium ou le carbure de silicium.

Le comportement des semi-conducteurs, comme celui des métaux et des isolants est décrit via la théorie des bandes. Ce modèle stipule qu'un électron dans un solide ne peut que prendre des valeurs d'énergie comprises dans certains intervalles que l'on nomme « bandes », plus spécifiquement bandes permises, lesquelles sont séparées par d'autres « bandes » appelées bandes d'énergie interdites ou bandes interdites. [4]

II.2. Théorie de bandes

Les propriétés électriques d'un matériau sont déterminées par la distribution de la charge dans celui-ci. La conduction dépend de l'occupation des électrons dans leur bande d'énergie.

Il existe 3 bandes d'énergie qui décrivent le comportement d'un matériel et désignent son type [5] :

- La première bande dite bande à faible énergie qui correspond à des électrons au maintien de la structure cristalline, ce sont les électrons dit de valence et qui ne sont pas libres, c'est pour cela que cette bande est appelée « bande de valence » BV.
- La deuxième bande est la bande à haute énergie qui correspond à des électrons quasi libre de se détacher de la structure et qui par conséquent peuvent participer à une conduction électrique, cette bande est appelée « bande de conduction » BC.
- La troisième bande s'appelle « la bande interdite » BI et c'est la bande qui se situe entre le haut de la bande de valence et le bas de la bande de conduction. Elle est uniquement définie dans le cas des semi-conducteurs.

On distingue « isolant » ou « conducteur » par la largeur de la bande interdite qui est la différence d'énergie entre la bande de conduction et la bande de valence qui est appelée GAP.

$$E_g = E_c - E_v \quad (1.1)$$

A partir des bandes d'énergie citées précédemment, on arrive à définir 3 types de matériaux voir Figure 1.1 et qui sont les suivants :

- ✓ Conducteurs : tel que le fer, le cuivre, l'or, l'argent et l'aluminium sont des conducteurs de courant électrique de manière facile. Ces matériaux correspondent à la bande haute d'énergie appelée aussi conductrice. Dans ces derniers la bande de conduction et la bande

de valence se chevauchent, les électrons peuvent donc passer directement de la bande de valence à la bande de conduction et circuler dans tout le solide.

- ✓ Isolant : les isolants sont des matériaux non conducteurs de courant électrique tel que le verre, le mica, la silice et le charbon. Les électrons dans ces métaux ne sont pas libres, ils sont fortement attachés à l'atome. Ils correspondent à la bande de valence, la bande de conduction dans ces métaux est habituellement vide.
- ✓ Les semi-conducteurs : un semi-conducteur est un matériel qui n'est ni tout à fait conducteur ni tout à fait isolant, comme il peut être soit l'un ou l'autre selon divers condition [5].

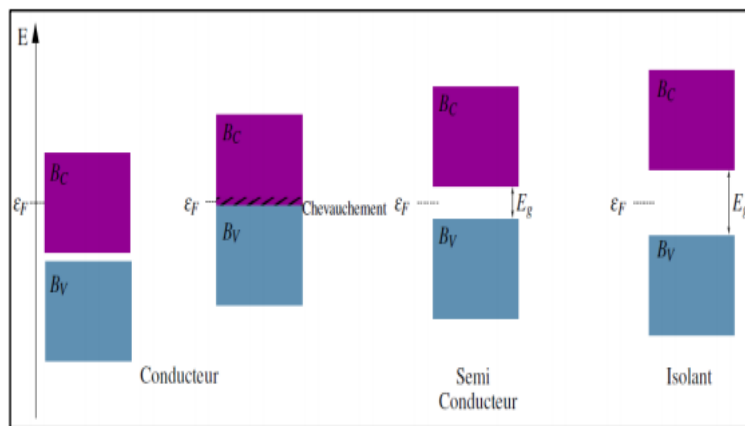


Figure 2.2 : diagramme des bandes d'énergie [5].

II.3. Gap direct et indirect

Considérons le gap des différents semi-conducteurs. Le gap est par définition la largeur de la bande interdite, c'est à dire la différence d'énergie entre le minimum absolu de la bande de conduction et le maximum absolu de la bande de valence. Les structures de bande font apparaître deux cas fondamentaux de semi-conducteur

II.3.1. Semi-conducteur à gap direct

Dans les semi-conducteurs à gap direct le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction sont au même point ; voir figure 1.2.(a), (même vecteur d'onde \vec{k}) la transition électronique entre le haut de la bande de valence BV et le bas de la bande de conduction BC conserve le vecteur d'onde :

$$\Delta\vec{k} = \vec{0} \quad [6]. \quad \text{Dans ce cas : } \Delta\vec{p} = h\Delta\vec{k} = \vec{0}$$

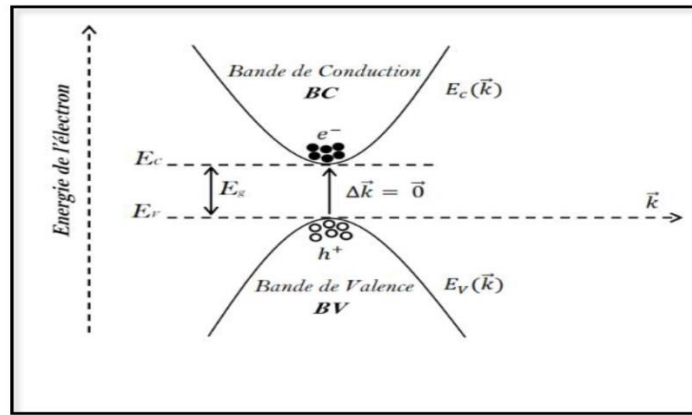


Figure 1.2.(a) : Semi-Conducteur à gap direct [6].

\vec{k} Est le vecteur d'onde associé à l'électron.

$\vec{p} = \hbar\vec{k} = m\vec{v}$: La quantité de mouvement.

$E_c(\vec{k})$ et $E_v(\vec{k})$ sont respectivement les relations de dispersion dans la bande de conduction et la bande de valence.

II.3.2. Semi-Conducteur à gap indirect

Dans le cas des semi-conducteurs à gap indirect le minimum de la bande conduction est situé à une distance $\Delta\vec{k} \neq \vec{0}$ du maximum de la bande de valence.

La transition électronique entre le haut de la bande de valence (BV) et le bas de la bande de conduction (BC) est accompagnée par le changement de la quantité de mouvement $\Delta\vec{p}$ c'est-à-dire le vecteur d'onde n'est pas conservé $\Delta\vec{k} \neq \vec{0}$ et $\Delta\vec{p} = \hbar\Delta\vec{k} \neq 0$

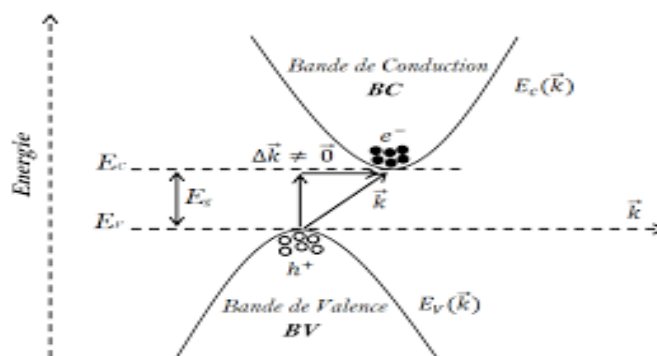


Figure 1.2.(b) : Semi-Conducteur à gap indirect [7].

II.4. Types de semi-conducteurs

Les semi-conducteurs se différencient selon leur densité de trous et d'électron qui peut varier selon divers paramètres.

La température est déterminante pour certains semi-conducteurs alors qu'elle l'est moins pour d'autres. Les types de semi-conducteur sont les suivant :

II.4.1. Semi-conducteur intrinsèque

Un semi-conducteur intrinsèque est un semi-conducteur complètement pur, non dopé, c'est-à-dire qui ne contient pas d'atomes étrangers. Par exemple le semi-conducteur de germanium intrinsèque ne contient que des atomes de germanium Ge.

A de très basses températures ces matériaux se comportent comme des isolants, leurs conductivités augmentent avec l'augmentation de cette dernière, car grâce à la température, quelques électrons qui se trouve dans la bande de valence, s'excitent et quittent la liaison vers la couche de conduction en laissant derrière eux des trous. [7]

Dans les semi-conducteurs intrinsèques le nombre d'électrons excités (n), le nombre de trous (p) et la densité de porteur intrinsèque (n_i) sont égaux (voir figure 1.3).

$$n = p = n_i \quad (1.3)$$

Avec:

$$\begin{aligned} n &= N_c \cdot e^{-\left(\frac{E_C - E_F}{K_B T}\right)} \\ p &= N_v \cdot e^{-\left(\frac{E_F - E_V}{K_B T}\right)} \end{aligned} \quad (1.4)$$

n : Nombre d'électrons dans la bande de valence.

p : Nombre de trous dans la bande de valence. N_c : Densité effective des électrons dans la bande de conduction.

N_v : Densité effective des trous dans la bande de conduction.

E_F : Niveaux de Fermi.

T : Température(K). K_B : La constante de Boltzmann $K_B = 1,380650 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$

De même on déduit la densité du porteur intrinsèque noté n_i :

On a:

$$n_i = p = n \quad n_i^2 = p \cdot n \quad (1.5)$$

$$n_i = \sqrt{N_c \times N_v} \cdot e^{-\left(\frac{E_g}{2k_B T}\right)} \quad (1.6)$$

E_g : Energie du gap.

Les semi-conducteurs intrinsèques ne sont pas considérés bon conducteurs n_i bon isolant.

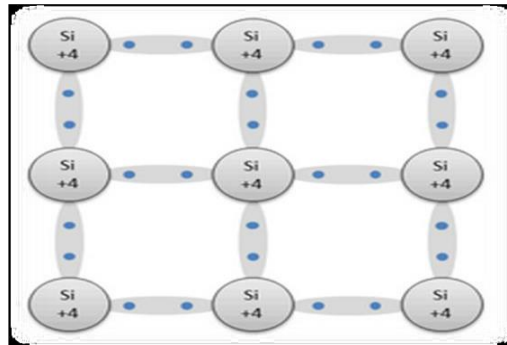


Figure 1.3 : semi-conducteur intrinsèque à base de silicium [8].

II.4.2. Semi-conducteurs extrinsèques

Les semi-conducteurs extrinsèques sont des semi-conducteurs impures, qui ont été intentionnellement dopés en leurs ajoutant des impuretés, dans le but d'améliorer leurs conductions. Ce processus d'ajout d'impureté s'appelle le dopage, lors de ce dernier les impuretés vont se lier chimiquement aux atomes du semi-conducteur.

- On retrouve le niveau de dopage comme suit :

$$\text{niveau de dopage} = \frac{\text{nombre d'impuretés}}{\text{nombre de puretés}} \quad (1.7)$$

Il existe deux types de semi-conducteurs extrinsèques :

II.4.2.1. Semi-conducteur de type n

Dans ce type les impuretés sont des atomes de la 5emes colonne de la classification périodique des éléments. Les éléments les plus utilisés dans le dopage sont l'arsenic (As) et le phosphore (P), ces éléments contiennent 5 électrons dans la couche externe.

Les atomes de silicium ou de germanium cristallisent dans une structure où chaque atome est relié à 4 atomes voisins par des liaisons covalentes impliquant 2 électrons pour

chaque liaison. Si on introduit le phosphore qui est un atome ayant 5 électrons de valence (figure 1.4(a)), cet atome prend la place d'un atome du cristal. 4 des électrons de l'impureté participeront aux 4 liaisons avec les 4 atomes voisins du cristal, le 5^{ème} électron restera célibataire. A cet atome d'impureté est associé un niveau d'énergie appelé niveau donneur qui se situe juste en dessous de la bande de conduction. L'écart entre ce niveau et la bande de conduction étant faible, un électron d'un niveau donneur peut facilement passer dans la bande de conduction sous l'action de l'agitation thermique et augmenter la conductivité électrique.

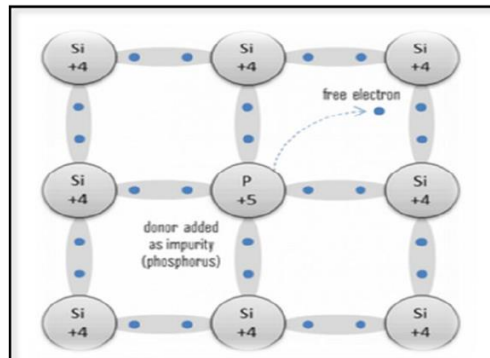


Figure 1.4.(a): semi-conducteur extrinsèque type n [8].

II.4.2.2.Semi-conducteur de type P

Les impuretés de ce type sont des atomes de la 3^{ème} colonne de la classification périodique des éléments. Les éléments les plus utilisés sont le Bore (B) et le gallium (Ga).

Dans ce type de semi-conducteurs, les impuretés sont plus pauvres en électrons que les atomes du solide, il manque alors un électron suite au dopage ce qui donne un trou.

Le bore par exemple à savoir qu'il peut partager 3 électrons (voir figure 1.4(b)), ce qui veut dire qu'il peut saturer 3 liaisons sur 4. Il manque donc une liaison par atome d'impureté auquel correspond un niveau d'énergie situé juste au-dessus de la bande de valence. Ce niveau est appelé niveau accepteur. Au zéro absolu, ces niveaux accepteurs sont vides ; lorsqu'on augmente la température, ils peuvent être occupés par des électrons provenant de la bande de valence. Les niveaux libres de cette dernière engendrent des trous et la conductivité devient de type p lorsqu'on augmente le dopage [6].

