

5200.
جامعة البليدة
المكتبة اوكاديمية

REPUBLIQUE ALGERIENNE DEMOCRATIQUE ET POPULAIRE

MINISTERE DE L'ENSEIGNEMENT SUPERIEUR ET DE LA
RECHERCHE SCIENTIFIQUE

UNIVERSITE DE BLIDA
FACULTE DES SCIENCES
DEPARTEMENT : PHYSIQUE

THESE DE MAGISTER

SPECIALITE : PHYSIQUE
OPTION : MATERIAUX ET COMPOSANTS

THEME

*ETUDE ET MODELISATION DES DIODES
LASER ACCORDABLES EN LONGUEURS
D'ONDE A REFLECTEUR DBR*

Présentée par :
Mme Boutrik Hayet née Arbouz

Proposée et dirigée par :
Dr. Nacer Said

Soutenue le : 03-12-2001, devant le Jury :

Mr. Bentaiba . M	Maître de conférence	Université de Blida	Président
Mr. Louhibi . D	Maître de recherche	C.D.T.A	Examineur
Mr. Ferdjani . K	Maître de conférence	Université de Blida	Examineur
Mr. Nacer. S	Chargé de cours	Université de Blida	Rapporteur

Année Universitaire : 2000 / 2001

A mes parents,

A ma famille,

A tous ceux qui me sont chers.

En témoignage d'affectueuses reconnaissances.

Remerciements :

Ce travail à été réalisé au sein du laboratoire de micro-électronique, sous la direction du Docteur S. Nacer qui a montré un grand intérêt pour ce travail par ces encouragements, qu'il trouve ici l'expression de ma grande reconnaissance et mes vifs remerciements pour avoir bien voulu me faire part de son expérience.

Je suis sensible à l'honneur que me fait Monsieur Bentiba . M , de présider le jury, je tiens à lui exprimer ma profonde reconnaissance.

Je remercie Mr. Louhibi . D et Mr. Ferdjani . K pour avoir bien voulu juger cet ouvrage.

Je remercie tous particulièrement Mr. D. Boutrik et Mr. D. bouhadba pour leurs aide précieuse.

Enfin , tous mes collègues et amis trouveront ici l'expression de mon amitié.

Résumé en Français :

L'objet de ce travail est de décrire et modéliser des structures de lasers accordables en longueur d'onde comprenant une ou plusieurs sections DBR (diffracted Bragg reflector). De tels lasers sont indispensables au développement des systèmes de transmission basés sur le multiplexage de longueur d'onde (WDM).

Les différents réflecteurs utilisés sont décrits et la réflectivité de chacun est calculée grâce à deux méthodes :

- La méthode des matrices de transfert.
- La méthode des modes couplés.

Nous nous sommes intéressés aux trois structures suivantes :

- Laser DBR à trois sections.
- Laser SG-DBR.
- Laser SSG-DBR.

Pour chaque structure, nous déterminons la variation de la longueur d'onde d'émission en fonction du courant d'injection, ainsi que le gain seuil, le courant seuil et la puissance émise.

Pour ce qui est du laser DBR à trois sections, nous démontrons qu'il est possible de réaliser une accordabilité continue ou discontinue selon l'utilisation des courants d'injection dans les sections passives (injection simultanée dans les deux sections contrôle de phase et DBR ou injection du courant dans la section DBR seulement).

On démontre aussi que l'utilisation des réflecteurs SG-DBR ou SSG-DBR dans les lasers accordables permet d'élargir l'étendue de longueur d'onde accordable, la procédure d'accord est clairement décrite pour les lasers qui contiennent ces types de réflecteurs.

En ce qui concerne la structure du laser SSG-DBR, on introduit une méthode d'optimisation afin de minimiser l'écart d'amplitude entre les pics de son spectre de réflectivité. Cette méthode va nous permettre de diminuer la variation des caractéristiques de ce laser au seuil avec l'injection du courant.

Résumé en Anglais :

This work deals with the description and the modelling of wavelength-tunable semiconductor lasers with one (or more) DBR (diffracted Bragg reflector) section.

Such lasers are required for development of transmission systems based on wavelength division multiplexing and optical measurement applications.

We presented different structures of DBR reflectors and we calculated the reflection coefficient and the reflectivity for all of them by using two methodes :

- Transfer matrix method.
- Coupled mode method.

We studied three structures of tunable lasers :

- Three section DBR laser.
- Sampled grating DBR laser (SG-DBR laser).
- Super structure grating DBR laser (SSG-DBR laser).

For each one of these lasers we calculate the wavelength shift ,the variation of threshold gain , threshold current and output power with the injection of current.

It is shown that we can obtain a continuous or discontinuous tunability by simultaneous or separate control of the injected currents into passive sections.

We demonstrated that the incorporation of sampled grating or super structure grating into DBR lasers results in wavelength tunable lasers that can cover a wide wavelength range by using tuning mechanisms witch are explained in details in the third chapter.

We use an optimization method for minimizing the amplitude difference between reflectivity picks of the SSG- DBR reflector in order to ameliorate the proprieties of this laser at the threshold.

Sommaire :

INTRODUCTION	1
CHAPITRE I : RAPPELS THEORIQUES	3
I-1- Rappels des principes d'émission de la lumière et de l'effet laser	3
I-1-1- L'absorption	3
I-1-2- L'émission spontanée	3
I-1-3- L'émission stimulée	4
I-1-4- Milieu amplificateur	4
I-1-5- Source de pompage	7
I-1-6- Cavité résonante	8
I-2- Principe de fonctionnement des lasers à semi-conducteur	8
I-2-1- Condition d'oscillation	9
I-2-2- Propriétés électroniques	12
I-2-2-a- Gain dans la cavité résonnante	12
I-2-2-b- Densité de courant seuil	14
I-2-2-c- Puissance émise	15
I-3- Description et fonctionnement des lasers à semi-conducteur	16
I-4- Diodes lasers accordables en longueur d'onde	19
I-4-1- Diode laser accordable à réflecteur DBR	20
I-4-2- Diode laser à SG-DBR	23
I-4-3- Diode laser à SSG-DBR	25
I-5- Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'injection	27
I-5-1- Effet de remplissage de bande	28
I-5-2- Effet de rétrécissement de la bande interdite	31
I-5-3- Absorption de porteurs libres	32

III-4-3- Théorie du modèle.....	73
CHAPITRE IV : EXEMPLES DE SIMULATION ET INTERPRETATION DES RESULTATS.....	76
IV-1- Introduction.....	76
IV-2- Laser accordable à trois sections.....	76
IV-3- Laser SG-DBR " sampled grating DBR".....	83
IV-4- Laser SSG-DBR "super structure DBR laser".....	91
IV-5- Interprétation des résultats.....	100
CONCLUSION GENERALE.....	102
ANNEXE.....	104
BIBLIOGRAPHIE.....	111

INTRODUCTION

CHAPITRE I

RAPPELS THEORIQUES

Les techniques de synthèse et de traitement du signal utilisables en communication se sont toutes avérées limitées.

Le développement de systèmes compétitifs impose de disposer des derniers résultats dans chaque domaine.

Par ailleurs les plus grandes perspectives de développement s'ouvrent à travers la réalisation technologique de fonctions différentes (amplification et guidage, détection et filtrage, transmission et routage, émission et modulation...).

Les études de transmissions optiques monomodes et les progrès récents des lasers à semi-conducteur autorisent aujourd'hui la transposition en optique de nombreuses techniques usuelles dans le domaine des communications.

Les études actuelles concernent la modélisation et la caractérisation de composants ou de fonctions optoélectroniques nouvelles pour les générations futures de systèmes optiques.

Il s'agit notamment des systèmes de télécommunications à détection directe, des systèmes cohérents tirant parti du gain en sensibilité de la détection directe, des systèmes cohérents tirant parti du gain en sensibilité de la détection homodyne ou hétérodyne et des futurs réseaux monomodes à multiplexage en fréquence optique.

Le développement de tels systèmes impose la disponibilité de lasers à semi-conducteur ayant d'excellentes propriétés spectrales : stabilité modale, accordabilité, largeur spectrale faible modulation en fréquence et en amplitude...

Notre étude est centrée sur la théorie et la modélisation de diodes laser à semi-conducteur à réflecteur de Bragg (DBR) accordables en longueur d'onde.

Les travaux effectués ont porté sur les diodes lasers à semi-conducteur accordables en longueur d'onde et émettant aux environs de $1.55\mu\text{m}$.

Nous allons nous intéresser à la théorie et la modélisation de lasers à réflecteur de Bragg (DBR) et tout particulièrement aux structures suivantes :

- Diodes laser DBR à trois sections.
- SG-DBR ("sampled grating" DBR) laser.
- SSG-DBR ("super structure grating" DBR) laser.

La particularité de ces lasers est l'accès à n'importe quelle longueur d'onde sur une large étendue accordable, c'est pour cette raison qu'il peuvent être utilisés dans plusieurs domaines d'applications tels que:

- Les systèmes de communication optique basés sur le multiplexage par division de longueur d'onde (WDM).
- Réseaux de communication par fibre optique.
- Détection cohérente dans les systèmes de transmission optique.
- Systèmes de mesure optique.
- Spectroscopie.
- Environnement et pollution...

Dans le premier chapitre, on rappelle les principes d'émission de la lumière et l'effet laser ainsi que le principe de fonctionnement des lasers à semi-conducteur en général en décrivant leurs propriétés optiques et électroniques, puis nous allons nous intéresser aux lasers accordables en longueur d'onde.

Nous allons décrire dans le deuxième chapitre les différentes variantes de réflecteurs DBR (diffracted Bragg reflector) utilisés dans les lasers accordables et nous allons introduire deux méthodes qui vont nous permettre de calculer la réflectivité de chaque réflecteur. La première méthode est la méthode TMM (méthode des matrices de transferts) et la deuxième est la méthode des modes couplés.

Le troisième chapitre contient la modélisation et la théorie de trois structures laser accordables en longueur d'onde et à réflecteur de Bragg :

- Diodes laser DBR à trois sections.
- SG-DBR ("sampled grating" DBR), laser.
- SSG-DBR ("super structure grating" DBR), laser

Le quatrième chapitre traite des exemples de simulation concernant chaque structure décrite dans le chapitre précédent et l'interprétation des résultats obtenus.

Nous terminerons par une conclusion.

I-1- RAPPELS DES PRINCIPES D'EMISSION DE LA LUMIERE ET DE L'EFFET LASER :

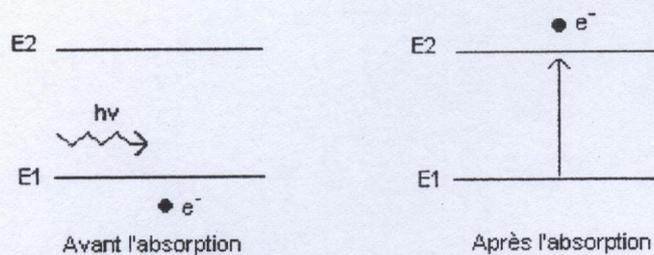
Les atomes, les molécules, et les semi-conducteurs, absorbent et émettent des ondes électromagnétiques sous forme de lumière ayant une certaine longueur d'onde λ .

L'énergie ne peut prendre que des valeurs discontinues (d'après la théorie de la mécanique quantique) appelées "niveaux d'énergie".

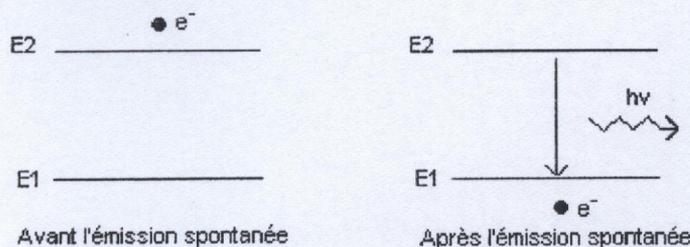
Si on prend en considération deux niveaux d'énergies E_1 et E_2 tel que : $E_2 > E_1$, les transitions possibles entre les deux états d'énergie sont :

I-1-1- l'Absorption :

Si un électron se trouve initialement à l'état d'énergie E_1 , ce dernier peut absorber un photon et passer à l'état d'énergie E_2 .