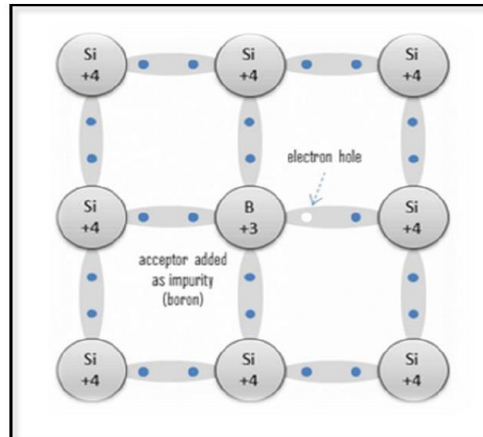


Figure 1.4.(b) : semi-conducteur extrinsèque type P [6].

II.5. L'émission de lumière par un semi-conducteur

Un point important à signaler, c'est la dynamique des porteurs dans les bandes d'énergie, il existe trois types de réactions photoniques possibles :

II.5.1. Absorption inter bande

Lors de l'absorption, un photon incident est absorbé par un électron de la bande de valence qui passe alors à la bande de conduction (figure 1.5). Pour que ce phénomène se produise, il faut que le photon incident ait une énergie supérieure à la bande interdite. Le phénomène laisse un trou dans la bande de valence. C'est ce phénomène qui sert de pompes optiques ou électriques, dans certaines sources de rayonnement et il est aussi le mécanisme utilisé pour l'opération des photos détectrices [8].

La transition de l'état E_1 à l'état E_2 (par l'électron) se fait par l'absorption d'un photon d'énergie,

$$E_{21} = E_2 - E_1 = h\nu \quad (1.8)$$

Où h est la constante de Planck.

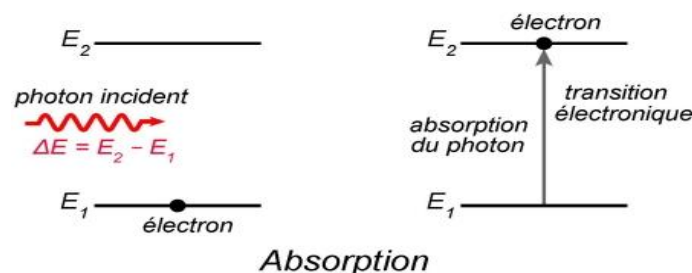


Figure 1.5 : Schéma de l'absorption inter bande

II.5.2. Emission spontanée

L'émission spontanée est une recombinaison radiative résultant d'une transition électronique de bande à bande (figure. I.6). Cette radiation est une émission isotrope (*i.e.* dans toutes les directions) et incohérente (l'émission est faite avec une phase arbitraire et même fluctuante). L'énergie du photon émis est celle qui correspond à l'énergie de la bande interdite. Dans les gaz, les niveaux atomiques sont bien définis et la radiation émise sera d'une énergie précise ou d'un spectre d'allure monochromatique. Par contre, dans les semi-conducteurs, l'état excité de l'électron se trouve dans la bande de conduction. On a alors affaire à une distribution d'états qui produiront un spectre d'émission beaucoup plus étalé, Il y a une densité d'états dans la bande de conduction, de sorte que le spectre d'émission est en général élargi. L'émission spontanée se produit dans 10^{-8} à 10^{-9} s après l'excitation. C'est ce type d'émission qui domine dans les diodes électroluminescentes et aussi dans les diodes laser sous le seuil d'oscillation [9].

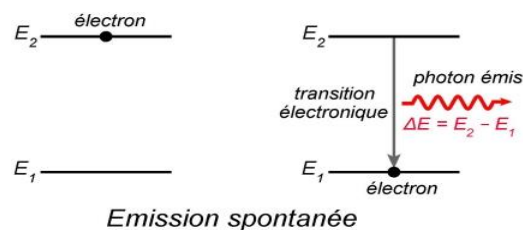


Figure 1.6 : Schéma de l'émission spontanée

II.5.3. Emission stimulée

La transition entre les états électroniques peut être stimulée par la présence d'une radiation électromagnétique qui a une énergie $E = h\nu$ au moins aussi grande que l'énergie de la bande interdite E_g où h est la constante de Planck. Dans ce cas, le photon incident provoque la recombinaison de la paire électron-trou. Pour qu'il y ait émission stimulée, il faut d'abord un matériau avec des niveaux d'énergie appropriés occupés par un grand nombre d'électrons, un mécanisme d'excitation et une "pompe" pour monter les électrons au niveau d'énergie supérieur de façon efficace. Cela a pour effet de créer une inversion de population. Finalement, la présence de radiation en situation d'inversion de population produira l'émission stimulée. Le photon fait vibrer l'électron qui se désexcite en émettant un photon identique au photon incident dans le processus, on passe de un à deux photons qui iront (figure 1.7),

chacun à leur tour, produire d'autres photons jumeaux et le processus se répétera dans une réaction en chaîne [9].

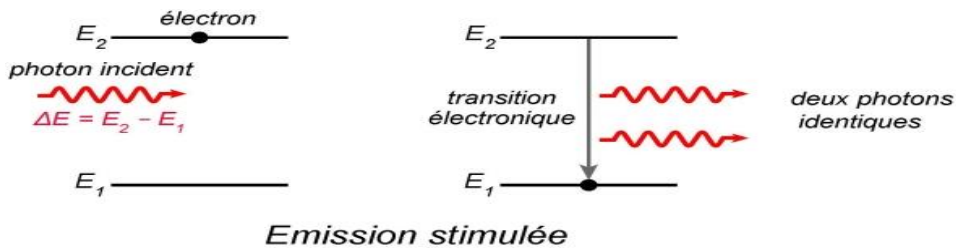


Figure I.7 : Schéma de l'émission stimulée

II.6. L'inversion de population

L'émission stimulée d'un atome ou d'une molécule produit un nouveau photon qui a exactement les mêmes fréquences, phase et direction que le photon incident dans un laser, cela se fait à grande échelle, sur un très grand nombre d'atomes ou molécules identiques.

C'est pourquoi un laser a la particularité d'émettre une onde lumineuse intense dont la direction, la fréquence et la phase sont très bien déterminées. Il s'agit d'une lumière dite cohérente, qui émet de nombreuses ondes de fréquences et phases diverses et ce dans toutes les directions.

Mais pour obtenir un effet d'émission stimulée sur un grand nombre d'atomes ou molécules, il faut fournir de l'énergie au milieu matériel afin que ses atomes ou molécules soient pour la plupart dans un niveau d'énergie excité \$E_2\$, et non dans leur niveau fondamental \$E_1\$. C'est ce qu'on appelle effectuer une *inversion de population*, car à l'équilibre thermodynamique la majorité des atomes se trouvent au contraire dans l'état d'énergie le plus bas plus précisément, le rapport des populations \$N_2\$ et \$N_1\$ des niveaux \$E_2\$ et \$E_1\$ vaut, à l'équilibre thermodynamique à la température absolue \$T\$ [8]:

$$N_1/N_2 = g_1/g_2 \exp[-(E_1 - E_2)/K_\beta T] \quad (1.9)$$

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

Le mécanisme précis aboutissant à l'inversion de population fait intervenir un ou plusieurs niveaux d'énergie intermédiaires entre \$E_1\$ et \$E_2\$. De plus, le niveau excité \$E_2\$ doit

être suffisamment stable pour que l'émission spontanée ne se produise pas trop rapidement, autrement, celle-ci devancerait l'émission stimulée et l'on n'obtiendrait pas une onde lumineuse cohérente [9].

II. 7. Les diodes LASER

Un LASER (acronyme light amplification by stimulated émission of radiation qui signifie « amplification de la lumière par émission stimulée de radiation »), est un système photonique. Il s'agit d'un appareil qui produit un rayonnement lumineux spatialement et temporellement cohérent reposant sur le processus d'émission stimulée. La lumière du laser est aussi appelée lumière cohérente. Descendant du maser¹, le laser s'est d'abord appelé « maser optique ».

Une diode laser est un composant opto-électronique à base de matériaux semi-conducteurs.

Elle émet de la lumière monochromatique cohérente (une puissance optique) destinée, entre autres, à transporter un signal contenant des informations sur de longues distances (dans le cas d'un système de télécommunications) ou à apporter de l'énergie lumineuse pour le pompage de certains lasers (lasers à fibre, laser DPSS) et amplificateurs optiques (OFA, Optical Fiber Amplifier). La diode laser est un composant essentiel des lecteurs et graveurs de disques optiques, dans ce cas elle émet le faisceau lumineux dont la réflexion sur le disque est détectée par une photodiode ou un phototransistor.

Elle trouve également son application dans les dispositifs électroniques de mesure de distance, de vitesse, de guidage et de pointage précis.

II.7.1. Structure et principe de fonctionnement du Diode laser à semiconducteur

II.7.1.1. Structure

Les trois principales composantes d'un laser sont les suivantes : un milieu actif et un mécanisme de pompage et un résonateur optique [10]. Un système laser peut être schématisé de la façon suivante :

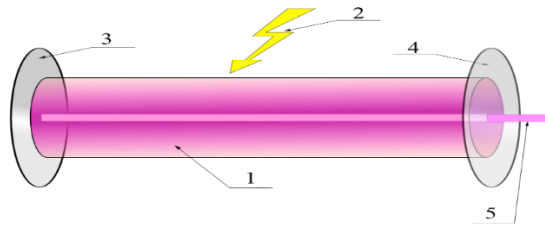


Figure.1.8: schéma synoptique d'une Diode Laser

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

II.7.1.2.Principe de fonctionnement

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

Dans un laser, le photon de stimulation (et donc la lumière de sortie) est d'une nature (énergie) différente des photons utilisés pour le pompage optique : dans le cas contraire, au lieu de produire une excitation des atomes les photons de pompage pourraient provoquer une émission stimulée, avec globalement un rendement nul. Typiquement, la diode laser joue sur trois niveaux d'énergie : le pompage fait passer les atomes du niveau le plus bas au niveau le plus élevé, les atomes passent spontanément à un niveau intermédiaire (ce qui évite l'émission stimulée par la lumière de pompage), et c'est le retour du niveau intermédiaire vers le niveau le plus bas qui est stimulé avec production du rayon laser [10].

II.7.2. Condition d'oscillation laser

Le gain de l'amplification est le rapport entre l'énergie de l'onde lumineuse après et avant le passage dans le milieu amplificateur. Pour que l'oscillation LASER démarre, il faut que pour chaque passage dans le milieu amplificateur, ce gain soit supérieur aux pertes de la cavité.

La principale cause de pertes est la transmission du miroir de sortie. Aussi, d'autres pertes qui existent ou peuvent également exister dans la cavité dues à l'absorption, réflexion aux interfaces ou diffraction.

Le seuil d'oscillation est donné par :

$$G * R = 1 \quad (1.10)$$

Avec G : le gain optique

R : est le coefficient de réflexion

II.7.3. Diode LASER à réseau

Ces diodes lasers sont à la base de deux types : DFB (Distributed feedback) et DBR (Distributed Bragg Reflector). Elles sont apparues durant les années 1980 afin de réduire les limitations imposées par les caractéristiques spectrales des diodes lasers Fabry-Perot pour les systèmes de communications optiques. En effet, pour cette application très importante, il est primordial d'utiliser des sources lasers possédant un spectre longitudinal monomode et stable en statique et en dynamique. L'étude dynamique revient à étudier le composant soumis à une modulation de son courant d'injection à haute fréquence (quelques GHz). Les sources Fabry-Perot, même très faiblement multimodes, ne peuvent pas être utilisées dans ces conditions car leur spectre s'élargit et impose une limitation liée à la dispersion chromatique [2-3]. Nous rappelons que pour les sources lasers Fabry-Perot, l'unique moyen de sélection d'un mode longitudinal s'effectue par la courbe de gain qui est large par rapport à l'espacement intermode fixé par la longueur optique de la cavité (voir le Chapitre V). La sélection monomode est donc peu satisfaisante. Les structures DFB et DBR ont donc été introduites pour les télécommunications optiques à très haut débit, de par leur caractère fortement monomode (plus de 30 à 35 dB de taux de suppression des modes latéraux). Les figures 1.9 représentent ces deux composants lasers. Pour ces structures, le réseau, inscrit dans le guide

d'onde formé par le laser, sélectionne un mode longitudinal particulier parmi les modes laser possibles.

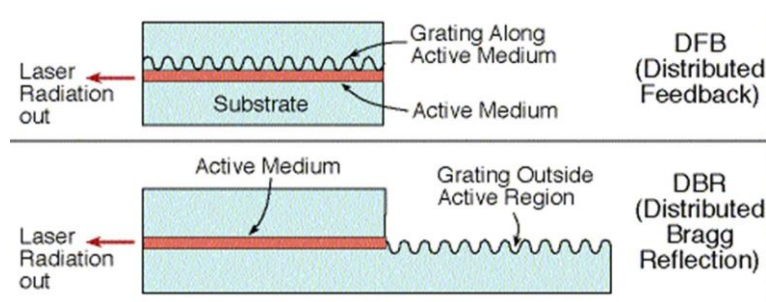


Figure.1.9 diode laser DBR et DFB

II.7.3.1. Diode laser Fabry-Pérot

Une diode laser Fabry-Pérot (diode laser FP) est le type le plus commun de diode laser, ayant un résonateur laser qui est un interféromètre Fabry-Pérot. Cela signifie que des réflexions importantes de la lumière se produisent aux deux extrémités, mais pas dans le milieu de gain. En revanche, le résonateur d'un laser à réflecteur de Bragg distribué présente une réflexion distribuée dans tout le milieu de gain, généralement créé par une structure en réseau.

Dans le cas le plus simple, les réflexions d'extrémité dans un laser Fabry-Pérot sont des réflexions de Fresnel à l'interface entre la structure du dispositif semi-conducteur et l'air. Notez que le contraste d'indice de réfraction à ces endroits est assez élevé, ce qui conduit à une réflectivité substantielle sans aucune mesure supplémentaire. Si ce principe est utilisé des deux côtés, la puissance de pompage seuil peut déjà être suffisamment faible, et environ la moitié de la puissance de sortie optique est obtenue de chaque côté.