**I-1-2- l'Emission spontanée :**

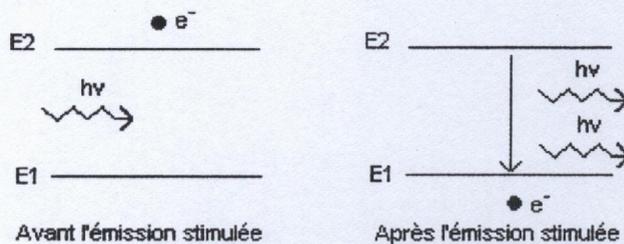
Si un électron se trouve initialement à l'état d'énergie E_2 (état excité), un photon est émis spontanément lorsqu'il passe à l'état d'énergie E_1 (état stable)



I-1-3- Emission stimulée :

Lorsqu'un photon est envoyé sur un électron se trouvant initialement à l'état d'énergie E_2 (état excité), ce dernier peut être induit à émettre un photon ayant la même phase et la même énergie que le photon envoyé.

Ce mécanisme qui est à l'origine de l'amplification de la lumière est nommé "émission stimulée"



Dans les trois cas, un photon est émis ou absorbé selon le cas, à la fréquence $\nu = (E_2 - E_1)/h$.

h : constante de Planck.

Le fonctionnement d'un laser nécessite l'existence des trois éléments suivants :

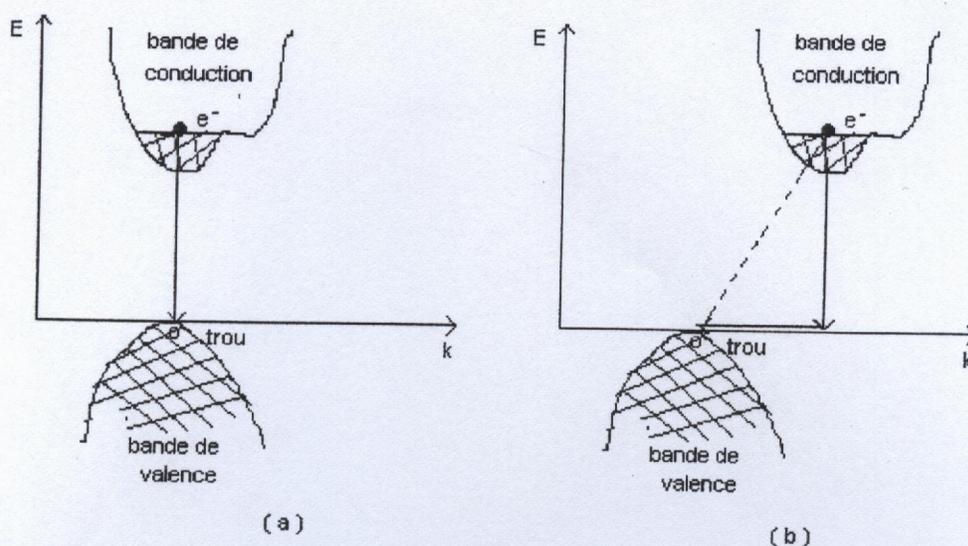
- Milieu amplificateur.
- Source de pompage.
- Cavité résonante.

I-1-4- Milieu amplificateur :

Puisqu'il s'agit de lasers à semi-conducteur, le milieu amplificateur est donc un semi-conducteur, où les énergies électroniques autorisées sont réparties en bandes d'énergies bien déterminées, séparées d'une bande interdite.

Les électrons de la bande de conduction peuvent faire des transitions vers la bande de valence par recombinaison avec les trous de cette bande.

L'énergie qui correspond à la différence est émise sous forme de photon $h\nu$.



Fig(I-1) : Transition d'un électron dans un semi-conducteur.

Cas (a) : la transition s'effectue facilement car le sommet de la bande de valence coïncide avec le bas de la bande de conduction, un photon est émis facilement, la transition est directe.

C'est le cas du GaAs où les sommets des bandes coïncident, facilitant les transitions radiatives et des composés semi-conducteurs à trois ou quatre éléments (InGaAsP , GaAlAs , ...) .

Ces derniers ont un avantage supplémentaire, puisque l'écart énergétique E_g varie avec la composition permettant ainsi d'obtenir différentes longueurs d'onde[1].

Ex : $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ($0 \leq x \leq 1$).

Cas (b) : la transition de l'électron s'effectue difficilement car les sommets des deux bandes ne coïncident pas, et de ce fait la probabilité d'émission devient plus faible.

Tel est le cas du germanium Ge et du silicium Si où la transition entre les bandes est indirecte diminuant la probabilité d'obtenir des transitions radiatives.

Si on considère que le semi-conducteur étudié est un milieu homogène du point de vue densité de porteurs, ce dernier sera le siège des trois phénomènes d'émissions décrits auparavant :

- création des paires (électrons - trous) par absorption de photon.
- création de photon par émission spontanée.

- création de photon par émission stimulée.

Si on considère que la transition s'effectue entre un seul état E_1 de la bande de valence et un seul état de la bande de conduction E_2 :

Le taux de création de paires (électrons - trous) est donné par :

$$r_{12} = B_{12} \cdot f_1 \cdot (1 - f_2) \cdot P(E_{21}) \quad (I-1)$$

Le taux d'émission spontanée est donné par :

$$r_{21}(\text{sp}) = A_{21} \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \quad (I-2)$$

Le taux d'émission stimulée est donné par :

$$r_{21}(\text{st}) = B_{21} \cdot f_2 \cdot (1 - f_1) \cdot P(E_{21}) \quad (I-3)$$

B_{12} , B_{21} , A_{21} : probabilités pour que l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée aient lieu respectivement.

f_1 : probabilité pour que l'état d'énergie E_1 contienne un électron.

$1 - f_1$: probabilité pour que l'état d'énergie E_2 soit vide.

$P(E_{21})$: Densité de photons d'énergie $E_{21} = E_2 - E_1$.

$f_{1,2}$ est donnée par la statistique de Fermi -Dirac tel que :

$$f_{1,2} = \left[1 + \exp\left(\frac{E_{1,2} - E_{f_{1,2}}}{K \cdot T}\right) \right]^{-1} \quad (I-4)$$

K : constante de Boltzman.

T : température absolue.

A l'équilibre thermodynamique on doit avoir : $r_{12} = r_{21}(\text{sp}) + r_{21}(\text{st})$, ce qui donne les relations d'Einstein

$$A_{21} = \frac{8\pi n^3 E_{21}^2}{(hc)^3} \cdot B_{21} \quad \text{et} \quad B_{21} = B_{12} \cdot (\text{coefficients d'Einstein}).$$

n : indice de réfraction.

h : constante de planck.

c : vitesse de la lumière.

La condition pour que le milieu devienne amplificateur de lumière est que l'émission stimulée l'emporte sur l'absorption, c'est à dire que : $r_{21}(st) > r_{12}$.

A partir de là on obtient la condition de Bernard et Duraffourg :

$$E_{f2} - E_{f1} > E_2 - E_1 \quad (I-5)$$

I-1-5- Source de pompage :

Pour que le nombre de photons émis par émission stimulée soit plus important que le nombre de photons absorbés, il faut réaliser l'inversion de population par injection de porteurs dans le milieu amplificateur.

Si on considère un nombre total d'électrons N tel que un nombre N_1 de ces électrons se trouve à l'état d'énergie E_1 et un nombre N_2 tel que $N_2 = N - N_1$ se trouve à l'état d'énergie E_2 .

Sous les lois de l'équilibre thermodynamique la relation entre N_1 et N_2 est donnée par :

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{g_2}{g_1} \times \exp \left[-\frac{E_2 - E_1}{K.T} \right] \quad (I-6)$$

g_1, g_2 : Dégénérescences des états d'énergie E_1 et E_2 respectivement.

K : constante de Boltzman.

T : température absolue.

A la température $T=0^\circ$ K tous les niveaux électroniques sont remplis jusqu'au niveau de Fermi E_f , les états $E > E_f$ étant vides.

Puisque $N_2 < N_1$ d'après la relation précédente, cela veut dire que le niveau d'énergie E_1 est plus peuplé que le niveau d'énergie E_2 . La source de pompage n'est autre que l'injection de porteurs par le biais d'un courant qui nous permet de faire en sorte que le niveau d'énergie E_2 soit plus peuplé que le niveau d'énergie E_1 , favorisant ainsi l'émission stimulée au dépend de l'absorption.

I-1-6- Cavité résonante :

Si le milieu amplificateur est placé dans une cavité résonante constituée de deux miroirs hautement réfléchissants placés face à face, on aura l'apparition d'une oscillation pour autant que le gain dépasse les pertes de la cavité.

L'exemple le plus répandu est le résonateur "Fabry-Pérot" où la lumière est successivement réfléchi et confinée entre les deux miroirs.

Suite aux vas et viens qu'effectue l'onde électromagnétique à travers le milieu actif, le champ électromagnétique est amplifié dans la cavité.

Le couplage optique vers l'extérieur est réalisé en rendant semi-réfléchissant l'un ou les deux miroirs.

I-2- PRINCIPE DE FONCTIONNEMENT DES LASERS A SEMI-CONDUCTEUR:

Les lasers à semi-conducteur réalisent, à l'état solide dans un très petit volume, les fonctions d'amplification et de résonance. Le pompage des niveaux est produit par le passage à travers une jonction p-n d'un courant réalisant l'inversion de population nécessaire.

L'émission stimulée a lieu lorsque la densité de porteurs injectés est assez forte pour provoquer l'inversion de population.

La densité de courant doit dépasser une valeur de seuil élevée car il faut compenser les pertes dans la cavité.

La figure(I-2) représente le principe de fonctionnement simplifié d'un laser à semi-conducteur.

Le résonateur est une cavité Fabry Pérot constituée de deux faces clivées qui font office de miroirs[2].

L'émission stimulée résulte de la recombinaison stimulée des électrons de la bande de conduction avec des trous de la bande de valence.

Dans la fig : (I-2-a) : un électron excité se recombine spontanément avec un trou de la bande de valence et l'énergie est libérée sous forme d'émission d'un photon. C'est ce qui constitue l'émission spontanée.

Bien avant que d'autres émissions spontanées aient lieu, le photon émis stimule la recombinaison d'un second électron avec un trou .Fig : (I-2-b). L'énergie du second photon émis est égal à l'énergie du premier, ainsi leurs fréquences sont égales.

En circulant à travers la diode, ils stimulent d'autres recombinaisons et une onde cohérente se constitue. Fig : (I-2-d).

Un miroir partiellement réfléchissant (l'autre face clivée) situé à l'extrémité gauche, permet à une certaine lumière de s'échapper. Fig (I-2-e).

I-2-1- Condition d'oscillation :

Considérons un laser classique (cavité Fabry-Pérot, sans réseau), de longueur L .

L'onde se propage avec le vecteur d'onde $k = \beta + i.(g-\alpha)/2$.

β : constante de propagation.

Les miroirs ont des coefficients de réflexion r_1 et r_2 respectivement.

Lors d'un aller-retour dans la cavité, l'onde incidente se propage sur une distance de $2L$ et subit deux réflexions.

La condition d'oscillation lors d'un aller-retour de l'onde est exprimée par la relation :

$$r_1.r_2.\exp(-L.\alpha).\exp(g.L) = 1 \quad (\text{I-7})$$

g : gain par unité de longueur produit par émission stimulée durant un aller-retour.

α : pertes par absorption dans le semi-conducteur par unité de longueur.

On en déduit que le gain minimum (gain seuil) pour obtenir l'oscillation est :

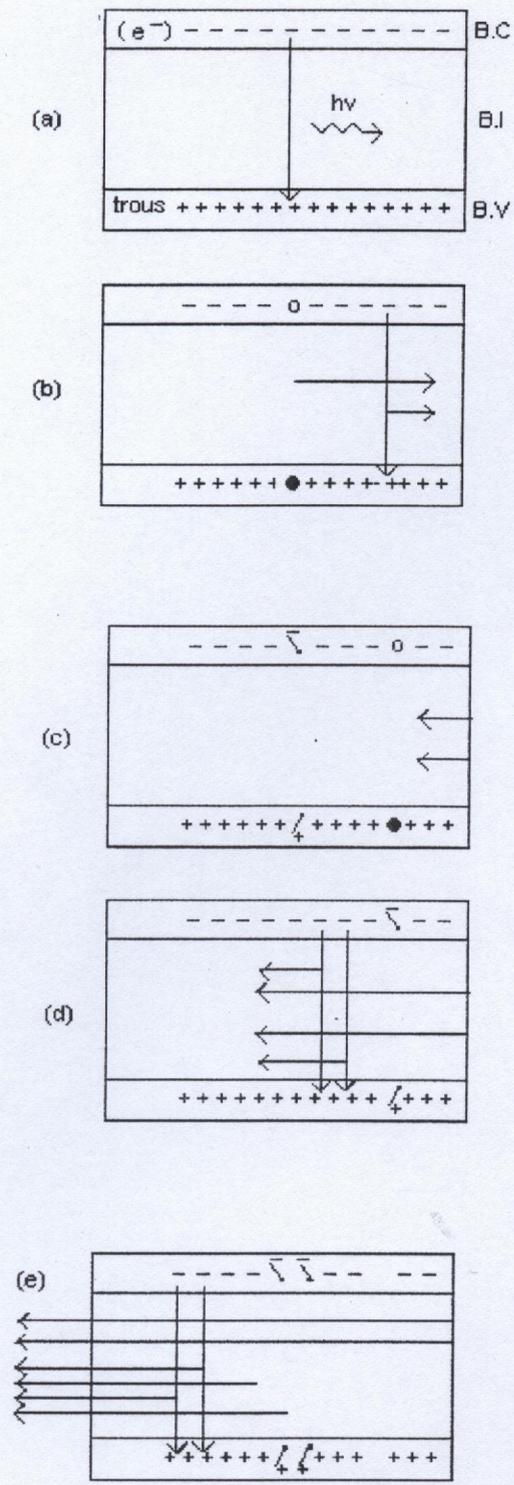
$$g_{th} = \alpha + \frac{1}{L} \cdot \ln\left(\frac{1}{r_1 \cdot r_2}\right) \quad (\text{I-8})$$

Une onde stationnaire à phase constante est créée entre les deux miroirs séparés de la distance L tel que : $L = (\lambda/2.n).q$

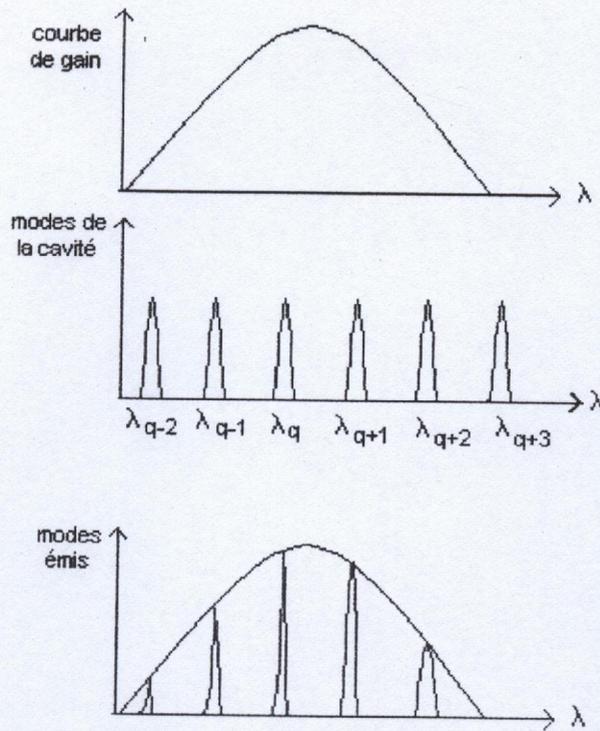
λ : longueur d'onde dans le vide.

n : indice de réfraction.

q : entier représentant l'ordre du mode.



Fig(I-2) : Fonctionnement simplifié d'un laser à semi-conducteur.



Fig(I-3) : Modes susceptibles d'osciller dans la cavité.[2]

Cette relation représente la condition d'obtention d'interférences constructives.

En pratique, de nombreuses combinaisons de q et de λ satisfont cette relation, on les appelle les "modes longitudinaux".

Pour une cavité Fabry- Pérot donnée, deux modes adjacents sont séparés par un intervalle de longueur d'onde de :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2.n.L}$$

$\Delta\lambda$: espacement entre les modes de la cavité.

Seuls les modes présents à l'intérieur de la courbe de gain seront émis. Fig(I-3).

I-2-2- Propriétés électroniques :**I-2-2-a- Gain dans la cavité résonante :**

L'obtention de l'effet laser est liée aux trois phénomènes habituels de transition quantique décrits précédemment.

Dans le cas d'un semi-conducteur, il est nécessaire de considérer toutes les transitions possibles entre les états de bandes de conduction et de valence.

Si on considère que E' est un état de la bande de conduction et que E'' est un état de la bande de valence, tel que $E'' = E' - E$, $E = h\nu$, et que $\rho_c(E')$, $\rho_v(E'')$ sont les densités d'électrons dans la bande de conduction et dans la bande de valence respectivement.

Le coefficient d'absorption est donné par :

$$\alpha(E) = \int_{-\infty}^{+\infty} B_{12} \frac{n}{c} (f_v(E'') - f_c(E')) \rho_c(E') \rho_v(E'') dE' \quad (1-9)$$

tels que :

$$f_c(E') = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E' - E_{f_N}}{KT}\right)} \quad \text{et} \quad f_v(E'') = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E'' - E_{f_P}}{KT}\right)}$$

$f_c(E')$: Probabilité pour que le niveau d'énergie E' de la bande de conduction soit occupé par un électron.

$f_v(E'')$: Probabilité que le niveau d'énergie E'' de la bande de valence soit occupé par un électron.

E_{f_N}, E_{f_P} : Quasi -

niveaux de Fermi dans la bande de conduction et la bande de valence respectivement.

Le gain est donné par :

$$g(E) = -\alpha(E)$$

$$g(E) = - \int_{-\infty}^{+\infty} B_{12} \frac{n}{c} (f_v(E'') - f_c(E')) \rho_c(E') \rho_v(E'') dE' \quad (1-10)$$

La figure (I-4) représente la valeur du gain pour plusieurs condition d'injection.

On voit que pour une certaine valeur d'injection, l'émission stimulée commence à l'emporter sur l'absorption et le gain devient positif.

A une injection donnée suffisante (ex : N3), correspond une bande de gain(partie hachurée), domaine de longueurs d'onde pour lesquelles le matériau est amplificateur.

Le gain maximum peut être relié à la densité de porteurs dans la zone active par une relation simple [3] :

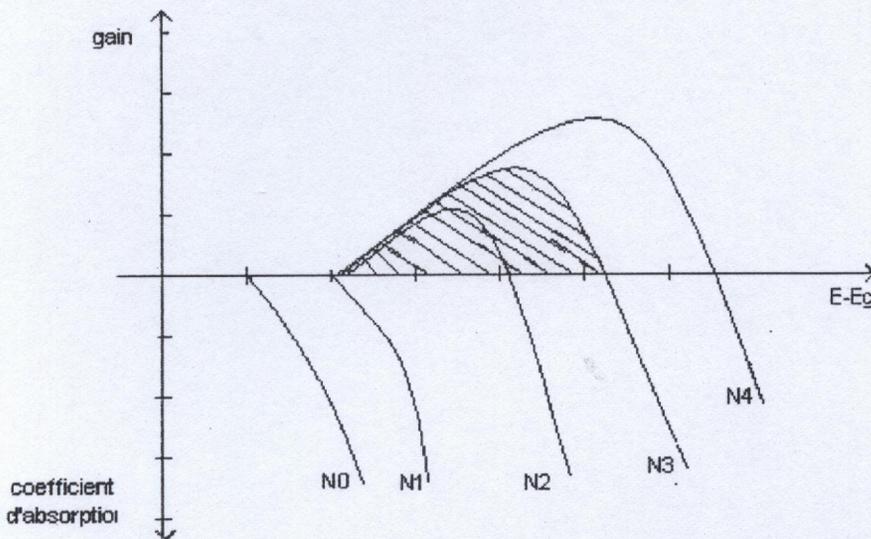
$$g_{\max} = A_0.(N-N_0) \tag{I-11}$$

$$A_0 = \frac{dg}{dN} \tag{I-12}$$

A₀ : gain différentiel.

N₀ : densité de porteurs à la transparence(gain nul).

Pour des niveaux d'injection faibles le gain est négatif (absorption).



Fig(I-4): coefficient d'absorption ou de gain d'un semi-conducteur en fonction de l'énergie pour Différentes densités de porteurs injectés.

I-2-2-b- Densité de courant seuil :

Pour compléter la description électrique, nous avons pris soin d'introduire une relation entre la densité de courant J injectée dans le laser et la densité d'électrons N injectés.

Pour cela, il nous faut considérer les différents mécanismes par lesquels les porteurs sont générés ou perdus.

L'équation de continuité des électrons est donnée par :

$$\frac{dN}{dt} = D \cdot \frac{d^2N}{dx^2} + \frac{J_N}{e \cdot d} - R(N) \quad (I-13)$$

- Le premier terme est dû à la diffusion, tel que D est le coefficient de diffusion.
- Le deuxième terme représente les porteurs injectés dans le laser par le courant de pompage.
 e : charge de l'électron.
 d : épaisseur de la zone active.
- Le troisième terme rend compte des porteurs consommés par le processus de recombinaison radiatif ou non radiatif.

Nous nous intéressons aux propriétés du laser à l'état d'équilibre. En considérant que N ne varie pas de façon appréciable dans la couche active, le taux de recombinaison total est donné par :

$$R(N) = R_1 + R_2 + R_3, \text{ tels que :}$$

$$R_1 = A \cdot N = \frac{N}{\tau_{nr}} \quad \text{où } \tau_{nr} \text{ est la durée de vie non radiative de tous les porteurs capturés par des pièges.}$$

Ce taux est proportionnel à N .

$$R_2 = B \cdot N^2 \text{ représente le taux de recombinaisons radiatives.}$$

$$R_3 = C \cdot N^3 \text{ représente le taux de recombinaison Auger.}$$

À l'équilibre ($\frac{dN}{dt} = 0$) et en considérant que N est constant dans la couche active ($\frac{dN}{dx} = 0$) on aura :

$$\frac{J_N}{e.d} = A.N+B.N^2+C.N^3 \quad (\text{I-14})$$

$$\text{Au seuil, } N = N_{th} \text{ et } J_{th} = e.d.(A.N_{th} + B.N_{th}^2 + C.N_{th}^3) \quad (\text{I-15})$$

Pour les structures performantes fabriquées actuellement, les fuites de courant sur les côtés sont négligeables et le courant seuil I_{th} , est simplement le produit de J_{th} par la surface du laser.

I-2-2-c- Puissance émise :

Avant de parler de la puissance émise, nous allons introduire la notion du rendement différentiel externe η_e qui est défini, à un point de fonctionnement donné comme, le rapport de l'accroissement du nombre de photons émis par une face et l'accroissement du courant injecté dans le laser, ce qui s'exprime mathématiquement par :

$$\frac{dP_{g,d}}{h\nu} = \eta_{e,g,d} \cdot \frac{dI}{e} \quad (\text{I-16})$$

I : courant injecté.

e : charge de l'électron.

$P_{g,d}$: Puissance émise par la face gauche ou droite.

$\eta_{e,g,d}$: Rendement quantique externe de la face gauche ou droite.

Si

$\eta_{e,g,d}$ est constant, alors la puissance émise est donnée par :

$$P = \eta_e \cdot \frac{h\nu}{e} \cdot (I - I_{th}) \quad (\text{I-17})$$

I : courant d'excitation.

I_{th} : courant seuil.

Le rendement quantique externe est relié au rendement quantique interne par la relation :

$$\frac{\eta_{e,d}}{\eta_i} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\alpha_m}{\alpha_m + \alpha_i} \quad (I-18)$$

α_m : pertes modales.

α_i : pertes internes.

Le rendement différentiel interne η_i représente la proportion des électrons participants effectivement à l'émission stimulée[4].

I-3- DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT D'UN LASER A DOUBLE HETERO-JONCTION :

Avant de passer à la double hétéro-jonction, nous allons d'abord parler des lasers à simple hétéro-jonction qui ont été développés en 1963 en même temps que le concept de l'injection de porteurs et du confinement dans une région active étroite, rendant ainsi l'inversion de population plus facilement réalisable[5].

La réalisation d'un laser à hétéro-jonction dépend du choix des semi-conducteurs qui doivent présenter les caractéristiques suivantes :

- Différence de gap élevé, afin d'obtenir des barrières convenables.
- Indices appropriés à la réalisation du confinement des photons.
- Superposition des paramètres de maille entre les couches du semi-conducteur, afin de minimiser les recombinaisons au niveau des interfaces.