II.7.3.2. Diode laser VCSEL

Un VCSEL est un laser à émission de surface à cavité verticale - une sorte de diode laser qui émet dans une direction perpendiculaire à la surface de la plaquette, contrairement aux lasers à semi-conducteurs à émission latérale, plus courants. Un tel laser ne peut produire que des puissances très modérées, de l'ordre du milliwatt. Cependant, il est possible de fabriquer des réseaux bidimensionnels contenant de nombreux VCSEL sur une puce semi-conductrice commune et d'utiliser l'émission combinée de ceux-ci. On peut alors obtenir plusieurs watts, des dizaines ou même des centaines de watts, en fonction du nombre

d'émetteurs utilisés. Par conséquent, un réseau VCSEL bidimensionnel contenant plusieurs milliers d'émetteurs peut concurrencer les barres de diodes et (en combinant plusieurs réseaux) même les piles de diodes basées sur des lasers à semi-conducteurs à émission latérale.

Par rapport à la fabrication d'émetteurs individuels, le processus de production (généralement avec MOCVD et photolithographie) est assez similaire. Il n'y a que quelques étapes de fabrication supplémentaires liées aux connexions électriques. La forme extérieure des réseaux produits est souvent rectangulaire, mais d'autres formes (par exemple triangulaires) sont également possibles. Les émetteurs peuvent être disposés selon un motif carré ou hexagonal, par exemple.

II.7.3.3.LASER DBR

Dans ce type de configuration, le réseau de Bragg est placé en dehors de la région active. En fait, on peut modéliser simplement une diode laser DBR par une diode laser de type Fabry-Perot dont les miroirs seraient sélectifs en longueur d'onde [9].

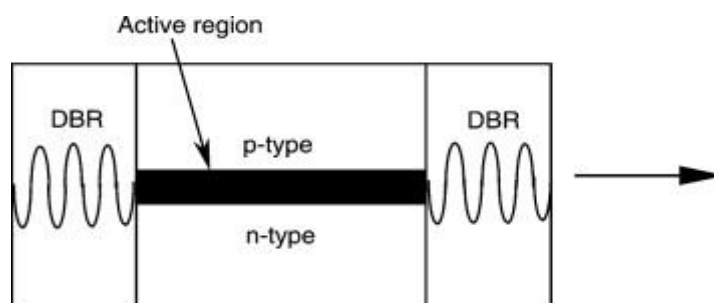


Figure.1.10 laser DBR

Le couplage entre la zone active et les sections à réseau est un problème délicat à résoudre pour ces composants. En effet les sections à réseau sont constituées de matériaux différents de celui constituant la section active, et sont transparentes à la longueur d'onde d'émission. Il y a donc des pertes de couplage à la frontière des deux matériaux.

II.7.3.4.LES DIODES LASERS DFB

Pour ces composants, le réseau de Bragg est gravé sur l'ensemble de la cavité laser. On obtient ce réseau en faisant varier périodiquement l'épaisseur d'une couche de l'hétérostructure qui, à son tour, crée une variation périodique de l'indice de réfraction. Le

résultat se traduit par un couplage des ondes rétrodiffusées venant de la droite et de la gauche pour une longueur d'onde précise : la longueur d'onde de Bragg, définie à l'aide de la relation [12] :

$$\Lambda = \frac{m \lambda}{2 n_0} \quad (1.11)$$

m : un entier

Λ : La période du réseau de Bragg

n_0 : est l'indice effectif du milieu

Il est de plus intéressant de noter que le réseau n'est pas inscrit dans la couche active car il favoriserait les recombinaisons non radiatives. Il est inscrit dans une des couches supérieures du guide, le couplage s'effectue donc avec l'onde évanescente associée au mode considéré. La caractéristique importante des diodes lasers DFB est leur spectre longitudinal très monomode par rapport aux diodes lasers Fabry-Perot classiques.

Le laser (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation) est constitué d'un milieu actif introduit dans une cavité résonnante. Un apport d'énergie (le pompage) permet la génération d'une onde lumineuse par émission stimulée.

Cette onde va ensuite rétroagir sur sa source par le biais de la cavité et ainsi créer un phénomène d'amplification qui va donner naissance à l'émission laser. L'intérêt de cette émission est sa cohérence temporelle et spatiale. Le laser DFB est une transposition de ce principe à la différence qu'une modulation des propriétés du milieu actif se substitue à la cavité résonnante. Là où des miroirs sont utilisés pour former une cavité laser classique et assurer l'oscillation photonique, l'émission laser à rétroaction répartie utilise la rétrodiffusion de Bragg sur une structure périodique placée dans le milieu actif.

La structure périodique peut être formée par une variation d'indice ou d'épaisseur dans le matériau, de densité de courant dans les matériaux semi-conducteurs, de gain en modulant le faisceau de pompe...

L'idée de base des lasers DFB est de réaliser un guide d'onde ondulé en introduisant un réseau de Bragg à proximité immédiate de la zone active (Figure 1.11) [19]

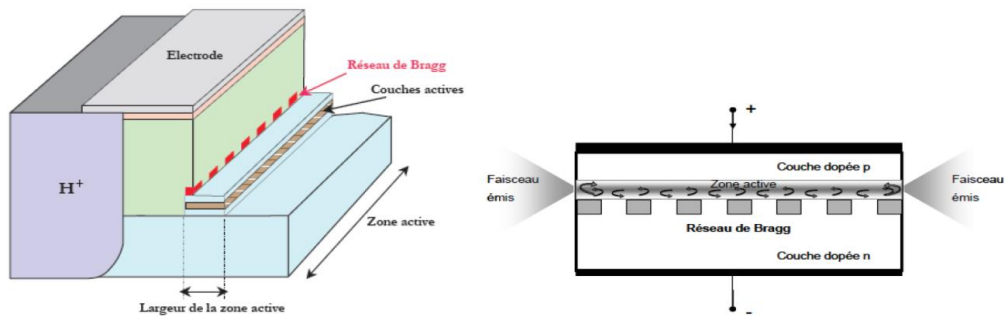


Figure 1.11 : Géométrie d'une cavité laser DFB

III. Réseau de Bragg

Le réseau de Bragg consiste en une variation périodique de l'indice de réfraction du cœur de la fibre s'il s'agit d'un réseau de Bragg sur fibre (Figure 1.12.a) ou bien de l'indice de réfraction du guide s'il s'agit d'un réseau de Bragg sur guides d'ondes (Figure 1.12.b) qui sont les milieux dans lequel se propage le signal.

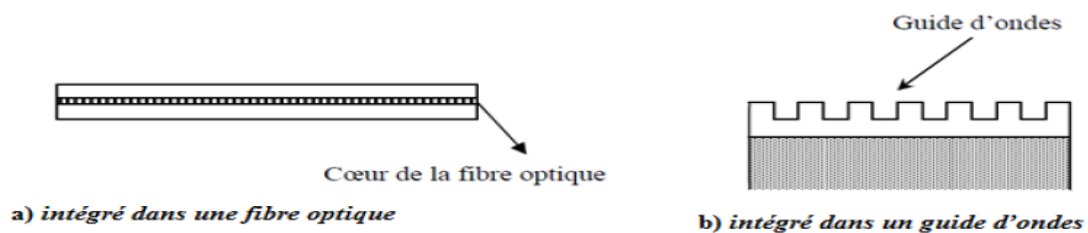


Figure 1.12 : Réseau de Bragg

Le réseau de Bragg peut être envisagé comme un réseau de diffraction à une dimension qui diffracte la lumière du mode aller vers le mode retour. La condition pour avoir une diffraction dans le mode retour est appelée condition de Bragg.

Afin que la lumière soit diffractée de façon efficace dans la direction opposée, les réflexions issues de chaque période élémentaire doivent être en interférence constructive. Ceci veut dire que la période de Bragg Λ , doit satisfaire la relation:

$$\Lambda = \frac{\lambda_b m}{n_{eff}} \quad (1.12)$$

Où Λ est la période de la modulation d'indice, n_{eff} l'indice effectif de la fibre, λ_b la longueur d'onde de Bragg et m l'ordre d'interférence.

L'utilisation des réseaux de Bragg dans les différents composants optiques, dans sa forme la plus simple, à savoir le réseau uniforme, est très variée. Toutefois, l'émergence des nouvelles fonctions, des composants passifs et actifs demande des réseaux plus performants.

La variation d'amplitude de la modulation d'indice ou la période de perturbation permet d'obtenir plusieurs types de réseaux. La modulation d'indice en fonction de l'axe (z) de la structure s'exprime par:

Où
$$\Delta n_{eff}(z) = \Delta n_{moy} + \Delta n_{mod} \cos\left(\frac{2\pi z}{\Lambda} + \varphi(z)\right) \quad (1.13)$$

Δn_{mod} est l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction (indice de modulation), Δn_{moy} est l'indice moyen, φ est la phase à l'origine du réseau, z est la distance le long de la structure et Λ est le pas du réseau (ou période de l'indice de réfraction). Le profil de l'indice de réfraction est représenté par la (Figure 1.13) [13, 14, 15].

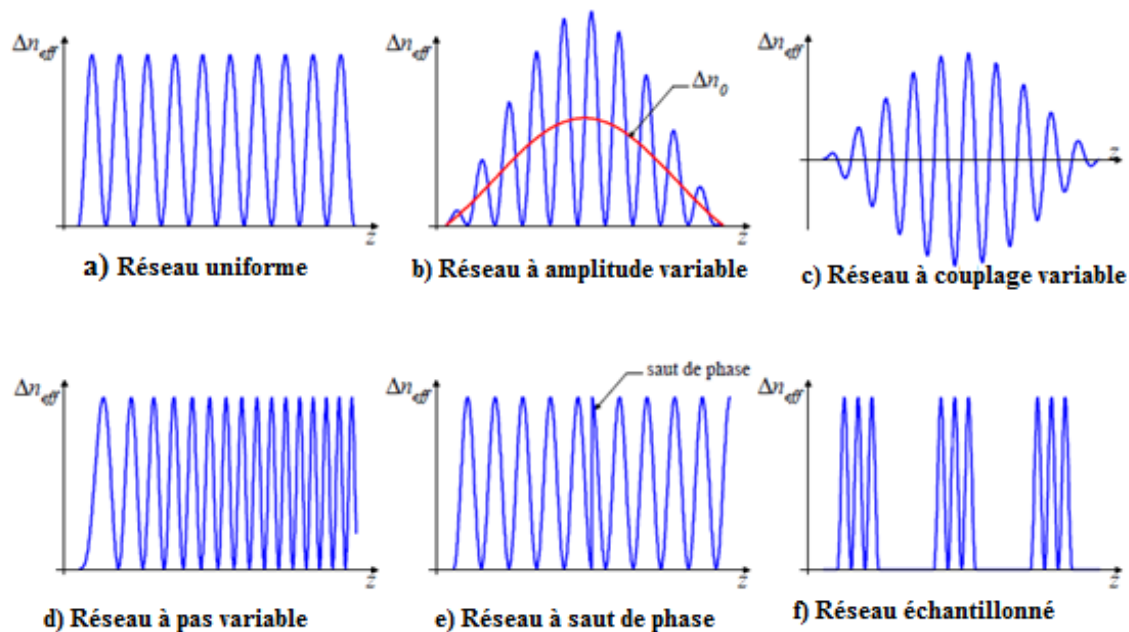


Figure 1.13: Modulations d'indice de différents types de réseaux de Bragg

En modifiant l'un des paramètres essentiels du réseau : la période ou l'indice de modulation.

III.1 Réseau uniforme

Ce sont des réseaux standard qui ont une période constante et des pas perpendiculaires à l'axe de la structure (la fibre ou guide d'onde dont l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction

$\Delta n_{\text{mod}}(z)$ et la période de Bragg $\Lambda(Z)$ sont constantes.

III.2 réseau à amplitude variable

L'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ varie en fonction de z de façon gaussienne.

III.3 réseau à couplage variable (apodisé)

Dans ces réseaux (Figure 1.14), l'amplitude du coefficient de couplage varie le long de la structure lorsque l'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ est gaussienne, l'indice moyen $\Delta n_{\text{moy}}(z)$ n'est pas constant et la période de Bragg $\Lambda(Z)$ est constante [14].



Figure 1.14 : Réseau anodise intégré dans un guide d'onde

III.4 réseau à pas variable (chirpé)

Si le pas du réseau varie légèrement tout au long de la structure, on dit alors qu'il présente un écart ou « chirp ». Dans les réseaux chirpés la période augmente progressivement d'un pas à l'autre les grandes longueurs d'onde sont réfléchies en début de réseau et les plus courtes en fin de réseau ; ainsi la dispersion peut être compensée et le signal d'origine rétabli. L'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ est constante et la période de Bragg $\Lambda(Z)$ est variée linéairement [15]

III.5 réseau à saut de phase

Un saut de phase, représenté sur la (Figure 1.15) consiste à décaler toute une partie du réseau par rapport à l'autre. Ceci a pour effet une discontinuité brutale du déphasage entre l'onde optique et le réseau, d'où la dénomination de saut de phase. L'amplitude de la modulation de l'indice de réfraction $\Delta n_{\text{mod}}(z)$ est constante et le déphasage de l'onde optique $\Delta\varphi$ égale à π [15].

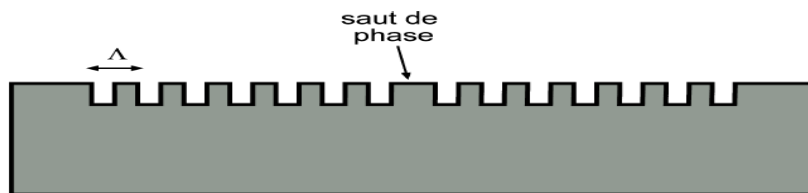


Figure 1.15 :Réseau présentant un saut de phase

III.6 réseau échantillonné

Comme le montre la figure le réseau échantillonné alterne de façon périodique des portions avec

et sans réseau. L'échantillonnage est obtenu en multipliant la modulation de l'indice de réfraction induite par le réseau par une fonction d'échantillonnage (Figure 1.16) [16].