En ce qui concerne la structure à double hétéro-jonction deux actions de confinement sont prises en considération :

- Le confinement des porteurs injectés entre les barrières d'énergies qui se forment dans la bande de conduction et la bande de valence.
- Le confinement des photons causé par la différence des indices de réfraction, à l'interface entre les deux semi-conducteurs qui forment la double hétéro-jonction.

La première action de confinement permet de contrôler l'inversion de population et par conséquent le gain dans la cavité.

La deuxième action de confinement contribue à réduire les pertes de photons dans la cavité laser.

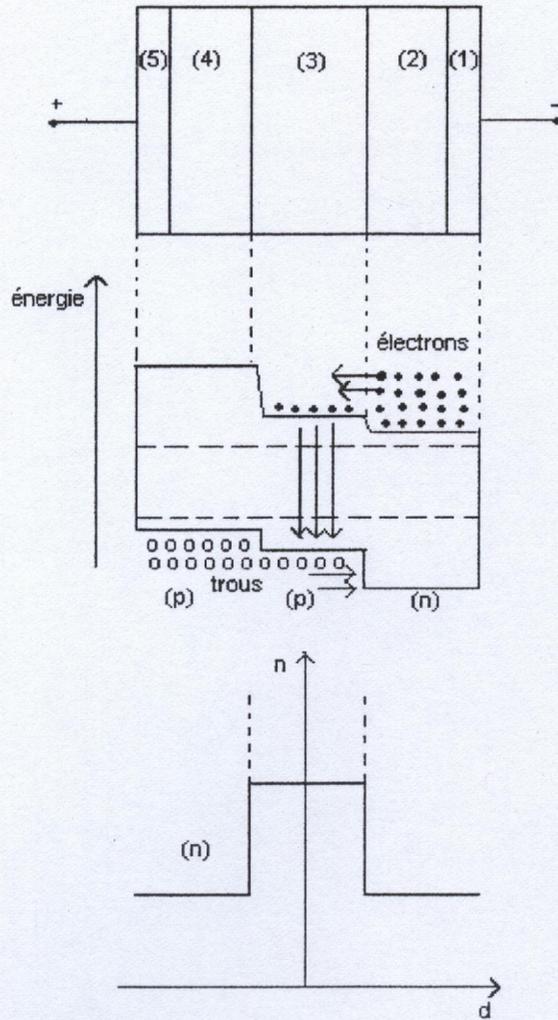
La figure (I-5) représente un laser à S.C à double hétéro-jonction.

La couche (3) : GaAs(n ou p) est la couche active où se passe l'oscillation laser.

La couche (4) : $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}(p)$.

Les jonctions entre (2) : $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}(n)$ et (3), et (3) et (4) sont des hétéro-structures.

Les couches (1) : Substrat GaAs(n) et (5) : GaAs(p), sont les couches où on connecte les électrodes.



Fig(I-5) :laser semi-conducteur à double hétéro-jonction

1/ structure

2/ bandes d'énergie.

3/ distribution de l'indice de réfraction.

Lorsqu'on applique une différence de potentiel V qui correspond à l'écart énergétique E_g de la couche active, un grand nombre d'électrons et de trous seront injectés réalisant ainsi l'inversion de population nécessaire à l'oscillation laser.

Les électrons injectés dans la couche active sont confinés grâce à l'hétéro- barrière.

Le confinement optique se fait des deux côtés de la couche active grâce à la variation du facteur de confinement qui est de l'ordre de 5% entre la couche active et les couches latérales.



L'emploi d'une double hétéro-jonction permet d'abaisser le courant seuil et de faire fonctionner la diode en continu et à température ambiante.

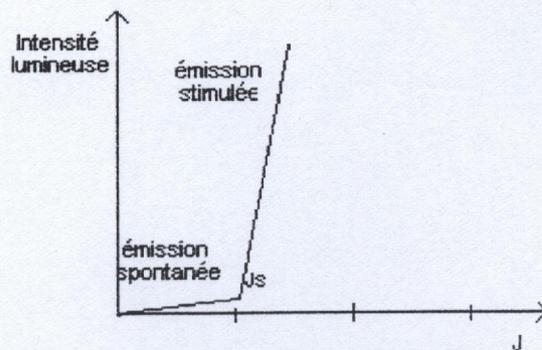
L'émission d'une diode laser peut être décrite par les trois régimes suivants : fig(I-6).

a/ à bas niveau de polarisation l'émission est d'origine spontanée.

b/ lorsque la polarisation devient suffisante on obtient une inversion de population, l'émission stimulée apparaît et le milieu devient amplificateur.

c/ le gain optique augmente avec la polarisation jusqu'à compenser les pertes de la cavité,

L'oscillation commence et l'émission laser apparaît.



Fig(I-6) : Variation de l'intensité lumineuse en fonction de la densité de courant.

I-4- DIODES LASERS ACCORDABLES EN LONGUEUR D'ONDE :

Les lasers accordables en longueur d'onde sont des lasers grâce auxquels nous avons la possibilité d'obtenir un contrôle précis de la longueur d'onde et de la stabilité du mode par injection de porteurs dans les sections d'accord.

L'avantage de ces lasers est d'avoir un accès simple et rapide à n'importe quelle longueur d'onde appartenant à une large plage d'accord tout en gardant des caractéristiques les plus stables possibles durant l'injection de porteurs : courant seuil, gain seuil, puissance émise.

Les diodes lasers accordables utilisant l'injection de porteurs dans les guides d'ondes passifs pour le contrôle de l'indice de réfraction, peuvent être divisées en deux groupes :

- Les lasers monolithiques accordables, constitués par les lasers DBR(distributed Bragg reflector) et les lasers DBF (distributed feedback lasers ou lasers à rétro-action distribuée)...[6]
- Les lasers hybrides constitués par les lasers à cavité externe(la cavité étant formée d'un miroir extérieur ou d'un réseau) et les lasers du type C³ (cleaved coupled cavity) ...[7]

I-4-1- Diode laser accordable à réflecteur DBR :

Le réflecteur DBR est un réseau gravé dans le guide d'onde qui sert à la sélection de la longueur d'onde et à l'accordabilité.

Tous les lasers DBR sont multi-segments (c'est à dire que le nombre d'électrode est supérieur ou égal à deux).[8], [9], [10], [11].

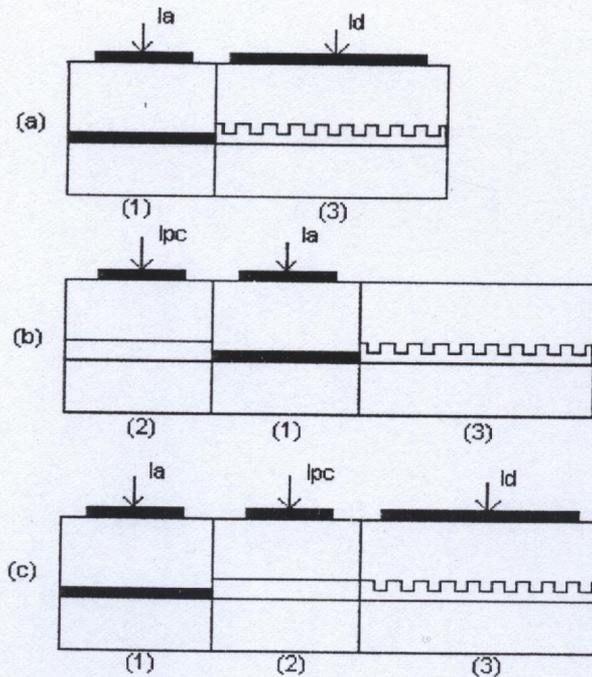
La figure(I-7) montre trois types de DBR.

- (a) : laser DBR avec contrôle de longueur d'onde.
- (b) : laser DBR avec contrôle de phase.
- (c) : laser DBR avec contrôle de longueur d'onde et de phase.

I_a : courant dans la section active.

I_{pc} : courant dans la section contrôle de phase.

I_d : courant dans la section DBR.



Fig(I-7) : les lasers DBR multi-segments.[2]

(1) : section active.

(2) : section contrôle de phase.

(3) : section DBR.

L'indice de réfraction des matériaux utilisés pour former la zone active et le réseau de Bragg, dépend fortement du courant qui traverse la jonction.

Les modes qui vont laser doivent satisfaire la condition de phase suivante [2] :

$$\beta_a.L_a + \beta_p.L_p - \frac{\arg(r_{dbr})}{2} = \pi.q \quad (I-19)$$

β_a, β_p : Constantes de propagation des sections active et contrôle de phase respectivement.

L_a, L_p : Longueurs des sections active et contrôle de phase respectivement.

r_{dbr} : coefficient de réflexion complexe de la section DBR.

q : entier représentant l'ordre du mode.

Le mode qui va laser est celui qui présente le minimum de pertes.

Le premier type de laser représenté dans la figure (I-7-a) est composé d'une zone active (courant I_a), et d'un réseau de Bragg (courant I_d).

En augmentant le courant I_d de la section DBR, la courbe de gain seuil va se déplacer vers les petites longueurs d'ondes, et un autre mode ayant moins de pertes que le précédent apparaît provoquant ainsi le saut de mode.

Deux types d'accordabilité sont possibles :

En fixant le courant de la section active I_a , une accordabilité par saut de mode est réalisée en faisant varier le courant de la section DBR, I_d .

Une accordabilité en continue peut toutefois être effectuée en faisant varier les courants I_a et I_d simultanément.

Le deuxième type de DBR représenté dans la figure (I-7-b) est constitué de trois régions : la zone active, le réseau DBR et une zone contrôle de phase. Le courant I_a de la section active et le courant I_{pc} de la section contrôle de phase peuvent être contrôlés séparément grâce à deux électrodes séparées. Le réseau reste inchangé, on sous-entend par-là que l'indice de réfraction du réseau demeure constant.

La plage d'accord dans ce cas est limitée à un intervalle modal et elle est continue.

Le troisième type de DBR fig(I-7-c) possède une troisième électrode utilisée pour contrôler la longueur d'onde de Bragg.

Pour un courant d'injection donné I_a , on peut définir deux types d'accordabilité :

(a) Accordabilité quasi-continue :

Accordabilité effectuée par saut de mode, les courants I_a et I_p sont variés séparément.

Toutefois, la plage d'accord est limitée par les valeurs limites que peut prendre l'indice de réfraction du réseau de Bragg ainsi que l'accroissement du seuil d'émission stimulée et la diminution de la puissance émise.

(b) Accordabilité continue :

Est obtenue en faisant varier le courant I_{pc} et I_d des sections contrôle de phase et DBR respectivement de manière appropriée, afin de rester sur le même mode longitudinal.

Dans le but d'améliorer l'étendue de la plage d'accord tout en minimisant l'augmentation du courant seuil et la diminution de la puissance émise, plusieurs variantes de réflecteur à réseau DBR ont été étudiées et utilisées dans les diodes laser.

Parmi ces réflecteurs figurent :

- Le réflecteur à réseau SG-DBR (sampled grating DBR) ou réflecteur à réseau DBR échantillonné.
- Le réflecteur à réseau SSG-DBR (super structure grating DBR) ou réflecteur à réseau DBR modulé.

I-4-2- Diode laser à SG-DBR :

Le réflecteur DBR à période échantillonné, SG-DBR (sampled-grating-DBR), est constitué d'un certain nombre de périodes, dont chacune contient une partie cannelée formée d'une succession de dents carrées d'indices n_1 et n_2 alternés, comme c'est le cas dans un DBR conventionnel, suivie d'une partie d'une certaine longueur L non cannelée. Fig(I-8)

Cette modulation de période permet l'obtention d'un spectre de réflectivité R avec des pics périodiques. La distance entre les pics est directement reliée à la période de modulation :

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda_0^2}{2.n.\Lambda} \quad (I-20)$$

λ_0 : longueur d'onde centrale du spectre.

Λ : période de modulation.

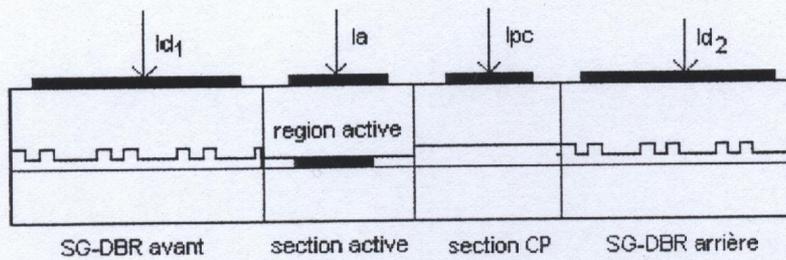
n : indice de réfraction.

Le laser SG-DBR contient une section active, une section contrôle de phase et deux réseaux SG-DBR, de part et d'autre qui font office de miroirs, l'un avant et l'autre arrière. Fig(I-8).

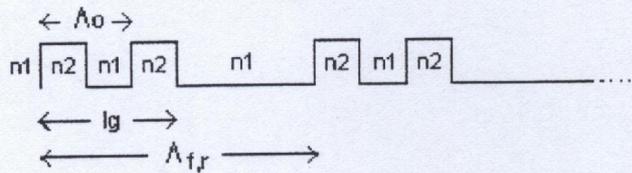
Les réflecteurs SG-DBR avant et arrière ont des périodes légèrement différentes, de tel sorte que l'espacement entre les pics dans chaque spectre est différent [12, 13, 14, 15, 16, 17, 18, 19].

La diode laser oscille à la longueur d'onde où un pic du SG-DBR avant est superposé avec un pic du SG-DBR arrière.

Au fur et à mesure de l'injection du courant dans l'un des réflecteurs, le spectre de réflectivité se déplace et la superposition se déplace en longueur d'onde balayant ainsi une certaine étendue.

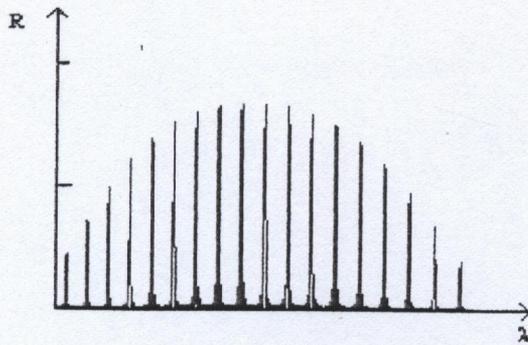


CP : contrôle de phase.



$\Delta f, r$: Période du réflecteur avant ou arrière respectivement

Fig(I-8) : - Structure du laser à SG-DBR.
 - Description du réseau SG-DBR.



Fig(I-9) : - Spectre de réflectivité du SG-DBR.

I-4-3- Diode laser à SSG-DBR :

La structure du laser à SSG-DBR (super structure grating DBR) est constituée d'une section active, d'une section contrôle de phase et de deux sections SSG-DBR au niveau de chaque extrémité. [20, 21, 22, 23, 24, 25, 26, 27].

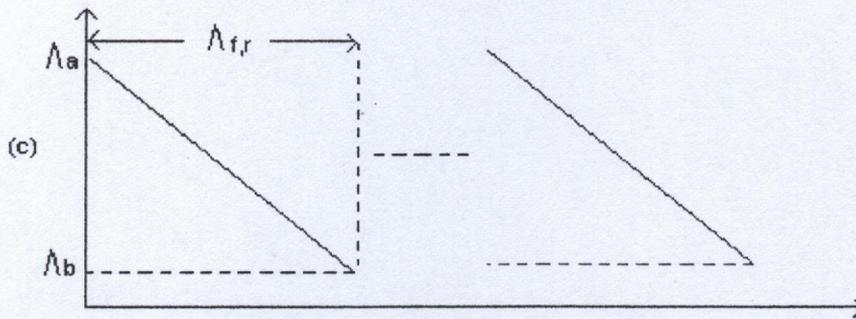
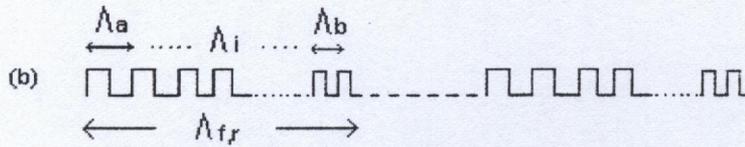
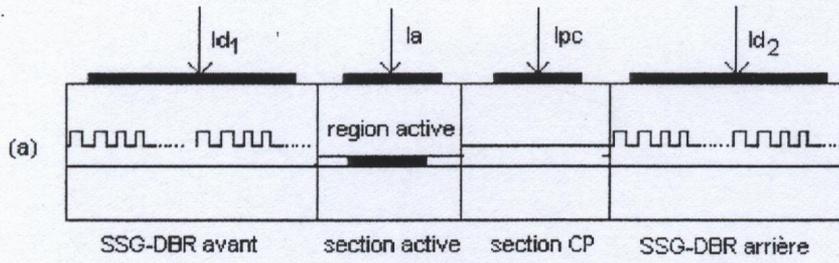
Le principe de fonctionnement est le même que celui du laser à SG-DBR. Fig(I-9-a).

Le réflecteur SSG-DBR est un réseau qui contient plusieurs périodes chacune d'entre elles est constituée d'une variation linéaire du pas du réseau carré en commençant par une valeur initiale Λ_a jusqu'à une valeur finale Λ_b . fig(I-9-b et c).

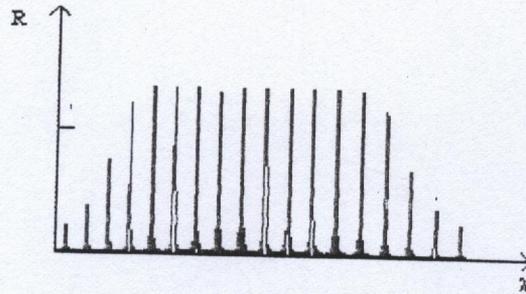
Ce type de modulation nous permet d'obtenir un spectre de réflectivité à enveloppe carrée où les pics ont à peu près la même amplitude. Fig(I-10).

L'accordabilité est effectuée de la même manière que pour le laser à SG-DBR.

Le laser SSG-DBR offre une plus vaste plage d'accord pouvant atteindre 100nm [23, 24] tout en maintenant le courant seuil et la puissance émise plus ou moins stables.



Fig(I-9) : (a) : Structure du laser à SSG-DBR.
 (b) : Description du réseau SSG-DBR.
 (c) : variation linéaire du pas dans une période avant ou arrière Λ_f, r .



Fig(I-10) : Spectre de réflectivité du SSG-DBR en fonction de la longueur d'onde.

I-5- VARIATION DE L'INDICE DE REFRACTION :

L'injection de porteurs dans une hétéro-structure à semi-conducteur est un moyen de contrôler électriquement l'indice de réfraction dans les guides d'ondes. Ce type de contrôle est préférable au contrôle thermique qui est trop lent pour la sélection de longueur d'onde [28, 29, 30, 31].

Cet effet est utilisé dans plusieurs types de structures à semi-conducteur, entre autres les lasers accordables à réflecteur de Bragg qui contiennent une région d'accordabilité faite d'un matériau à gap supérieur à l'énergie du faisceau lumineux qui traverse la structure.

Ce modèle repose essentiellement sur la relation de Kronig-Kramer qui relie la variation de l'absorption à la variation de l'indice de réfraction :

$$\Delta n(E) = \frac{2\hbar c}{e^2} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(N, P, E')}{E'^2 - E^2} dE' \quad [28] \quad (I-21)$$

$\Delta \alpha(N, P, E')$: Variation de l'absorption en fonction de N, P et E.

N, P : Concentration des électrons et des trous respectivement.

E' : énergie du photon.

e : charge de l'électron.

$$\hbar = \frac{h}{2\pi}$$

h : constante de Planck.

Les trois phénomènes principaux qui contribuent à la variation de l'absorption et par conséquent l'indice de réfraction sont :

- L'effet de remplissage de bande (bandfilling)
- L'effet de rétrécissement du gap (bandgap shrinkage).
- L'absorption de porteurs libres ou effet plasma.

I-5-1- Effet de remplissage de bande :

Dans les semi-conducteurs de type (n), la densité des états de la bande de conduction est suffisamment basse pour qu'un nombre faible d'électrons puisse la remplir jusqu'à une profondeur appréciable. Les électrons de la bande de valence ont besoin d'une énergie supérieure à E_g pour être optiquement excités et passer à la bande de conduction. Donc, il y a une diminution du coefficient d'absorption.

La situation est similaire pour les trous dans les matériaux semi-conducteurs de type (p).

Puisque les bandes d'énergies sont considérées paraboliques, l'absorption optique au voisinage des sommets de bande d'un semi-conducteur est donnée par : [28]

$$\alpha_0(E) = \frac{C_0}{E} \times \sqrt{E - E_g} \quad E \geq E_g \quad (I-22-a)$$

$$\alpha_0(E) = 0 \quad E < E_g \quad (I-22-b)$$

$E = h\nu$: énergie d'un photon.

C_0 : constante comprenant les paramètres du matériau.

$\alpha_0(E)$: L'absorption en absence d'injection.

Les bandes de valences des semi-conducteurs (III-V) sont dégénérées en deux bandes, une pour les trous légers et l'autre pour les trous lourds.

Les équations précédentes sont réécrites pour considérer explicitement le rôle des trous légers et des trous lourds dans l'absorption :

$$\alpha_0(E) = \frac{C_{hh}}{E} \times \sqrt{E - E_g} + \frac{C_{lh}}{E} \sqrt{E - E_g} \quad E \geq E_g \quad (\text{I-23-a})$$

$$\alpha_0(E) = 0 \quad E < E_g \quad (\text{I-23-b})$$

C_{hh} , C_{lh} : Constantes qui se réfèrent aux trous lourds et légers respectivement [28].

Ces constantes sont fonction des concentrations, qui sont elles même proportionnelles aux masses effectives des électrons et des trous lourds et légers.

$$\mu_{ehh} = \left[\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{hh}} \right]^{-1} \quad (\text{I-24-a})$$

$$\mu_{elh} = \left[\frac{1}{m_e} + \frac{1}{m_{lh}} \right]^{-1} \quad (\text{I-24-b})$$

m_e : masse effective de l'électron.

m_{hh} , m_{lh} : masses effectives des trous lourds et des trous légers.

μ_{ehh} , μ_{elh} : masses effectives réduites des trous lourds et légers.

$$C_{hh} = C_0 \cdot \left[\frac{\mu_{ehh}^{3/2}}{\mu_{ehh}^{3/2} + \mu_{elh}^{3/2}} \right] \quad (\text{I-25-a})$$

$$C_{lh} = C_0 \cdot \left[\frac{\mu_{elh}^{3/2}}{\mu_{ehh}^{3/2} + \mu_{elh}^{3/2}} \right] \quad (\text{I-25-b})$$

Lorsqu'on injecte un courant dans le semi-conducteur, l'absorption est donnée par la relation :

$$\alpha(N, P, E) = \alpha_0(E) \cdot [f_v(E_a) - f_c(E_b)] \quad (\text{I-26})$$

N , P : Concentrations des électrons et des trous.

E_a : une énergie de la bande de valence.

E_b : une énergie de la bande de conduction.

$f_c(E_b)$: Probabilité pour qu'un état d'énergie E_b de la bande de conduction soit occupé par un électron.

$f_v(E_a)$: Probabilité pour qu'un état d'énergie E_a de la bande de valence soit occupé par un électron.

A cause de la dégénérescence de la bande de valence nous avons :

$$E_{ah, al} = (E_g - E) \cdot \left[\frac{m_e}{m_e + m_{hh, lh}} \right] - E_g. \quad (I-27-a)$$

$$E_{bh, bl} = (E - E_g) \cdot \left[\frac{m_{hh, lh}}{m_e + m_{hh, lh}} \right]. \quad (I-27-b)$$

Les probabilités f_c et f_v , sont données par la distribution de Fermi-Dirac :

$$f_c(E_{bh, bl}) = \left[1 + \exp\left[\frac{(E_{bh, bl} - E_{fc})}{KT} \right] \right]^{-1} \quad (I-28-a)$$

$$f_v(E_{ah, al}) = \left[1 + \exp\left[\frac{(E_{ah, al} - E_{fv})}{KT} \right] \right]^{-1} \quad (I-28-b)$$

K : constante de Boltzman.

T : température absolue.

E_{fc} , E_{fv} : Quasi-niveaux de Fermi.

L'effet de remplissage de bande induit une variation de l'absorption de :

$$\Delta\alpha(N, P, E) = \alpha(N, P, E) - \alpha_0(E). \quad (I-29)$$

Tels que, $\alpha(N, P, E)$ et $\alpha_0(E)$ sont définis auparavant.

La variation de l'indice de réfraction correspondant à cette variation d'absorption est obtenue en utilisant la relation de Kronig-Kramer.