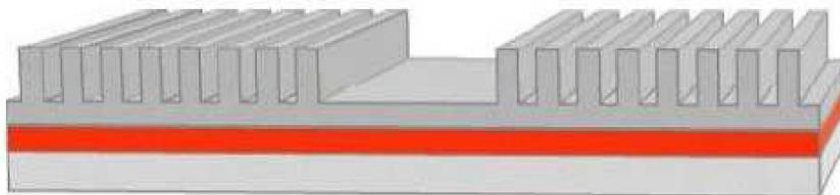


Figure 1.16 : Réseau de Bragg échantillonné

L'utilisation des réseaux de Bragg dans les différents composants optiques, dans sa forme la plus simple, à savoir le réseau uniforme, est très variée. Toutefois, l'émergence des nouvelles fonctions des composants passifs et actifs demande des réseaux plus performants. C'est pourquoi des réseaux plus particuliers que sont les réseaux Bragg moirés et les réseaux verticaux deviennent nécessaires.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons illustré les notions générales sur les matériaux utilisés dans la fabrication des lasers qui sont les semi-conducteurs, leurs propriétés physiques et optiques, l'explication de l'effet laser et son principe de fonctionnement, ensuite nous avons donné les différents types de laser, classés selon leur milieu actif, et nous avons concentré notre étude sur le laser DFB.

Chapitre II :
Modélisation mathématique du laser
à semi-conducteur type DFB

I. Introduction

Comme pour tout système physique, la description du fonctionnement d'un laser à semi-conducteur doit pouvoir de base se baser sur des modèles faisant appel à la physique des semi-conducteurs et les phénomènes donnant une image du comportement du système à travers les caractéristiques de sortie tel que le gain. Distribution spectrale du rayonnement, La puissance optique La caractéristique courant-tension, et la transmission spectrale

Dans ce chapitre, nous allons exposer les principales équations fondamentales régissant le comportement du Laser DFB.

II. Les optiques

La propagation de la lumière dans une structure laser est déterminée par la solution des équations de Maxwell. Un ensemble d'approximations a été développé, qui réduit l'effort de calcul par rapport à la solution complète pour des structures de cavité spécifiques. En développant le champ en termes de modes propres, les amplitudes modales variant lentement sont décrites par des équations de taux de photons. Alors que l'approche de l'équation de taux de photons est universelle, une sélection de solveurs de modes offre des performances optimisées pour des types de cavités spécifiques.

II.1.1.équations des modes optiques

Les simulations optiques pour les lasers à émission par la tranche sont généralement séparées en problèmes transversaux et longitudinaux.

Les N premiers modes transversaux sont les solutions de l'équation scalaire de Helmholtz qui est résolue pour les plus grandes valeurs propres par itération simultanée ou BPM. On obtient ainsi la distribution du champ spatial 2D (ou 1D) de chaque mode transversal. La superposition de ces champs est ensuite utilisée pour déterminer le modèle de champ proche. Les perturbations thermiques du champ sont actuellement ignorées.

Un nombre impair de modes longitudinaux, centrés autour du pic de gain, sont des modes Fabry-Perot simples déterminés par la longueur de la cavité, l'indice effectif et la longueur d'onde. Aucune distribution de champ longitudinal n'est actuellement calculée.

Le nombre total d'équations de taux distinctes (modes) considérées dans la simulation est alors le produit des nombres de modes transversaux et longitudinaux.

Les modes optiques sont déterminés à partir de la solution de l'équation scalaire de Helmholtz (2.1) par itération simultanée, [17]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2(\varepsilon(x, y) - n_{eff,m}^2) \right) E_m(x, y, z) = 0 \quad (2.1)$$

$$E_m(x, y, z) = E_m(x, y) \exp(ik_0 n_{ef,m} z) \quad (2.2)$$

Ou de l'équation d'onde paraxiale via la méthode de propagation des faisceaux (Beam Propagation Method (BPM)) :

$$\frac{i}{2k_0 \bar{n}} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + k_0^2(\varepsilon(x, y) - \bar{n}^2) \right) u(x, y, z) = \frac{\partial u(x, y, z)}{\partial z} \quad (2.3)$$

$$E(x, y, z) = u(x, y, z) \exp(ik_0 \bar{n} z) \quad (2.4)$$

Les valeurs propres sont données par l'indice effectif $n_{eff,m}$. Les modes transversaux sont extraits séquentiellement du champ de propagation, $E(x, y, z)$, dans le BPM, par une technique connue sous le nom de BPM à distance imaginaire [5]. Le champ est normalisé par rapport au volume de la cavité, L'indice de réfraction avec $\varepsilon = n^2$, est un paramètre du matériau.

La dépendance en température de l'indice de réfraction est modélisée en termes de variation linéaire donnée par les coefficients du matériau :

$$\varepsilon(T) = \left(\sqrt{\varepsilon(300K)} + \frac{dn_r}{dT} (T - 300K) \right)^2 \quad (2.5)$$

II.1.2.Équation de vitesse du photon

La propagation du champ optique et le transport électrothermique sont couplés via des équations de taux de l'intensité dans chaque mode de la cavité :

$$\frac{\partial S_{m,\omega}}{\partial t} = \left(G_{m,\omega} - \frac{1}{\tau_{m,\omega}} \right) S_{m,\omega} + R_{m,\omega}^{spon} \quad (2.6)$$

où l'émission spontanée dans le mode (m, ω) est donnée par :

$$R_{m,\omega}^{\text{spont}} = \int dV |E_m|^2 u(\omega) \quad (2.7)$$

et le gain modal est défini comme suit :

$$G_{m,\omega} = \int dV |E_m|^2 \frac{c}{n_{\text{eff}',m}} g(\omega) \quad (2.8)$$

Ici, g est le gain du matériau, u est le spectre d'émission spontanée.

Les pertes entrant dans l'équation du taux de photons sont la somme des contributions dues à la lumière quittant la cavité à travers les facettes, à la lumière diffusée hors de la cavité et aux pertes par absorption.

$$\frac{1}{\tau_{m,w}} = \frac{1}{\tau_{\text{mirror}}} + \frac{1}{\tau_{\text{scatter}}} + \frac{c}{n_{\text{eff},m}} \alpha_b \quad (2.9)$$

Avec les coefficients $k_{e/h}^{\text{fca}}$, α_b , l'absorption des porteurs libres est modélisée comme une fonction linéaire des densités de porteurs respectives :

$$\alpha_b = \int dV |E_m|^2 (k_e^{\text{fta}} n_e + k_h^{\text{fta}} n_h + \alpha_0) \quad (2.10)$$

II.2. structure de bande

Afin de modéliser les puits quantiques de semi-conducteurs, la structure de bande doit être calculée via une théorie de perturbation KP qui fournit des informations sur la densité d'états, ainsi que sur l'énergie et la force des transitions optiques. Actuellement, les puits quantiques sont supposés être carrés et, dans le cas des MQW, ils peuvent être de forme rectangulaire. La normalisation est déterminée par une solution auto-consistante de l'équation de Poisson pour le potentiel de Hartree et la prise en compte approximative des potentiels d'échange en utilisant une approche de type densité locale pour une densité de porteurs donnée dans le puits. La structure de bande des porteurs de puits quantiques est calculée sur la base des paramètres du matériau en vrac en utilisant une méthode KP telle que décrite en détail dans [6,7,8]. Une équation de masse effective est dérivée pour la structure du puits quantique en considérant la barrière comme une perturbation du matériau du puits. Définit un problème de valeurs propres pour les fonctions d'onde de l'enveloppe [18]

$$\sum_n \left(\delta_{n,N} \left(E_n(y) + \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m} - \frac{\hbar^2 \partial_y^2}{2m} \right) + P_{N,n}(y) \left(\vec{k}_{\parallel} + \vec{e}_y \frac{\partial_y}{i} \right) + R_{N,n}(y) \right) \psi_n(y) = E \psi_N(y) \quad (2.11)$$

Sur la diagonale de la matrice, on peut trouver la dispersion énergétique parabolique des bandes massives du matériau à puits quantique. En raison du potentiel de confinement, un couplage avec d'autres bandes se produit, représenté par l'élément de matrice de moment $P_{n,m}$ qui ne varie pas. On peut montrer que les normalisations incluses dans $R_{n,m}$ sont principalement diagonales dans les bandes d'énergie [19].

Dans notre méthode KP à 8x8 bandes, une bande de conduction et trois bandes de valence sont considérées, y compris la dégénérescence de spin. La figure 2.1 montre une illustration schématique d'une structure de bande massive pour l'AlGaAs.

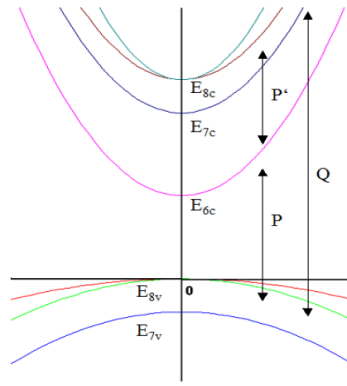


Figure 2.1 : Illustration schématique de la structure de bande de l'AlGaAs au voisinage de $k=0$.

La dépendance de la température des bandes interdites est décrite par une expression de Varshni. La variation de la bande interdite par rapport à la température de référence T_{ref} , $T_{ref} = 300K$, est décrite par :

$$E_g(T) = E_g(T_{ref}) + A \frac{T^2}{T+B} - A \frac{T_{ref}^2}{T_{ref}+B} \quad (2.12)$$

II.3.Gain

Le gain est actuellement limité aux régions de puits quantiques. En plus d'un modèle de gain de porteurs libres, qui est évalué pendant l'exécution, une interface de table est en place pour permettre l'accès aux bibliothèques de gain. La base de données doit inclure les parties réelles et imaginaires du gain et de l'émission spontanée, pour une gamme de densités de porteurs et de températures

Et le modèle de gain à porteurs libres est :

En négligeant les interactions des porteurs avec d'autres quasi particules du semi-conducteur, le gain g et l'émission spontanée u peuvent s'écrire comme suit

$$u(\omega) = \sum_{i,j} \int dE \langle \psi_{e,i} | \psi_{h,j} \rangle (B g_{red})_{i,j} f_{e,i}^{2D}(E) f_{h,j}^{2D}(E) L_{i,j}(\hbar\omega - E) \quad (2.13)$$

$$g(\omega) = \sum_{i,j} \int dE \langle \psi_{e,j} | \psi_{h,j} \rangle (B_{21} g_{red})_{i,j} (f_{e,i}^{2D}(E) + f_{h,j}^{2D}(E) - 1) L_{i,j}(\hbar\omega - E) \quad (2.14)$$

L'élargissement par collision est modélisé par un Lorentzien tronqué, qui empêche toute absorption non physique au-dessous de la limite de bande.

$$L_{i,j}(E) = \frac{\Delta E/2}{(\hbar\omega_{i,j} - E)^2 + (\Delta E/2)^2} \Theta(E - E_g) \quad (2.15)$$

II.4. Transport de porteurs

La modélisation d'une diode laser à semi-conducteurs consiste essentiellement à résoudre deux problèmes couplés. Le premier problème concerne la distribution du potentiel électrique des porteurs de charge et des courants dans le dispositif sous l'influence d'une excitation externe (potentiel appliqué aux bornes du dispositif), et le second problème consiste à la distribution du champ optique dans la diode laser, cette distribution est déterminée par les mécanismes de guidage dans la diode laser, par la présence de la cavité Fabry-Pérot responsable de la rétro - action optique [19].

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

Des années de recherche dans la physique des dispositifs à semi-conducteur ont eu comme résultat l'établissement d'un modèle mathématique qui s'applique à tous les dispositifs [20]. Ce modèle consiste en un ensemble d'équations fondamentales qui lient le potentiel électrostatique et les densités de porteurs ensemble. Ces équations, qui sont résolues à l'intérieur de tous les simulateurs de dispositifs, ont été dérivées à partir des lois de Maxwell et consistées en l'équation de Poisson, les équations de continuité et les équations de transport. [20]

Les équations de Poisson et charges sont :

Le potentiel électrique est déterminé par l'équation de Poisson :

$$\nabla \epsilon \nabla \phi = q(n_e + n_h - N_D^+ + N_A^-) \quad (2.16)$$

où les charges sont données par les densités d'électrons n_e , de trous n_h , et de donneurs ionisés N_D^+ et accepteurs N_A^- . q est la charge élémentaire. Les donneurs N_D et les accepteurs N_A sont saisis via les boîtes de dialogue désignées de l'interface graphique. les impuretés ionisées sont données par :

$$N_D^+ = \frac{N_D}{1 + g_D \exp\left(\frac{F_e - E_D}{k_B T}\right)} \quad (2.17)$$

$$N_A^- = \frac{N_A}{1 + g_A \exp\left(\frac{E_A - F_h}{k_B T}\right)} \quad (2.18)$$

Les facteurs de dégénérescence des dopants sont généralement $g_D=2$ et $g_A=4$. Les énergies d'activation des donneurs E_D et des accepteurs E_A sont des paramètres matériels. F_e/h sont les énergies de Fermi pour les électrons et des trous.

La distribution spatiale des porteurs dans la direction confinée du puits quantique est décrite par des fonctions d'onde j :

$$n_{2D}(y) = \sum_j |\psi_j(y)| \int_{\bar{E}_m}^{\infty} g_{2D,j}(E) f(E) dE \quad (2.19)$$

Qui sont obtenus en résolvant une équation de Schroedinger 1D :

$$-\left(\frac{\hbar^2}{2m_{e/h}} \frac{d^2}{dy^2} - V_{e/h}(y)\right) \psi_j(y) = E_j \psi_j(y) \quad (2.20)$$

Dans les puits quantiques, les densités de porteurs sont liées aux niveaux de Fermi par :

$$n_{e/h}^{3D} = 2 \left(\frac{m_{e/h} k_B T}{2\pi \hbar^2}\right)^{3/2} F_{1/2}\left(\frac{\pm F_{e/h} \mp E_{C/V}}{k_B T}\right) = N_{C/V}^{eff} F_{1/2}\left(\frac{\pm F_{e/h} \mp E_{C/V}}{k_B T}\right) \quad (2.21)$$

où $F_{1/2}$ est l'intégrale de Fermi d'ordre un demi, F_e/h sont les énergies de Fermi des électrons et des trous, $E_{C/V}$ sont les bandes de conduction et de valence. Le préfacteur définit la densité effective densité d'états effective des électrons et des trous.

Les densités d'états de conduction et de valence à proximité de la barrière peuvent être exprimées comme suit :

$$N_{C/V}^{eff'} = N_{C/V}^{eff} (1 - \exp(-(d - d_0)^2 / \lambda_{\text{them}}^2)) \quad (2.22)$$

d est la longueur d'onde thermique, d_0 est une longueur effective d'effet tunnel caractérisant la barrière de pénétration des fonctions d'onde. [21]

II.5.Équations de continuité du transporteur

Les concentrations de porteurs obéissent à des équations de continuité. Dans les puits quantiques, des équations de continuité séparées sont résolues pour les états liés et continus, décrivant une capture incomplète des porteurs. La figure 2.2 illustre le modèle de transport. La capture due à la diffusion porteur-porteur et porteur-phonon couple la propagation classique Bulk et les états de Quantum well continuum à des états quantiques liés et confinés. Les porteurs qui entrent dans le puits quantique dans des états continus peuvent passer par ou être capturés dans des états liés. Pour une diffusion inter-sous-bandes suffisamment rapide menant à une thermalisation entre les sous-bandes, l'occupation de chaque sous-bande peut être décrite par un niveau de Fermi commun. Cela réduit l'ensemble des équations de taux à un système à quatre niveaux. Défini par des taux effectifs et des densités d'états, qui sont la somme de la contribution de la sous-bande contribution.

$$q \frac{\partial n_{e/h}^{2D}}{\partial t} = \pm \nabla J_{e/h, \parallel} - qR^{\text{dark}} - qR^{\text{stim}} - qR^{\text{spon, bound}} + qR_{e/h}^{\text{capture}} \quad (2.23)$$

$$q \frac{\partial n_{e/h}^{3D}}{\partial t} = \pm \nabla J_{e/h} - qR^{\text{dark}} - qR^{\text{spon, bulk}} - qR_{e/h}^{\text{capture}} \quad (2.24)$$

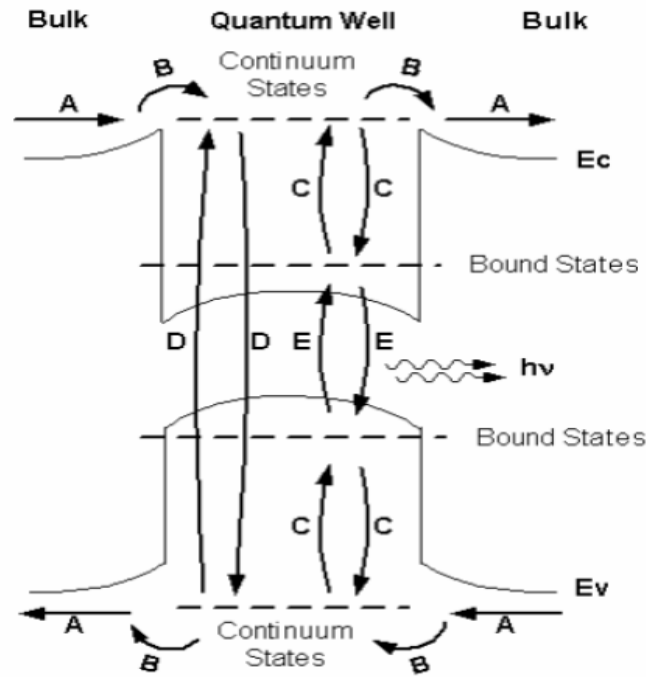


Figure 2-2 : Illustration schématique de notre modèle de transport appliqué aux régions de puits quantiques A : courant de diffusion de dérive de masse, B : transport dans les états continus du puits quantique, C : capture et fuite des porteurs, D : recombinaison non radiative à partir des états de continuum, E : recombinaison radiative (stimulée, spontanée) et non radiative (stimulée, spontanée) et non radiative des états de puits quantiques liés (extrait de la référence [20]).

II.5.1. Recombinaison d'Auger

La recombinaison non radiative R_{dark} se produit à la fois dans les régions de bulk et des puits quantiques. Le taux est la somme des contributions dues aux processus Auger et Shockley-Read-Hall (SRH). Dans le processus Auger un électron et un trou se recombinent tandis que l'énergie correspondante est transférée à un électron ou un trou supplémentaire. électron ou un trou supplémentaire. La recombinaison Auger est modélisée par

$$R^{Auger} = (C_e^{Auge} n_e + C_h^{Auge} n_h)(n_e n_h - n_i^2) \quad (2.25)$$

Ici, n_i est la densité intrinsèque des porteurs. Les coefficients Auger dépendent de la température avec

$$C_{e/h}^{Auger}(T) = C_{e/h}^{Auggr}(300K) \exp\left(-E_{e/h}^{Auger,act} \left(\frac{1}{k_B T} - \frac{1}{k_B 300K}\right)\right) \quad (2.26)$$

II.5.2.Recombinaison Shockley-Read-Hall

Le processus SRH décrit la recombinaison via les niveaux de piégeage, le taux correspondant est modélisé par[21]

$$R^{SRH} = \frac{n_e n_h - n_i^2}{\tau_h^{SRH}(n_e + n_e^{trap}) + \tau_e^{SRH}(n_h + n_h^{trap})} \quad (2.27)$$

τ_e^{SRH} et τ_h^{SRH} sont les durées de vie des électrons et des trous. Les occupations des pièges $n_{e/h}^{trap}$ sont données par[21]

$$n_{e/h}^{trap} = N_{C/V}^{eff} F_{1/2} \left(\frac{\pm E_{trap} \mp E_{C/V}}{k_B T}\right) \quad (2.28)$$

II.5.3.Interface de Recombinaison de piège

Le piège des niveaux profonds peut être particulièrement associé aux interfaces des matériaux. Comme pour le mode SRH le taux de recombinaison d'interface (par surface) est donné par[21] :

$$R^{\text{interface-SRH}} = \frac{n_e n_h - n_i^2}{\frac{1}{v_h^{\text{interface-SRH}}(n_e + n_e^{tap})} + \frac{1}{v_e^{\text{interface-SRH}}(n_h + n_h^{trap})}} \quad (2.29)$$

II.5.4.La recombinaison spontanée

Les processus de recombinaison radiative comprennent la recombinaison spontanée et la recombinaison stimulée. Avec $Z(\omega)$ étant la densité spectrale d'états des photons, la recombinaison spontanée peut s'écrire comme:

$$R^{\text{spon, bound}} = \int d\omega Z(\omega) u(\omega) \quad (2.30)$$

où U est le spectre de photo-luminescence ou d'émission spontanée. Alors que dans les puits quantiques la photo-luminescence peut être dérivée des éléments de la matrice optique connus par le calcul de la structure de bande. dans les régions bulk et pour les états continus, une expression approximative plus simple est utilisée:

$$R^{sponbulk} = B(n_e n_h - n_i^2) \quad (2.31)$$

Le coefficient d'Einstein B est un paramètre matériel.

II.5.5. La recombinaison stimulée

Au-dessus du seuil du laser, l'émission stimulée est le canal de recombinaison radiative dominant. La recombinaison stimulée est donnée par les contributions dues à l'émission de photons dans les différents modes de cavité (m. ω)

$$R^{stim} = \sum_{m,\omega} S_{m,\omega} |E_m|^2 \frac{c}{n_{eff,m}} g(\omega) \quad (2.32)$$

Ici, $g(\omega)$ est le spectre de gain .

II.5.6. Courant et mobilité du porteur

Les densités de courant $J_{e/h}$ dans les équations de continuité des porteurs sont calculées dans le cadre de la de la théorie de la dérive-diffusion:

$$J_{e/h} = \pm q D_{e/h} \nabla n_{e/h} + q \mu_{e/h} n_{e/h} \nabla E_{C/V} \pm q \mu_{e/h} n_{e/h} P_{e/h} \nabla T \quad (2.33)$$

Ici, $D_{e/h}$ est la diffusivité, $\mu_{e/h}$ est la mobilité et $P_{e/h}$ est le pouvoir thermoélectrique des électrons et des trous, respectivement. Dans des conditions non isothermes, comme dans les simulations d'auto-échauffement, une contribution supplémentaire au courant se produit en raison des gradients de température. Pour la statistique de Fermi la diffusivité est liée à la mobilité des porteurs par une relation d'Einstein généralisée:

$$\frac{D_{e/h}}{\mu_{e/h}} = \frac{k_B T}{q} \frac{F_{1/2}\left(\frac{\pm F_{e/h} \mp E_{C/V}}{k_B T}\right)}{F_{-1/2}\left(\frac{\pm F_{e/h} \mp E_{C/V}}{k_B T}\right)} \quad (2.34)$$

La mobilité s'écrit comme suit:

$$\mu_{e/h} = \mu_{e/h}^{HF}(\vec{E}, \mu_{e/h}^{LF}) \quad (2.35)$$

II.5.7. Mobilité en fonction de la température

Pour $\mu_{e/h,lowfield} = 1 / \mu_{e/h,highfield} = 1$, une dépendance de la température est calculée par l'expression

$$\mu_{e/h}^{LF} = \mu_{0,e/h} \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{0,e/h}} \quad (2.36)$$

L'exposant $\delta_{0,e/h}$ est donné par les paramètres matériels $k_{mat_MOBN0_exp} / k_{mat_MOBP0_exp}$, tandis que $\mu_{0,e/h}$ est déterminé par $k_{mat_MOBN0} / k_{mat_MOBP0}$ pour les électrons / trous. La dépendance vis-à-vis de la température est principalement induite par une diffusion accrue des phonons pour une température accrue, ce qui conduit à des exposants inférieurs à zéro pour la plupart des matériaux.

II.5.8. Modèle de mobilité en fonction du dopage et de la température

Un modèle de mobilité dépendant de la température et du dopage a été proposé par Arora et al [22], qui a été développé à l'origine pour les dispositifs en silicium et plus tard étendu pour couvrir les matériaux composés. En raison de la diffusion des impuretés, la mobilité des porteurs présente généralement une dépendance à la concentration de dopage. La mobilité à bas champ est donnée par :

$$\mu_{e/h}^{LF} = \mu_{dop,e/h} \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{dop,e/h}} + \frac{\mu_{0,e/h} \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{0,e/h}} - \mu_{dop,e/h} \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{dop,e/h}}}{N_{ref,e/h} \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{ref,e/h}}} e/h \left(\frac{T}{300K} \right)^{\delta_{\alpha,e/h}} \quad (2.37)$$

Ici, $N_{dop} = N_A + N_D$ est la concentration totale de dopage.

II.5.9. Interfaces matérielles

Alors que le potentiel électrique est continu aux interfaces des matériaux, ce qui conduit à une condition limite de Dirichlet, différents effets physiques doivent être pris en compte pour le transport des porteurs. En raison des discontinuités de bande $\Delta E_C/V$, les électrons et les trous peuvent rencontrer une barrière énergétique. Les porteurs dont l'énergie cinétique dépasse la hauteur de la barrière sont décrits par l'émission thermionique. Avec A et B indiquant les matériaux à gap large et étroit, le courant est donné par :

$$J_{e/h,A \rightarrow B} = \frac{k_B^2 m_{e/h}^*}{2\pi^2 \hbar^3} \left[\exp\left(\frac{F_{e/h,A} - E_{CV,A}}{k_B T}\right) - \exp\left(\frac{F_{e/h,B} - E_{CV,B} - \Delta E_C/V}{k_B T}\right) \right] \quad (2.38)$$

où m^*e/h est la masse des porteurs dans le matériau à bande supérieure. Pour les porteurs ayant une énergie insuffisante pour traverser l'interface peuvent être à l'origine d'un effet tunnel mécanique quantique.

III. Conclusions

Dans ce chapitre, nous avons présenté un modèle mathématique dont le but de pouvoir tracer les caractéristiques d'une Diode Laser à semi-conducteur de type DFB. Les traces seront présentées dans le chapitre qui suit.

Chapitre III :

Résultats et interprétation

I. Introduction

Dans ce chapitre, nous avons choisi un outil de simulation numérique, pour tracer les caractéristiques électriques et optiques de notre diode laser, nous avons utilisé le logiciel (Lasermod, il est intégré avec les outils de logiciel "Rsoft SYNOPSIS" pour dispositifs et systèmes passifs), Dans ce chapitre nous allons donner une petite introduction sur les deux logiciels.

II. Présentation sur Les logiciels (Rsoft, LASERMOD)

II.1.Introduction

Le CAO de RSoft est le programme principal de la suite de conception de composants de RSoft, et agit comme un programme de contrôle pour les modules de simulation de dispositifs passifs de RSoft : BeamPROP, FullWAVE, BandSOLVE, GratingMOD, DiffractMOD, LaserMOD et ModePROP. Il est utilisé pour définir l'entrée la plus importante requise par ces modules de simulation : les propriétés des matériaux et la géométrie structurelle d'un dispositif photonique.