Des calculs effectués sur cet effet, montrent que pour une concentration donnée de 10^{16} à $10^{18}/\text{cm}^3$, la variation de l'indice de réfraction est une fonction linéaire de la concentration de porteurs χ , tel que : $\chi = N = P$.

Ex : pour le InP :

$$\Delta n(1.2 \text{ eV}) \cong -1.4 \times 10^{-20} \chi.$$

$$\Delta n(1.0 \text{ eV}) \cong -7.7 \times 10^{-21} \chi. [28].$$

I-5-2- Effet de rétrécissement de la bande interdite :

Le mécanisme de base de cet effet est résumé dans ce qui suit :

Les électrons injectés occupent le bas de la bande de conduction ; Ces derniers vont se repousser les uns avec les autres par les forces de Coulomb.

En plus, les électrons ayant le même spin vont s'éviter pour des raisons statistiques. Le résultat net de ces effets sera la diminution de l'énergie des électrons, qui conduit à une diminution de l'énergie du sommet de la bande de conduction. Cet effet se produit en parallèle pour les trous de la bande de valence, augmentant ainsi l'énergie du sommet de cette bande. Le résultat final est le rétrécissement de la bande interdite.

L'expression du rétrécissement est donnée par la relation de Wolff :

$$\Delta E_g = - \left[\frac{e}{2\pi\epsilon_0\epsilon_r} \right] \cdot \left(\frac{3}{\pi} \right)^{1/3} \cdot \chi^{1/3} \quad (\text{I-30})$$

χ : concentration des électrons ou trous libres.

ϵ_0 : permittivité du vide

ϵ_r : permittivité relative du semi-conducteur.

Cette estimation n'est valable que pour un espace inter-électron ou trou comparable au rayon de Bohr, de manière à ce que les effets de corrélation deviennent considérables.

Pour de basses concentrations de porteurs (effets de corrélation insignifiants) ΔE_g n'est pas proportionnel à $\chi^{1/3}$.

C'est pour cette raison que nous adoptons le modèle suivant [28]:

$$\Delta E_g(\chi) = \frac{A_j}{\epsilon_0} \cdot \left(1 - \frac{\chi}{\chi_{cr}}\right)^{1/3} \quad \chi \geq \chi_{cr}. \quad (I-31-a)$$

$$\Delta E_g(\chi) = 0 \quad \chi < \chi_{cr}. \quad (I-31-b)$$

$$\chi_{cr} = 1.6 \times 10^{24} \cdot \left(\frac{me}{1.4 \times \epsilon_r}\right). \quad (I-31-c)$$

A_j : paramètre d'ajustage.

χ_{cr} : concentration critique des porteurs libres.

La variation de l'absorption, due au rétrécissement du gap, est donnée par la relation suivante :

$$\Delta\alpha(\chi, E) = \frac{C}{E} \sqrt{E - E_g - \Delta E_g(\chi)} - \frac{C}{E} \sqrt{E - E_g} \quad (I-32)$$

C : constante comprenant les paramètres du matériau.

$\Delta\alpha$ dans le cas de cet effet est toujours positif.

La variation de l'indice de réfraction correspondante est calculée en utilisant l'intégrale de Kronig-Kramer.

$$\Delta n \cong Cst \times \chi \quad (I-33)$$

Cst : constante positive.

χ : concentration de porteurs.

I-5-3- Absorption par les porteurs libres :

Un porteur libre peut absorber un photon et passer à un état plus élevé de la bande.

Dans le modèle de Drude, l'absorption inter bande connue aussi sous le nom de "effet Plasma", est modélisée de façon à ce que la variation de l'indice de réfraction correspondante soit directement proportionnelle à la concentration des électrons ou des trous, et au carré de la longueur d'onde, telle que :

$$\Delta n = - \frac{e^2 \lambda^2}{8\pi^2 c^2 n \epsilon_0} \cdot \left(\frac{N}{me} + \frac{P}{mh} \right) \quad (I-34)$$

λ : longueur d'onde du photon.

En considérant les trous légers et les trous lourds , on obtient :

$$\Delta n = - \frac{6.9 \times 10^{-22}}{nE^2} \cdot \left(\frac{N}{me} + P \left(\frac{mhh^{1/2} + mlh^{1/2}}{mhh^{3/2} + mlh^{3/2}} \right) \right) \quad (I-35)$$

Δn issu de l'effet Plasma est toujours négatif [28, 29, 30].

Les trois effets précédents sont supposés être indépendants les uns des autres.

L'estimation de la variation de l'indice de réfraction est simplement la somme des variations issues de ces trois effets.

En définitive, nous pouvons introduire une approximation de la forme :

$$\Delta n = \begin{cases} 0 & \chi < \chi_{\min} & (I-36-a) \\ a \cdot \chi + b & \chi \geq \chi_{\min} & (I-36-b) \end{cases}$$

χ : densité de porteurs, tel que $\chi = N = P$.

Pour un matériau semi-conducteur à énergie de gap : $E_g = 1.3$ eV, et qui émet à $1.56 \mu\text{m}$.

$\chi_{\min} = 3.386 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$, $b = 0.00552$ et $a = -1.63 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ [29].

Plusieurs auteurs ont utilisé une variation de l'indice de la forme : [32, 33], 34, 35].

$$\Delta n = \Gamma \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N \quad (I-37)$$

Tels que :

Γ : facteur de confinement.

$\frac{dn}{dN}$: variation de l'indice de réfraction par rapport à la densité de porteurs.

N : concentration des porteurs injectés .

CHAPITRE(II)

LES REFLECTEURS DE BRAGG DBR

II-1- INTRODUCTION :

Plusieurs diodes lasers utilisent des réflecteurs de Bragg comme miroir de la cavité laser pour la sélection de la longueur d'onde et pour le fonctionnement sur un seul mode longitudinal de la cavité.

Le réseau DBR (diffracted Bragg reflector) est constitué d'une rangée de deux matériaux d'indices de réfraction alternés périodiquement sur toute sa longueur.

Le réseau est directement gravé sur le guide d'onde d'indice de réfraction n_1 pris entre deux couches d'indice n_2 et n_3 .

Le concept du réseau DBR est que les réflexions qui se produisent au niveau de chaque période sont additionnées pour ne former qu'une seule et grande réflexion nette r_{DBR} .

Dans ce chapitre, nous allons présenter deux méthodes qui nous permettent de calculer le coefficient de réflexion du DBR et sa réflectivité.

La première méthode nous permet de décrire chaque élément qui constitue le réflecteur par une matrice (2x2). De ce fait, nous avons la possibilité d'obtenir une matrice générale qui décrit la totalité du réseau, en multipliant toutes les matrices élémentaires correspondantes aux différentes parties du DBR. Cette méthode est appelée "méthode des matrices de transfert".

La deuxième méthode prend en considération l'interaction entre deux ondes cohérentes guidées qui traversent le guide d'onde dans des directions opposées. Le couplage entre ces deux ondes, fait que la variation de l'amplitude d'une onde par rapport à la direction de propagation z est directement proportionnelle à l'amplitude de l'autre. Cette méthode est appelée "méthode des modes couplés".

II-2- METHODE DES MATRICES DE TRANSFERT :

La méthode des matrices de transfert TMM, est une méthode mathématique qui réduit la structure étudiée en un exercice de multiplication de matrices élémentaires qui correspondent aux différentes parties du réseau[32].

L'utilité principale de cette méthode est de déterminer le coefficient de réflexion du réseau de Bragg DBR utilisé comme miroir dans les lasers accordables.

Le principe de cette méthode est d'exprimer les amplitudes des ondes incidentes en fonction des amplitudes des ondes réfléchies au niveau des plans de référence du guide d'onde.

Dans le cas simple où l'on a deux plans de référence Fig(II-1), la matrice de transfert qui relie les ondes incidentes aux ondes réfléchies est donnée par :

$$\begin{pmatrix} A1 \\ B1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{pmatrix} \times \begin{pmatrix} A2 \\ B2 \end{pmatrix} \quad (II-1)$$

A_i : amplitudes des ondes qui se propagent vers la droite.

B_i : amplitudes des ondes qui se propagent vers la gauche.

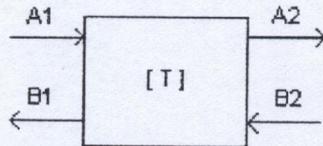


Fig (II-1) : matrice de transfert dans le cas où l'on a deux plans de référence.

$[T]$: matrice de transfert élémentaire.

Les structures plus complexes sont représentées mathématiquement par une matrice qui est le résultat de la multiplication de toutes les matrices élémentaires qui les représentent.

En utilisant ce processus, il devient possible d'obtenir la matrice de transfert nette de n'importe quel guide d'onde multisection.

Il est possible d'exprimer les éléments de la matrice $[T]$ en fonction du coefficient de réflexion r et du coefficient de transmission t au niveau d'une interface de la manière suivante :

$$r_{1 \rightarrow 2} = \left. \frac{B1}{A1} \right|_{B2=0} = \frac{T_{21}}{T_{11}} \quad (\text{II-2-a})$$

$$r_{2 \rightarrow 1} = \left. \frac{A2}{B2} \right|_{A1=0} = -\frac{T_{12}}{T_{11}} \quad (\text{II-2-b})$$

$$t_{1 \rightarrow 2} = \left. \frac{A2}{A1} \right|_{B2=0} = \frac{1}{T_{11}} \quad (\text{II-2-c})$$

$$t_{2 \rightarrow 1} = \left. \frac{B1}{B2} \right|_{A1=0} = \frac{\det T}{T_{11}} \quad (\text{II-2-d})$$

$$\det T = T_{11} \cdot T_{22} - T_{12} \cdot T_{21} = \frac{t_{2 \rightarrow 1}}{t_{1 \rightarrow 2}} \quad (\text{II-2-e})$$

(1), (2) : Milieux d'indices différents.

$r_{1 \rightarrow 2}$: réflexion au niveau de l'interface qui sépare les milieux (1) et (2) respectivement.

$r_{2 \rightarrow 1}$: réflexion au niveau de l'interface qui sépare les milieux (2) et (1) respectivement.

$t_{1 \rightarrow 2}$: transmission du milieu (1) vers le milieu (2).

$t_{2 \rightarrow 1}$: transmission du milieu (2) vers le milieu (1).

II-2-1- Matrices de transfert de quelques éléments :

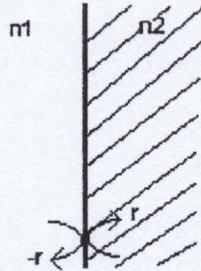
Les éléments que nous allons décrire ci-dessous par leur matrice de transfert [T] forment la base de beaucoup de réseaux guides d'ondes plus complexes.

Dans n'importe quel problème, nous avons la liberté de choisir les plans de référence à partir desquels nous allons établir notre étude.

Il est possible d'exprimer un problème non symétrique par une fonction de transfert symétrique en sélectionnant les plans de référence de façon appropriée afin de satisfaire quelques nécessités mathématiques, mais cela peut créer des confusions dans certains problèmes physiques. C'est pour cette raison qu'il est préférable de choisir les plans de référence au niveau des limites et interfaces physiques.

II-2-1-a- Interface diélectrique :

Dans la figure qui suit, les milieux sont caractérisés par leurs indices de réfraction n_1 et n_2 .



Fig(II-2) : Interface entre deux diélectriques.

Le plan de référence est choisi à l'interface entre les deux diélectriques.

En supposant que les ondes planes incidentes sont normales au plan de référence et que $n_2 > n_1$, la matrice de transfert au niveau du plan qui sépare les deux milieux est donnée par :

$$T = \frac{1}{t} \times \begin{pmatrix} 1 & -r \\ r & 1 \end{pmatrix} \tag{II-3}$$

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2} \quad \text{et} \quad t = \frac{2\sqrt{n_1 n_2}}{n_1 + n_2} \quad (\text{pour une onde incidente plane}).$$

$$t = \sqrt{1 - r^2}$$

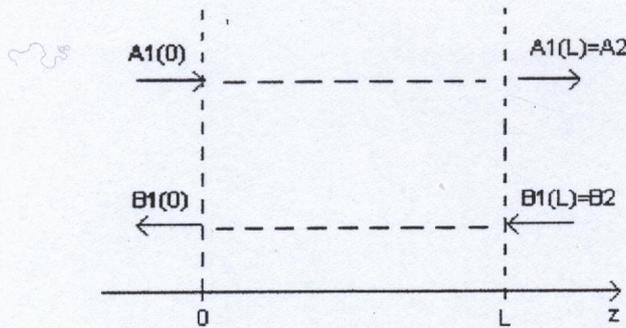
II-2-1-b- Ligne de transmission sans discontinuités :

La figure qui suit représente un guide de longueur L compris entre deux plans de référence du guide $z=0$ et $z=L$.

La matrice de transfert correspondante est donnée par :

$$T = \begin{pmatrix} e^{i\beta L} & 0 \\ 0 & e^{-i\beta L} \end{pmatrix} \tag{II-4}$$

β : constante de propagation complexe du réseau.



Fig(II-3) : ligne de transmission sans discontinuités.

II-2-1-c- Segment diélectrique et cavité Fabry-Perot :

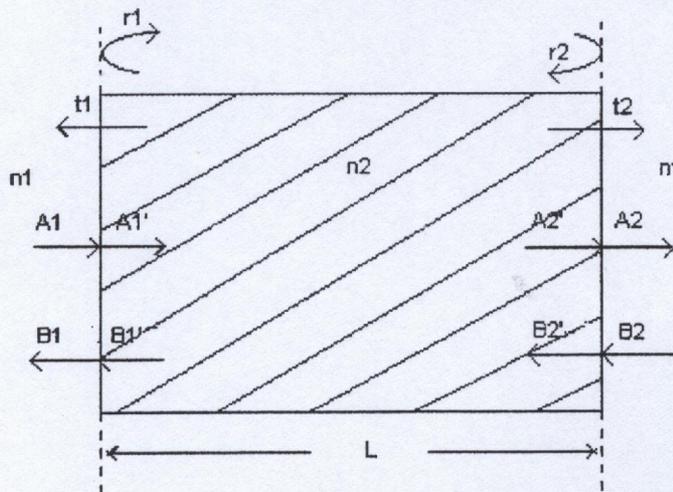
Soit un milieu d'indice de réfraction n_2 , pris entre deux milieux d'indices n_1 . Fig(II-3).

La transmission et la réflexion à l'interface (1) de gauche sont t_1 et r_1 respectivement.

La transmission et la réflexion à l'interface (2) de droite sont t_2 et r_2 respectivement.

On remarque que la structure est la succession des trois réseaux suivants :

Interface (1), ligne de transmission et interface (2).



Fig(II-4) : diélectrique de longueur L.

La matrice résultante de la multiplication des trois matrices représentant les trois éléments précédents qui constituent le réseau est donnée par :

$$T = \begin{pmatrix} \frac{1}{t_1 t_2} \cdot [e^{i\beta L} - r_1 r_2 e^{-i\beta L}] & -\frac{1}{t_1 t_2} \cdot [r_1 e^{-i\beta L} + r_2 e^{i\beta L}] \\ \frac{1}{t_1 t_2} \cdot [r_1 e^{i\beta L} + r_2 e^{-i\beta L}] & \frac{1}{t_1 t_2} \cdot [e^{-i\beta L} - r_1 r_2 e^{i\beta L}] \end{pmatrix} \quad (\text{II-5})$$

Les réflexions et les transmissions sont gardées sous leur forme générale.

$$t_1^2 = 1 - r_1^2 \quad \text{et} \quad t_2^2 = 1 - r_2^2.$$

Lorsque nous sommes en présence d'un réseau qui comporte m éléments, et si les amplitudes des champs sortants sont connues, les amplitudes des champs entrants sont déterminées en multipliant toutes les matrices qui constituent le réseau, telles que :

$$\begin{pmatrix} A_o \\ B_o \end{pmatrix} = [T_1] \times [T_2] \times [T_3] \times \dots \times [T_m] \cdot \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} = [T_g] \cdot \begin{pmatrix} A_m \\ B_m \end{pmatrix} \quad (\text{voir fig(II-5)}).$$

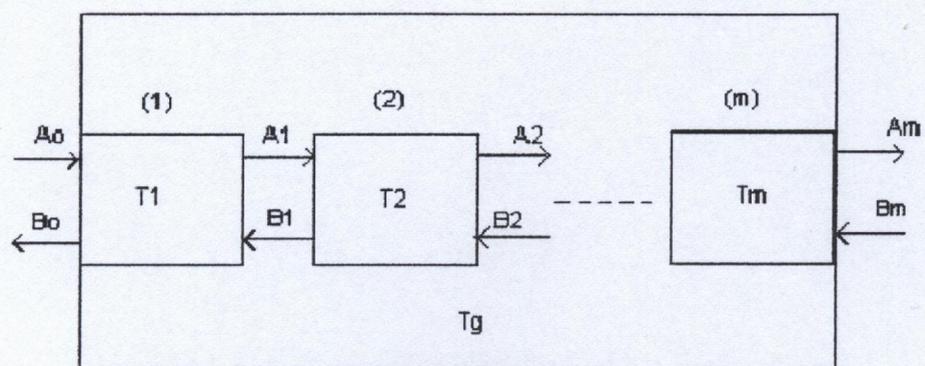
L'onde réfléchie à la sortie du réseau doit être nulle ($B_m = 0$). On obtient :

$$A_o = T_{g_{11}} \cdot A_m.$$

$$B_o = T_{g_{21}} \cdot A_m.$$

le coefficient de réflexion globale est donné par :

$$r_g = \frac{B_o}{A_o} = \frac{T_{g_{21}}}{T_{g_{11}}} \quad (\text{II-6})$$



Fig(II-5) : réseau constitué de (m) matrices de transfert en cascade.

II-3- METHODE DES MODES COUPLES :

Dans ce paragraphe, nous allons nous contenter de décrire la méthode des modes couplés appliquée au réseau DBR périodique où nous considérons le couplage de deux modes TE qui se propagent dans des directions opposées [1], [36], [37], [38], [39].

Les modes guidés TE peuvent être mis sous la forme :

$$E_y(x, z, t) = E_y(x, z) \exp[i. (\omega t - \beta z)] \tag{II-7}$$

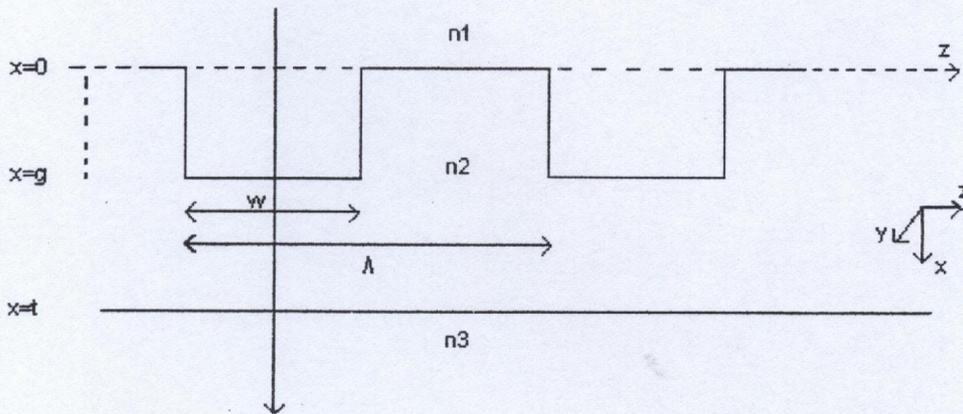
$$\beta = \beta_{re} + i.\beta_{im} \tag{II-8}$$

β : constante de propagation complexe.

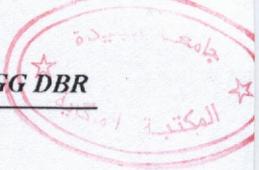
β_{re} : composante réelle de β .

β_{im} : composante imaginaire de β .

Considérons le réseau de diffraction représenté sur la figure(II-6).



*Fig(II-6) : Vue schématique d'un guide d'onde avec un réseau carré.
z étant la direction de propagation.*



Λ : pas du réseau.

g: profondeur du réseau.

La structure est supposée infinie suivant y , par conséquent : $\partial/\partial y=0$.

Les dents du réseau d'indice n_2 parallèles à l'axe z sont situées entre une couche d'indice n_1 et la couche d'indice n_3 .

Nous ne considérons que les modes TE ($E_x=E_z=0$).

La composante non nulle E_y vérifie l'équation de propagation :

$$\left[\frac{\partial}{\partial x^2} + \frac{\partial}{\partial z^2} + k_0^2 \bar{n}^2(x, z) \right] E_y(x, z) = 0 \quad (\text{II-9})$$

$\bar{n}(x, y)$: Indice effectif de la couche dans laquelle est gravé le réseau périodique.

Cet indice est périodique en z, de période Λ et par suite son carré $\bar{n}^2(x, y)$ peut se décomposer en séries de Fourier :

$$\bar{n}^2(x, z) = \bar{n}^2 o^2(x) + \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0}}^{\infty} A_q(x) \cdot \exp\left(i \cdot \frac{2\pi q}{\Lambda} \cdot z\right) \quad (\text{II-10})$$

$$\bar{n}^2 o^2(x) = n_0^2(x) + i \cdot 2 \cdot \alpha(x) \cdot \frac{n_0(x)}{k_0} \quad (\text{II-11})$$

$$k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$$

k_0 : vecteur d'onde dans le vide.

$\alpha(x) > 0$: $\alpha(x)$ est une absorption.

$\alpha(x) < 0$: $\alpha(x)$ est un gain.

$n_0^2(x)$: valeur moyenne du carré de l'indice.

$$n_0^2(x) = \frac{1}{\Lambda} \cdot \int_0^{\Lambda} n^2(x, z) \cdot dz \quad (\text{II-12})$$

$$A_q(x) = \frac{1}{\Lambda} \cdot \int_0^{\Lambda} n^2(x, z) \cdot \exp\left(-i \frac{2\pi q}{\Lambda} \cdot z\right) \cdot dz \quad \text{pour } q \neq 0 \quad (\text{II-13})$$

$A_q(x)$: coefficients de Fourier.

$$n_0^2(x) = \begin{cases} n_1^2 & x \leq 0 \\ n_2^2 + (n_1^2 - n_2^2)w/\Lambda & 0 \leq x < g \\ n_2^2 & g < x < t \\ n_3^2 & t < x \end{cases} \quad (\text{II-14})$$

$$A_q(x) = \begin{cases} 0 & x < 0, g < x \\ ((n_1^2 - n_2^2)/\pi q) \cdot \sin(\pi q w/\Lambda) & 0 < x < g \end{cases} \quad (\text{II-15})$$

Le champ électrique $E_y(x, z)$ sera exprimé en une somme infinie de champs $E_m(x, z)$:

$$E_y(x, z) = \sum_{-\infty}^{+\infty} E_m(x, z) \exp(i\beta_m z) \quad (\text{II-16})$$

avec :

$$\beta_m = \beta_0 + \frac{2\pi m}{\Lambda} \quad \text{et} \quad \beta_0 = \frac{\pi}{\Lambda} \quad (\text{II-17})$$

En utilisant (II-16) et (II-10) dans l'équation (II-9), on obtient :

$$\frac{\partial^2 E_m}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 E_m}{\partial x^2} + 2i\beta_m \frac{\partial E_m}{\partial z} + [k_0^2 \bar{n}^2(x) - \beta_m^2] E_m = -k_0^2 \sum_{\substack{q=-\infty \\ q \neq 0}}^{+\infty} A_q(x) E_{m-q} \quad (\text{II-18})$$

Deux ondes jouent un rôle particulier : celles de constantes de propagation β_0 et $-\beta_0$ obtenues pour $m = 0$ et $m = -1$, elles sont accordées au réseau de pas Λ et deviennent ainsi les ondes principales de la structure. Seules les deux ondes sont considérées comme significatives. Dans le cas résonant, les modes guidés ($m = 0$ et $m = -1$) sont exprimés sous la forme :

$$E_0(x, z) = R(z)E_0(x) \quad (\text{II-19-a})$$

$$E_{-1}(x, z) = S(z)E_0(x) \quad (\text{II-19-b})$$

$R(z)$: amplitude de l'onde qui se propage dans la direction positive de z .

$S(z)$: amplitude de l'onde qui se propage dans la direction négative de z .

$E_0(x)$ est solution de l'équation :

$$\frac{d^2 E_0(x)}{dx^2} + [k_0^2 n_0^2(x) - \beta^2] E_0(x) = 0 \quad (\text{II-20})$$

le champ $E_0(x)$ et la constante de propagation β sont les solutions de l'équation de propagation pour la structure où on a remplacé le réseau par une couche d'indice constant $n_0(x)$ suivant z (structure sans réseau).