En général, l'utilisateur commence par concevoir une structure dans l'interface CAO, puis utiliser un ou plusieurs moteurs de simulation pour modéliser divers aspects des performances du dispositif.

Cette approche modulaire de la conception et de la simulation de dispositifs photoniques est l'une des plus grandes forces de la Component Design Suite de RSoft. Chaque programme de la suite est conçu pour "jouer" avec les autres programmes, créant un environnement dans lequel les données peuvent être partagées entre les modules. Pratiquement tous les fichiers d'entrée et de sortie sont au format texte ASCII, ce qui permet à l'utilisateur de mieux contrôler le fonctionnement du programme et d'intégrer des programmes tiers dans la suite.

II.2.LaserMOD

LaserMOD est un logiciel intégré pour la conception et la simulation de lasers à semi-conducteurs et de structures photoniques actives. La version actuelle peut s'adapter aux émetteurs de bord Fabry-Perot (F-P), aux lasers à émission de surface à cavité verticale (VCSEL), aux

lasers à rétroaction distribuée (DFB), aux détecteurs (cellules solaires) et aux applications de modulation.

LaserMOD est une plateforme entièrement intégrée avec une interface CAO paramétrique conviviale, un générateur de maillage Delauney non uniforme, des bibliothèques de matériaux, des utilitaires de calcul de gain et de mode, un moteur de simulation, des utilitaires de génération de tracés standard et personnalisés et des utilitaires de visualisation graphique polyvalents.

L'interface est organisée de manière séquentielle afin de permettre la validation de chaque étape du processus de conception. Les implantations peuvent être vérifiées à la fois graphiquement et par le biais de rapports textuels, le guidage des ondes peut être étudié et le gain des puits quantiques peut être optimisé, tout cela avant que la première simulation des performances du laser ne soit exécutée. Les performances en régime permanent et transitoire peuvent être simulées.

II.2.1. Caractéristiques standard (L-I, I-V)

Les caractéristiques standard telles que **L-I**, **I-V** réponse en fréquence, etc... sont générées et sauvegardées pendant chaque exécution, pour une comparaison facile. Enfin, toutes les données de l'espace réel et de l'espace énergétique sont stockées à chaque point de polarisation et peuvent être récupérées via un utilitaire de génération de tracé personnalisé, de sorte qu'il n'est pas nécessaire de sélectionner le tracé avant une exécution de simulation.

Avec l'interface LaserMOD, un concepteur peut tracer une section géométrique 2D presque arbitraire. Si une structure de cavité F-P est choisie, cette section transversale est considérée comme perpendiculaire à l'axe optique et la direction d'émission laser est définie par la longueur de la cavité et les réflectivités des facettes. Si une structure VCSEL est choisie, la section transversale couvre l'axe radial et l'axe d'émission de la structure. Dans ce cas, la géométrie est traitée comme un corps de révolution, ce qui donne une simulation 3D, bien que la symétrie cylindrique soit appliquée, les DFB sont simulés dans le plan défini par la direction de croissance et la direction de propagation afin d'inclure les effets longitudinaux.

Enfin, La disposition géométrique est actuellement créée à partir d'une combinaison de

régions rectangulaires, chacune spécifiant un système de matériaux particulier. Chaque matériau est commodément sélectionné dans une liste déroulante qui reflète tous les systèmes de la bibliothèque de matériaux, y compris ceux ajoutés par l'utilisateur. Les systèmes de matériaux couramment utilisés dans les lasers à semi-conducteurs sont inclus dans le logiciel. Les paramètres de la bibliothèque peuvent être remplacés, région par région, par des tables de symboles locales. Enfin, la composition de l'alliage et le dopage peuvent être modifiés arbitrairement dans chaque région.

II.2.2. Configuration de pré-simulation

La configuration de la pré-simulation comprend la génération du maillage, qui est contrôlée par des paramètres par défaut qui peuvent être facilement remplacés à la fois globalement et localement, région par région. La sélection des plages de polarisation, pour piloter la simulation, est également facilitée par un éditeur de polarisation qui permet l'activation/désactivation de n'importe quel ensemble de points de polarisation et la définition d'options de simulation spécifiques à la polarisation, telles que les régimes transitoires ou stables.

Une variété de solveurs de mode est incluse pour s'adapter aux structures monomodes et multimodes. En plus d'une technique d'itération de Ritz pour les modes de guide d'ondes et d'une méthode de matrice de transfert d'indice effectif pour les VCSELs et DFBs 1D, LaserMOD a été intégré avec BeamPROP et FemSIM de RSoft afin que la méthode de propagation des faisceaux (BPM) et la méthode des éléments finis (FEM) puissent également être exploitées pour la résolution des modes de guide d'ondes et de VCSELs 2D, respectivement.

II.2.3. Techniques de précision des performances des lasers

En plus du transport optique, le transport électronique et thermique doit être simulé afin de prédire avec précision les performances des lasers à semi-conducteurs. Les techniques utilisées dans LaserMOD sont basées sur celles de Minilase-II, de l'Université de l'Illinois à Urbana-Champaign. Elles comprennent une méthode KP à 8x8 bandes de porteuses libres pour calculer le gain dans les régions de puits quantiques, la capture de porteuses basée sur le taux entre les états liés et continus (propagation) dans le puits quantique, et la solution entièrement couplée des équations de dérive-diffusion, avec émission thermoïonique aux hétérojonctions, et des équations de taux de photons.

II.2.4. Modèle de gain

En outre, un modèle de gain basé sur une table de consultation a été ajouté, qui peut s'adapter à des modèles définis par l'utilisateur, tels que la base de données de gain à corps multiples actuellement disponible auprès de Nonlinear Control Strategies (NLCS) www.nlcstr.com. L'ajout d'équations de taux de photons multiples permet une concurrence multimode et la solution entièrement couplée de l'équation de chaleur du réseau, avec des sources Joule, Thomson et Peltier, permet d'analyser l'auto-échauffement. De nombreux autres modèles et fonctionnalités, tels que l'effet tunnel à l'interface et les effets quantiques, ont été et continuent d'être ajoutés aux capacités de LaserMOD.

II.2.5. Fenêtre de logiciel LASERMOD

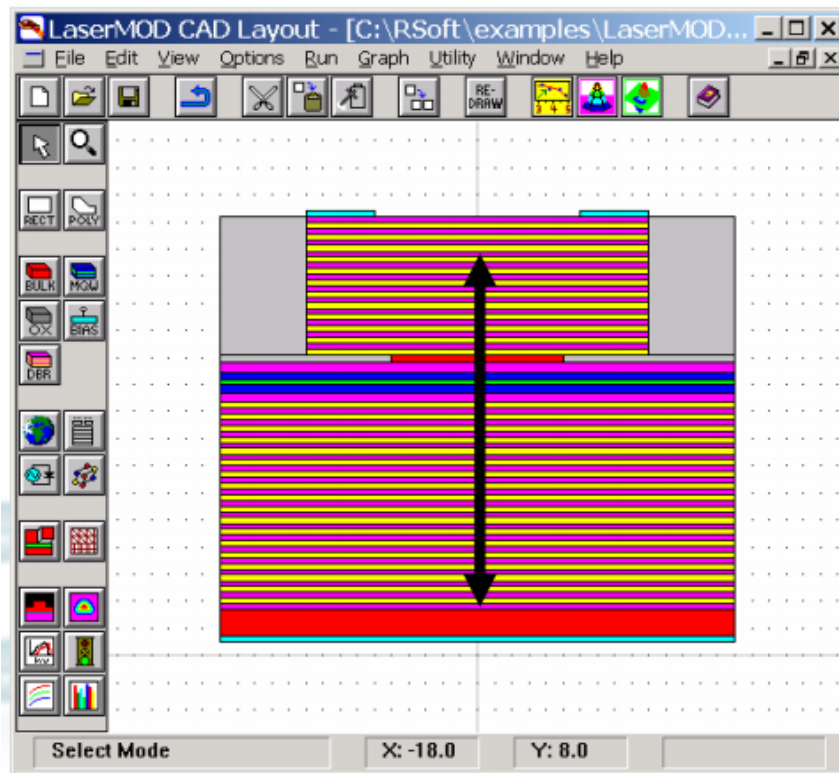


Figure 3.1 représente la fenêtre de logiciel LASERMOD

II.2.6. Laser à rétroaction distribuée DFB (Distributed Feed Back)

Les lasers à semi-conducteurs à rétroaction distribuée (DFB) utilisent des réseaux longitudinaux pour obtenir une sélectivité de mode, une stabilité de fréquence et un taux de suppression de mode latéral supérieurs.

Les effets de divers profils de réseau (sinusoïdale, carré, triangulaire, ...), la réflectivité et la phase des facettes et la distribution longitudinale des porteurs sont intéressants dans une simulation laser DFB. Ceux-ci, ainsi que les effets de transport électrothermique standard, aident à déterminer les performances du laser avec la température, le courant d'injection et la fréquence de modulation. Cette partie de simulation donnera d'abord le contexte de la simulation de laser DFB, puis procédera à la présentation de base et simulation d'un laser à rétroaction distribuée (DFB) à réseau uniforme et déphasé.

III.Laser DFB à réseau uniforme et à réseaux déphasé

III.1.Description des structures

La structure utilisée (**Figure 3.2.a**) sera une seule section DFB avec réseau uniforme (sinusoïdale), un QW unique, et contacts ohmic en haut et en bas. Il sera mis en oeuvre dans GaInAsP, et fonctionnera près de 1550nm. Le réseau est située à l'interface entre le revêtement de fond et les couches de substrat. La structure utilisée dans la **Figure 3.2.b** présente un DFB à section unique avec 2 réseaux uniformes séparés par un déphasage de $\pi/2$.

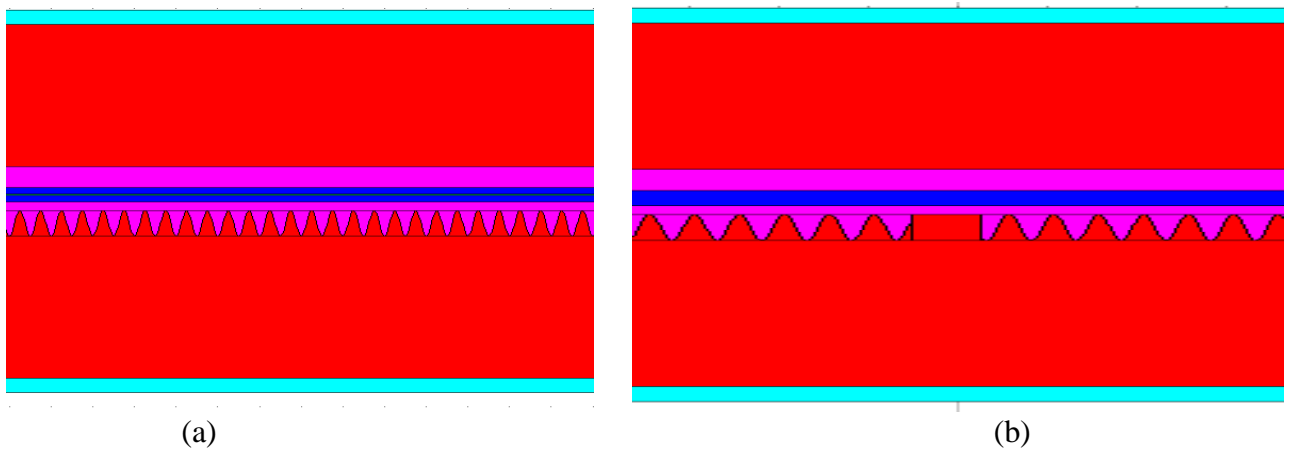


Figure 3.2 Exemple d'implantation, d'un réseau uniforme (a) et d'un réseau uniforme déphasé (b)

III.2. Profil d'Indice

Les lasers à semi-conducteurs à rétroaction distribuée (DFB) utilisent des réseaux longitudinaux pour obtenir une sélectivité de mode, une stabilité de fréquence et un taux de suppression de mode latéraux supérieurs, donc les effets de divers profils de réseau (sinusoïdale, trapézoïdal, triangulaire, ...) sont intéressants dans une simulation laser DFB.

La **Figure 3.3** ci-dessous présente le profil d'indice de DFB d'un réseau uniforme et déphasé de forme de réseau sinusoïdale.

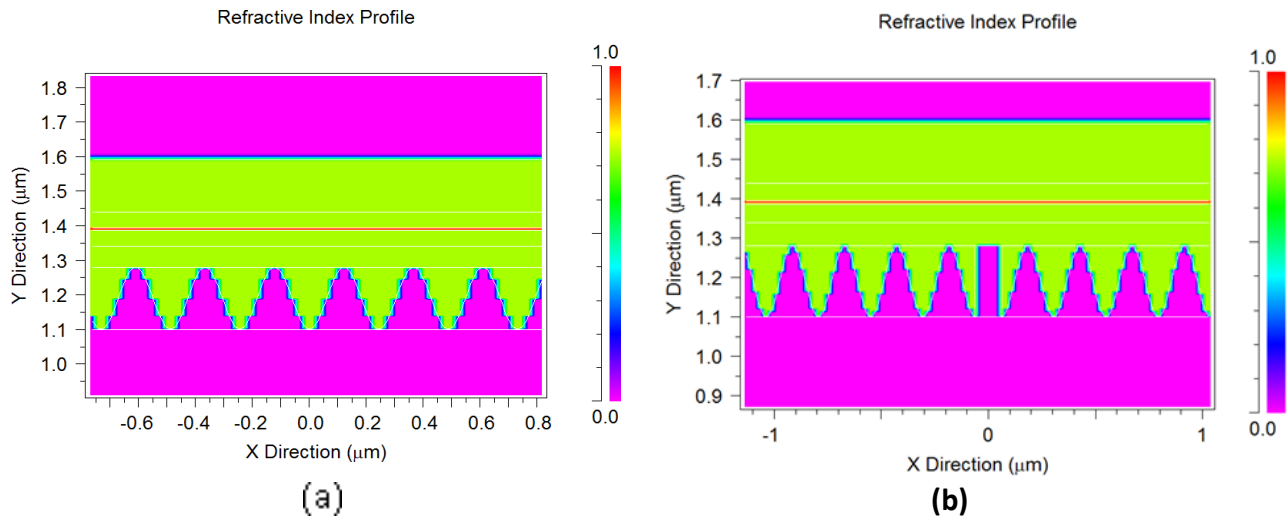


Figure 3.3 profil d'indice d'un DFB Uniform (a) et déphasé (b)

III.3. Calcul des modes

Figure 3.4 montre un réseau de Bragg uniforme du premier ordre avec la période de réseau Λ . Le rapport cyclique de 0,5 est choisi pour atteindre le plus grand coefficient de couplage.

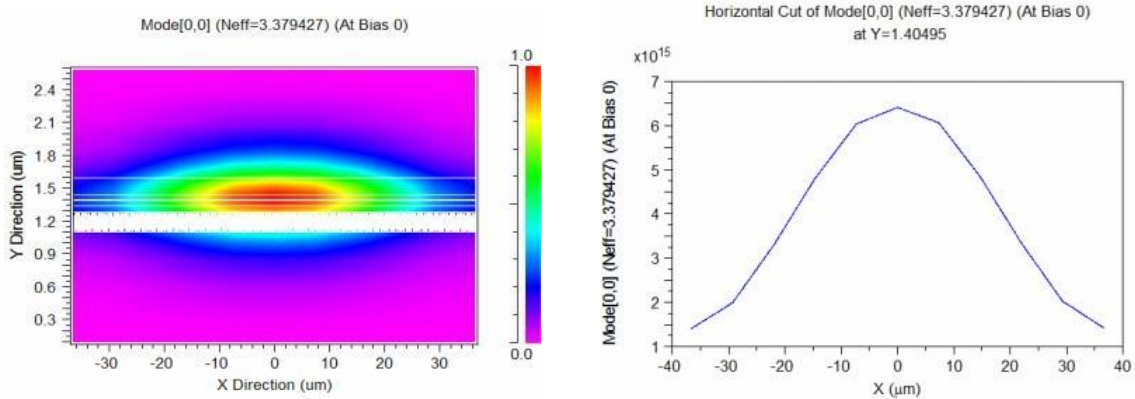


Figure 3.4 Le Profil de mode (gauche) et coupe transversale le long du puits quantique (droite) du mode fondamental d’UNDFB Uniform

Le mode fondamentale possède l’énergie maximale par rapport aux autres modes. Avec une Largeur du champ (FWHM) égale **23.37**

Figure 3.5 montre un réseau de Bragg déphasage de $\pi/2$ du premier ordre avec la période de réseau Λ . Le rapport cyclique de 0,5 est choisi pour atteindre le plus grand coefficient de couplage.

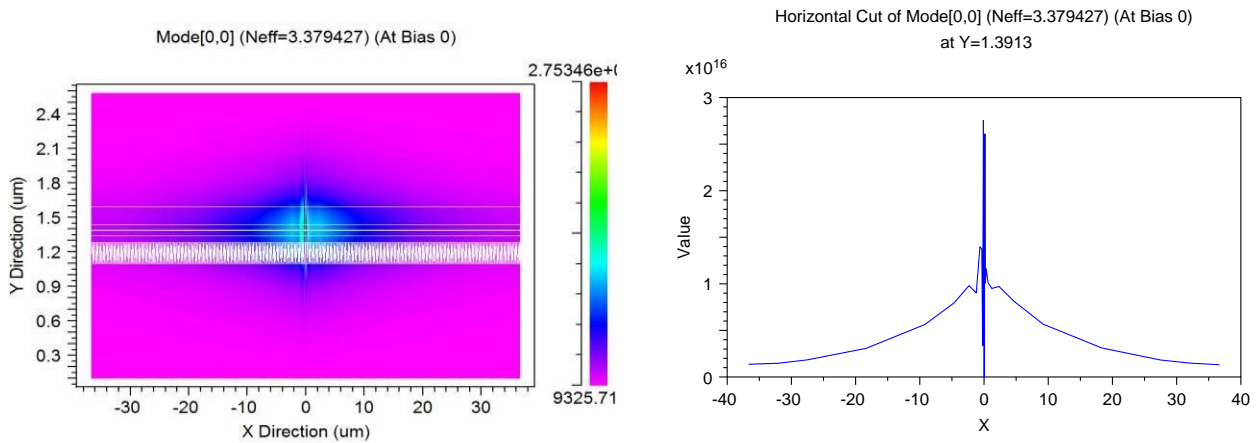


Figure 3.5 Le Profil de mode (gauche) et coupe transversale le long du puits quantique (droite) du mode fondamental d’UNDFB avec déphasage

Le mode fondamentale possède l'énergie maximale par rapport aux autres modes. Avec une largeur du champ (FWHM) égale 0.12.

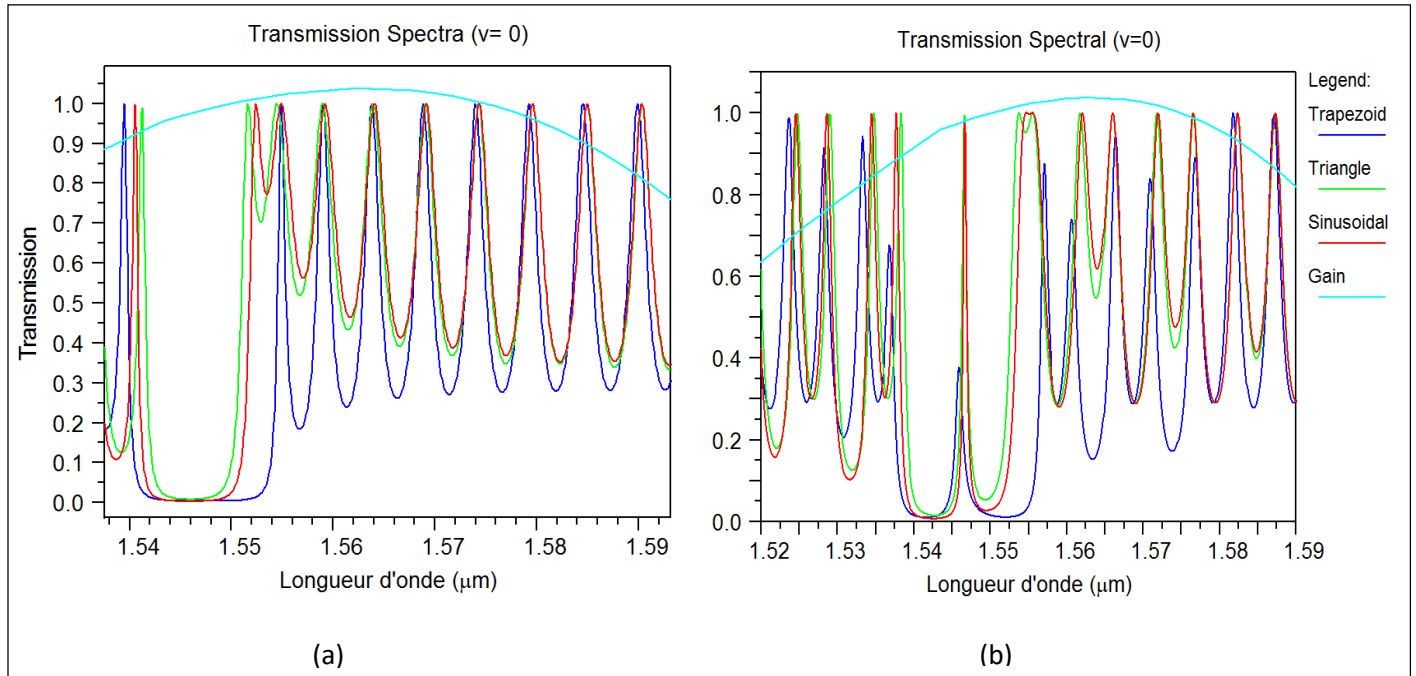


Figure 3.6 Spectre de transmission de chaque réseau superposé au gain du matériau d'un laser DFBUniforme (a) et d'un DFB avec déphasage

Les **Figure 3.6** représentent les spectres d'émission. Les pics de transmission de part et d'autre de la bande d'arrêt sont les plus susceptibles de se produire. Lequel dépend de l'endroit où le gain est placé et de la phase de facette

Les **Figure 3.7** et **3.8** montrent que les diodes DFB uniforme et avec déphasage couvrant des longueurs d'ondes d'émission proche de l'infrarouge ($1,5 \mu\text{m}$) pour $v=0$, contrairement pour $v=1.1v$

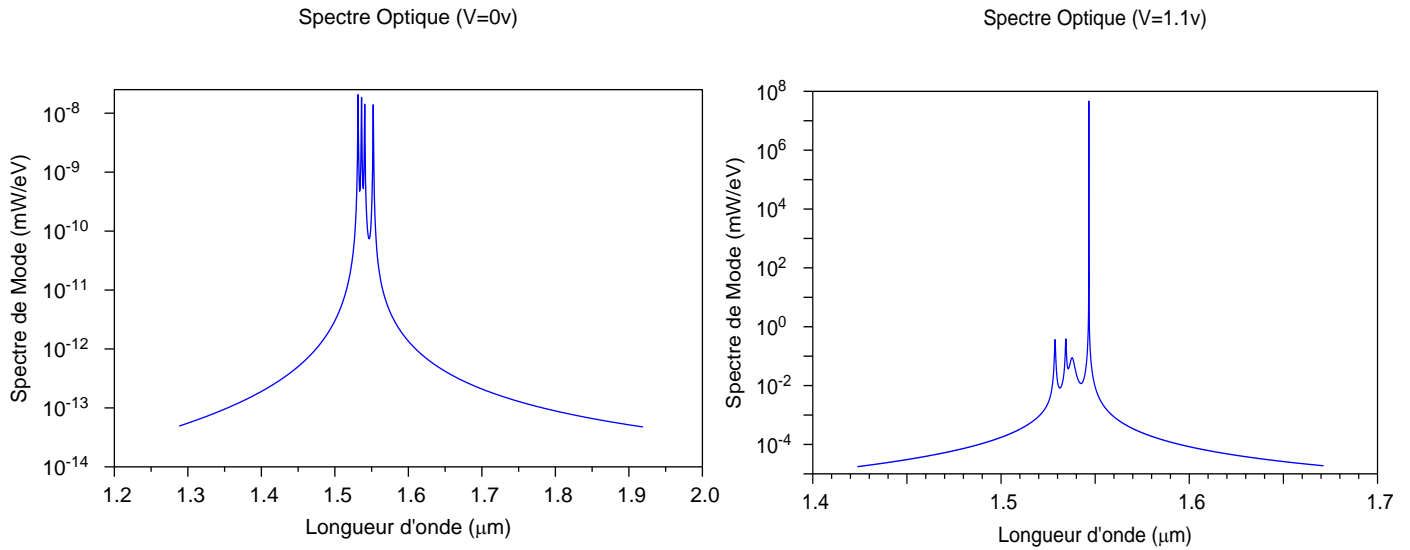


Figure 3.7 Spectre optique en dessous (gauche) et au-dessus (droite) du seuil de l'effet laser DFB Uniform

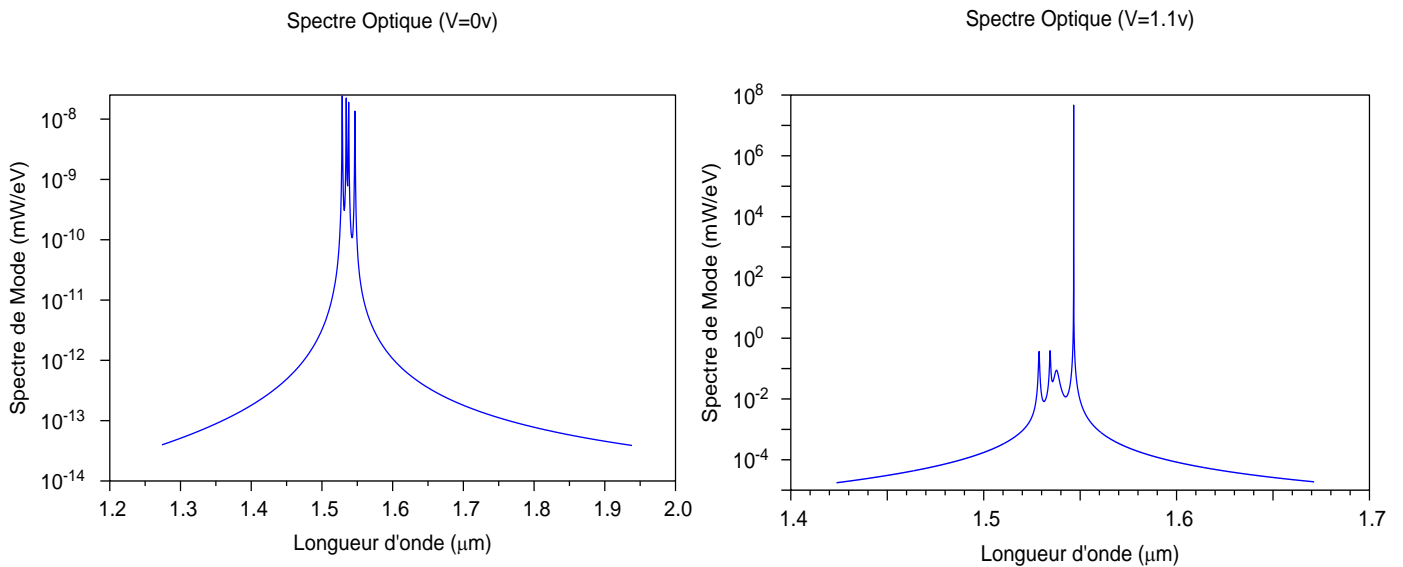


Figure 3.8 Spectre optique en dessous (gauche) et au-dessus (droite) du seuil d'effet laser DFB avec déphasage

IV. Puissance optique et caractéristique courant-tension

La caractéristique d'une diode laser ressemble à celle d'une diode. En dessous d'une valeur d'intensité seuil, la diode est absorbante, au-delà, l'émission stimulée est proportionnelle à l'intensité du courant électrique.

Lorsqu'un faible courant lui est appliqué, l'émission stimulée ainsi que les recombinaisons Auger sont négligeables, une diode laser émet de la même manière qu'une LED. La puissance rayonnement émis est proportionnelle au courant de polarisation. L'inversion de population n'a encore pas lieu. Lorsque le courant qui traverse la jonction devient supérieur au courant seuil, l'inversion de population a lieu. Les photons émis vont générer des photons cohérents qui vont atteindre les faces clivées du laser en se multipliant par émissions stimulées.

Donc, dans la même caractérisation, nous en profitons pour mesurer la courbe $V(I)$ qui nous permettra de déterminer le courant de seuil et la résistance série du composant. Les mesures $P(I)$ et $V(I)$ ont été effectuées pour des courants de polarisation allant jusque 10 mA. Lors des mesures les barrettes sont régulées en température. Un relevé typique est présenté en **Figure 3.9**

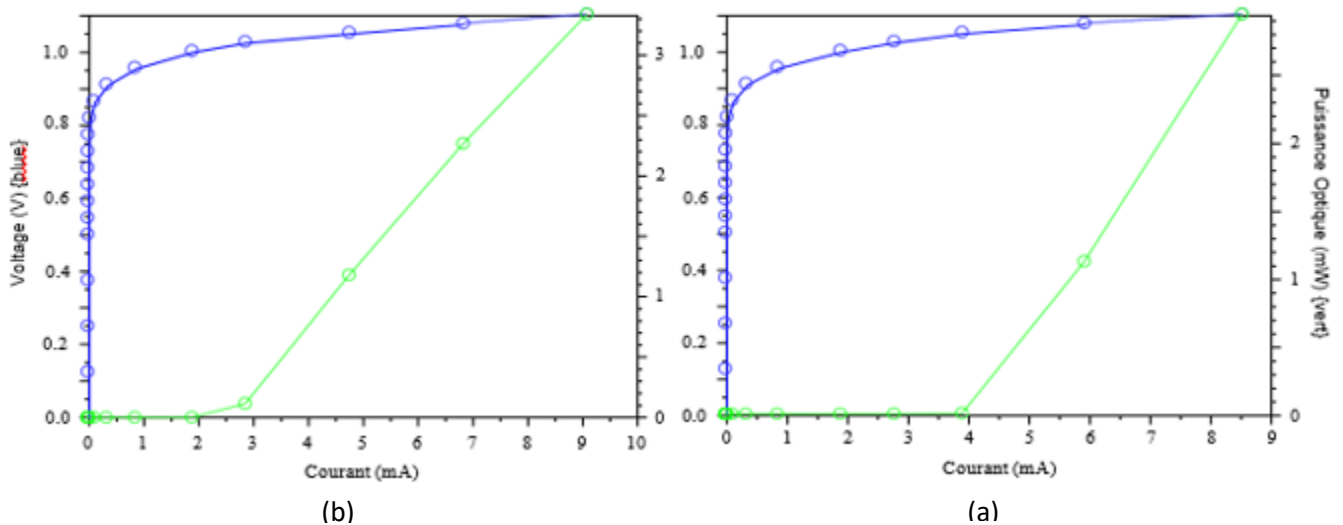


Figure 3.9 Caractéristiques puissance- courant d'un DFB Uniform (a), et d'unDFB avec déphasage (b)

Pour les différentes configurations, dans le cas (a) le courant de seuil varie de 1.5 mA à 3 mA, et dans lecas (b) il varie de 3,5 mA à 4 mA, et augmente conjointement avec l'augmentation de la valeur du coefficient de couplage.

V. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons tracés les caractéristiques électriques et optiques de notre diode laser à semi-conducteur type DFB, tel que la transmission spectrale, la puissance émise et le gain, en utilisant un logiciel de simul

Conclusion générale

Conclusion Générale

Les nombreux avantages des diodes laser en ont fait un composant essentiel pour de nombreux systèmes photoniques, tels que les télécommunications optiques, la spectroscopie ou la métrologie. Cependant, les diodes laser doivent encore améliorer leur niveau de performances et répondre notamment à un besoin en haute qualité spectrale, en accordabilité et en technologies d'intégration optique. Une des principales exigences est d'assurer un fonctionnement monomode et stable, quelle que soit la puissance délivrée.

Les lasers à semi-conducteurs, ou, plus exactement, les diodes laser 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. Cette maturité est le fruit de progrès spectaculaires réalisés tant sur la conception et l'adaptation de structures à l'application visée que sur la maîtrise de leur technologie de réalisation, sans oublier l'aspect « packaging » qui constitue l'élément majeur de leur coût. La maîtrise de l'élaboration des semi-conducteurs en couches minces permet aujourd'hui de réaliser des diodes à jonction p-n couvrant des longueurs d'ondes d'émission allant du bleu, pour les futurs lecteurs - enregistreurs DVD à haute résolution (norme Blu ray-disc ou HD DVD), jusqu'au proche infrarouge ($1,5 \mu\text{m}$) pour les communications optiques longues distances. Un nombre important de structures (laser ruban à émission par la tranche, laser VCSEL à émission par la surface) et de structures oscillantes, cavités Fabry-Pérot ou à réseau (DFB), offre une grande variété de choix pour les applications. Les courants de seuil, les puissances d'émission, les rendements énergétiques, les diagrammes de rayonnement, les puretés spectrales sont autant de propriétés qui pourront être optimisées en configurant au mieux les paramètres géométriques et les compositions des matériaux de la structure. L'objectif du présent projet concerne le développement et la simulation d'un modèle mathématiques adéquats en vue d'étudier les propriétés optoélectroniques en fonction des différents paramètres géométriques et électriques des diodes lasers à semi-conducteur du type DFB. Afin de maîtriser le comportement de ce composant, par le biais du simulateur Atlas RSOFT. Pour en valider ces résultats, ils ont été comparés à des résultats expérimentaux (ou de simulation) existant

Bibliographie

- [1] <https://couleur-science.eu/?d=10d2d2--cest-quoi-un-semi-conducteur>.
- [2] http://le-laser.over-blog.com/pages/Histoire_du_laser-1171855.html.
- [3] **C. Schwob, L. Julien**, Revue **Reflets de la Physique**° 21 « Le laser : principe de fonctionnement ».
- [4] **C. CAYRON**, « Etude théorique et expérimentale de diodes lasers, pour horloges Rubidium et Césium, refroidissement d'atomes et capteurs inertiels », Université Pierre et Marie Curie - Paris. Thèse de Doctorat, 2011.
- [5] **I. CHIALI**, « Etude d'une transmission d'un signal modulé directement par une source optique laser à un débit de 10 Gbit/s », Université Abou-Bekr Belkaid-Tlemcen, Mémoire de master, 2013.
- [6] **H. MATHIEU**, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Edition DUNOD, 2009.
- [7] **D. DANGOISSE, D. HENNEQUIN**, et **V. ZEHNLE-DHAOUI**, « Les lasers », Edition MASSON, 1998.
- [8] <http://www.optique-ingenieur.org/>.
- [9] **N. BOUBAAYA**, « Etude et simulation d'une diode laser à base de semi-conducteurs III-V (InGaAsP-InP) », Université Mohamed Boudiaf, M'Sila. Mémoire de master, 2016/2017.
- [10] <https://www.lafibrelyonnaise.fr/amplificateur-optique/>
- [11] **PRENEL**, « Physique du laser », Techniques de l'Ingénieur, réf : AF 3270.
- [12] **H. MATHIEU**, « Physique des semi-conducteurs et des composants électroniques », Edition DUNOD, 2009.
- [13] <http://didier.hottois.pagesperso-orange.fr/laser/modes.htm>
- [14] **N.K. Dutta, G.P. Agrawal**, Semi conductor lasers, Van Nostrand ReinHold (1993).

- [15] Weisbuch, B.Vinter, Quantum semiconductor structure, Academic press (1991).
- [16] R.Dingle, W.Weigmann C.H.He,ry,Phys,Rev.Lett,33.(1974).
- [17] D.Bimberg, M.Grundmann, and N.N Ledenstov, Quantum dots heterostructure, Ed. John Wiley et sons Chichester, (1999).
- [18] R.Teissier,P.Christof, A.Jouillé, Nouveau laser à semi conducteur pour le moyen infra rouge, quanta et photon (2005).
- [19] K.Utaka, S.Akabi, K.Sakai et Y. Matsushima, « Effect of mirror facets on lasing characteristics of distributed feedback InGaP/InP laser diodes at 1.5 μm range», IEEE Journal of Quantum Electronics, vol. 20, N°.3,pp. 236-245, 1984.
- [20] S.GARIDEL, « Fabrication des réseaux de Bragg particuliers par lithographie électronique : application à la réalisation de dispositifs photoniques et optoélectroniques sur matériaux de la filière InP », Thèse de doctorat, Lille, 2004.
- [21] A.F.Obaton, C.Palavicini, Y.Jaouen, M.Douay, P.Niay, M.Lièvre, « Cractérisation de réseaux de Bragg par réflectometrie optique à faible cohérence », 2000.
- [22] A. JEBALI , « Réalisation de réflecteurs de Bragg pour un Laser à fibre »,projet hiver, Ecole polytechnique fédérale de Lausanne, 2000.

Résumé

Dans une chaîne de transmission optique, la diode laser reste le composant majeur utilisé pour la génération de la lumière, dont le but d'obtenir des signaux monochromatiques, directionnels et longitudinaux. Suivant les applications visées, les caractéristiques du laser (seuil, puissance optique, longueur d'onde) seront différentes. Pour utiliser le multiplexage en longueur d'onde, les lasers doivent être monomodes (émettant une seule longueur d'onde). De plus, pour permettre l'interopérabilité des signaux d'une puce à l'autre, la longueur d'onde des lasers doit pouvoir être précisément choisie. Les lasers seront donc préférés accordables, spécialement le laser à semi-conducteurs type DFB.

L'objectif de ce travail est l'étude des diodes lasers à base de semi-conducteur, plus particulièrement le laser DFB. Lors de cette étude, nous avons utilisé deux types de laser DFB : le laser DFB Uniforme et le laser DFB à saut de phase. Pour les deux types on utilise le mode fondamental, et un réseau de Bragg sinusoïdal. L'étude détaillée d'un modèle à deux dimensions, qui se limite au régime stationnaire de la diode laser a été présentée. La simulation par le logiciel *Rsoft_Lasermode* du modèle étudié, a permis de maîtriser le comportement d'un tel composant.

Mots clés: lasers à base de semi-conducteur, réseau de Bragg, émission stimulée, recombinaison, mode fondamental.

Abstract

In an optical transmission chain, the laser diode remains the major component used for the generation of light, whose purpose is to obtain monochromatic, directional and longitudinal signals. Depending on the application, the laser characteristics (threshold, optical power, and wavelength) will be different. To use wavelength division multiplexing, the lasers must be single mode (emitting a single wavelength). Moreover, to allow interoperability of signals from one chip to another, the wavelength of the lasers must be precisely chosen. The lasers will therefore be preferred tunable, especially the semiconductor laser type DFB.

The objective of this work is the study of diode lasers based on semiconductor, especially the DFB laser. During this study, we used two types of DFB laser: the Uniform DFB laser and the Phaseshift DFB laser. For both types we use the fundamental mode, and a sinusoidal Bragg grating. The detailed study of a two-dimensional model, which is limited to the stationary regime of the laser diode has been presented. The simulation by the software Rsoft_Lasermode of the studied model, allowed to master the behavior of such a component.

Keywords: semiconductor lasers, Bragg grating, stimulated emission, recombination, fundamental mode.

موجز

لا تزال أضواء الليزر في سلسلة من قنوات الإرسال البصرية هي المكون الرئيسي لتوليد الضوء الذي يهدف إلى الحصول على إشارات أحادية اللون وإشارات ذات اتجاه واحد وطولي. ستختلف خصائص الليزر حسب التطبيقات المستهدفة (الحد الأدنى للتيار، الطاقة البصرية وطول الموجة).

ولاستخدام الترددات ذات الطول الموجي يجب أن تكون أشعة الليزر أحادية التردد (التي تصدر موجة واحدة). للسماح بالتشغيل البيئي للإشارات من شريحة إلى أخرى، يجب تحديد الطول الموجي لليزر بدقة. وهذا يعني أن لليزر قابلية للضبط المفضل، خاصةً نوع الليزر أشباه الموصلات DFB.

الهدف من هذا العمل هو دراسة ثنائيات الليزر القائمة على أشباه الموصلات، وبشكل أكثر تحديداً ليزر DFB. في هذه الدراسة استخدمنا نوعين من ليزر DFB: أحادي الشبكة و النوع الثاني ثنائي الشبكة مع ازاحة للطور. كلا النوعين يستخدم الوضع الأساسي للانتشار (الوضع الأحادي) وشبكة Bragg جيبيية. وقد قدمت دراسة مفصلة لنموذج ثنائي الأبعاد يقتصر على نظام التشغيل الثابت لضوء الليزر. وقد ساعد برنامج Rsoft_Lasermode الذي تم الاستعانة به على إدارة سلوك هذا العنصر.

كلمات مفتاحية: ليزر شبه موصل، شبكة براغ، الانبعاث المستحث، إعادة تركيب، الوضع الأساسي للانتشار الضوئي