Après les calculs, on trouve que $R(z)$ et $S(z)$ satisfont le système d'équations différentielles couplées :

$$\frac{dR}{dz} = (-\alpha + i\delta)R + iK * S \quad (\text{II-21-a})$$

$$-\frac{dS}{dz} = (-\alpha + i\delta)S + iKR \quad (\text{II-21-b})$$

avec :

$$\alpha = \left(\frac{k_0^2}{2\beta_0 Q} \right) \int_0^g n_0(x) \alpha(x) E_0^2(x) dx$$

$$Q = \int_{-\infty}^{+\infty} E_0^2(x) dx$$

$$K = \frac{k_0^2}{2\beta_0 Q} \int_0^g A_{-1}(x) E_0^2(x) dx$$

$$\delta = \beta - \beta_0$$

K : coefficient de couplage entre les modes principaux.

K^* : conjugué de K .

δ : déviation de la longueur d'onde de la condition de Bragg ($\delta = 0$).

Dans la région du réseau, seules les deux ondes principales sont considérées :

$$E(x, z) = E_0(x)R(z)\exp(i\beta_0 z) + E_0(x)S(z)\exp(-i\beta_0 z) \quad (\text{II-22})$$

Où $R(z)$ et $S(z)$ satisfont les équations différentielles couplées (II-21-a) et (II-21-b) avec les conditions aux limites :

$R(0) = R_0$ amplitude incidente.

$S(L) = 0$ à l'extrémité du réseau, l'amplitude réfléchie est nulle.

$S(0) = S_0$ à $z=0$, l'amplitude réfléchie est égale à S_0 .

L : longueur du réseau.

Si on choisit des solutions de la forme :

$$R(z) = r_1 \exp(\gamma z) + r_2 \exp(-\gamma z) \quad (\text{II-23-a})$$

$$S(z) = s_1 \exp(\gamma z) + s_2 \exp(-\gamma z) \quad (\text{II-23-b})$$

La résolution du système conduit à :

$$R(z) = R_0 \frac{\gamma \operatorname{ch}[\gamma(L-z)] - (-\alpha + i\delta) \operatorname{sh}[\gamma(L-z)]}{\gamma \operatorname{ch}(\gamma L) - (-\alpha + i\delta) \operatorname{sh}(\gamma L)} \quad (\text{II-24})$$

$$S(z) = S_0 \frac{iK \operatorname{sh}[\gamma(L-z)]}{\gamma \operatorname{ch}(\gamma L) - (-\alpha + i\delta) \operatorname{sh}(\gamma L)} \quad (\text{II-25})$$

$$\gamma^2 = KK^* + (-\alpha + i\delta)^2 \quad (\text{II-26})$$

Le coefficient de réflexion est défini comme étant le rapport de l'amplitude de l'onde réfléchie sur l'amplitude de l'onde incidente en $z = 0$.

$$r = \frac{S(0)}{R(0)} = \frac{iK \sinh(\gamma L)}{\gamma \cosh(\gamma L) - (-\alpha + i\delta) \sinh(\gamma L)} \quad (\text{II-27})$$

La réflectivité est définie par :

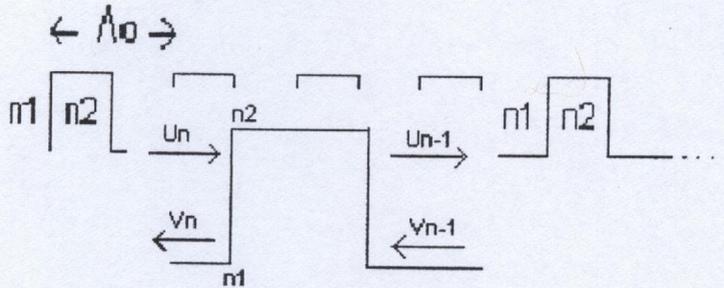
$$R = |r|^2 \quad (\text{II-28})$$

II-4- APPLICATIONS :

II-4-1- Réflecteur de Bragg conventionnel DBR :

Soit un réflecteur de Bragg DBR de longueur L . Le réseau carré est gravé sur une couche d'indice de réfraction n_2 , on fait croître au cours de la deuxième epitaxie une couche d'indice de réfraction n_1 . De ce fait, on obtient une alternance entre ces deux indices de manière périodique. Fig(II-7).

Fig(II-7) : DBR conventionnel à réseau carré.



Le profil de l'indice de réfraction est représenté dans la figure suivante. Fig(II-8).

Fig(II-8) : profil de l'indice de réfraction sur une période de longueur Λ_0 .

U_n et V_n sont les ondes guidées qui se propagent dans les directions $+z$ et $-z$ respectivement. Les amplitudes des champs qui entrent dans le réseau sont reliées aux amplitudes des champs sortants par une matrice complexe.

C'est sur ce concept que repose la méthode des matrices de transfert TMM, qui va nous permettre de calculer le coefficient de réflexion du réseau DBR.

Chaque période Λ_0 du DBR est constituée de deux interfaces et de deux lignes de transmission. Fig(II-7).

Les constantes de propagation β_1 et β_2 des régions d'indices n_1 et n_2 respectivement sont données par :

$$\beta_1 = \frac{2\pi n_1}{\lambda} - i \frac{\alpha_1}{2} \quad (\text{II-30-a})$$

$$\beta_2 = \frac{2\pi n_2}{\lambda} - i \frac{\alpha_2}{2} \quad (\text{II-30-b})$$

α_i : les pertes du réseau DBR. ($i = 1, 2$).

Comme nous l'avons expliqué lors de la présentation de la méthode TMM, nous allons décrire le réseau en le décomposant en plusieurs parties.

La matrice globale qui décrit la totalité du DBR sera le résultat de la multiplication de toutes les matrices élémentaires qui représentent toutes ces parties.

La matrice qui représente une période est donnée par :

$$A_0 = A.K_2.B.K_1 \quad (\text{II-31})$$

Tels que :

$$A = \frac{1}{2n_1} \begin{pmatrix} n_1 + n_2 & n_2 - n_1 \\ n_2 - n_1 & n_1 + n_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II-32})$$

$$B = \frac{1}{2n_2} \begin{pmatrix} n_1 + n_2 & n_1 - n_2 \\ n_1 - n_2 & n_1 + n_2 \end{pmatrix} \quad (\text{II-33})$$

$$K_1 = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_1 l) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_1 l) \end{pmatrix} \quad (\text{II-34})$$

$$K_2 = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_2 l) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_2 l) \end{pmatrix} \quad (\text{II-35})$$

A : matrice de l'interface qui sépare les milieux d'indices n_1 et n_2 respectivement.

B : matrice de l'interface qui sépare les milieux d'indices n_2 et n_1 respectivement.

K1 : matrice de la ligne de transmission de longueur l et d'indice n_1 .

K2 : matrice de la ligne de transmission de longueur l et d'indice n_2 .

l : longueur d'un demi pas Λ_0 .

Si le réseau DBR est constitué de N périodes de longueur Λ_0 , la matrice de transfert qui décrit tout le DBR est donnée par :

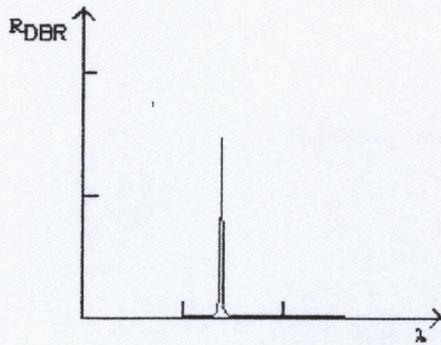
$$A_g = A_0^N \quad (\text{II-36})$$

Le coefficient de réflexion est donné par :

$$r_{DBR} = \frac{A_{g_{21}}}{A_{g_{11}}} \quad (\text{II-37})$$

$$\text{D'où la réflectivité : } R_{DBR} = |r_{DBR}|^2 \quad (\text{II-38})$$

La figure qui suit représente la réflectivité d'un réseau DBR carré calculée par le biais de la méthode TMM :



Fig(II-9) : réflectivité en fonction de λ d'un DBR conventionnel.

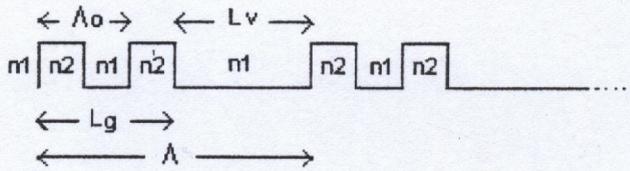
Une figure similaire est obtenue en calculant le coefficient de réflexion et la réflectivité par la méthode de la théorie des modes couplés.

Il existe cependant plusieurs variantes de réseau à réflecteur de Bragg DBR, parmi ces lasers figurent :

II-4-2- Réflecteur à réseau échantillonné SG-DBR (sampled grating DBR) :

Le réflecteur DBR échantillonné SG-DBR est un réseau DBR conventionnel qu'on multiplie par une fonction d'échantillonnage, le résultat est un réseau auquel il manque des cannelures de manière périodique.

Chaque période est composée d'une partie cannelée de longueur L_g qui ressemble à un DBR conventionnel de pas Λ_0 , suivie d'une partie non cannelée de longueur L_v . Fig(II-10).



Fig(II-10) : SG-DBR de période Λ .

On considère un réflecteur à réseau SG-DBR de longueur L et de N périodes Λ .

Chaque période est constituée d'une longueur L_g contenant un réseau carré de (m) pas de longueur Λ_0 et d'une longueur L_v non cannelé d'indice n_1 . Fig(II-10).

En utilisant la méthode TMM, nous allons calculer le coefficient de réflexion et la réflectivité en suivant la même procédure que pour le réseau DBR conventionnel, c'est à dire en décrivant chaque partie du réseau par sa matrice de transfert correspondante.

La partie de réseau carré est décrite par la matrice :

$$A_r = [A.K_2.B.K_1]^m \tag{II-39}$$

Tel que A et B sont données précédemment par les relations (II-32) et (II-33).

$$K_1 = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_1 \frac{\Lambda_0}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_1 \frac{\Lambda_0}{2}) \end{pmatrix} \tag{II-40}$$

$$K_2 = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_2 \frac{\Lambda_0}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_2 \frac{\Lambda_0}{2}) \end{pmatrix} \tag{II-41}$$

K_1 : matrice de la ligne de transmission de longueur $\Lambda_0/2$ et d'indice n_1 .

K_2 : matrice de la ligne de transmission de longueur $\Lambda_0/2$ et d'indice n_2

β_1 et β_2 étant définis dans le paragraphe précédent.

Λ_0 : pas du réseau carré.

La matrice qui décrit la longueur L_v du milieu d'indice n_1 est donnée par :

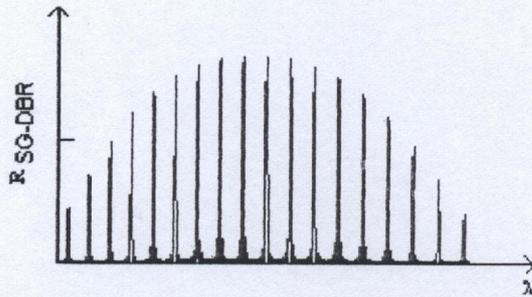
$$K = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_1 L_v) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_1 L_v) \end{pmatrix} \quad (\text{II-42})$$

On en déduit la matrice globale qui représente la totalité du SG-DBR :

$$A_g = [A_r.K]^N \quad (\text{II-43})$$

Le coefficient de réflexion et la réflectivité sont donnés par les relations (II-37) et (II-38).

Le réflecteur DBR modulé de cette façon nous permet d'obtenir un spectre de réflectivité avec des pics périodiques. Fig(II-11).



Fig(II-11) : schéma représentant la réflectivité du SG-DBR.

L'espacement entre les pics est directement relié à la période de modulation Λ .

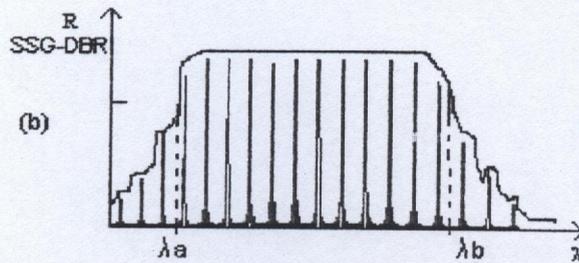
L'utilisation de ce type de réflecteur dans les lasers accordables nous permet d'obtenir une large étendue de longueur d'onde accordable.

II-4-3- Réflecteur à réseau modulé SSG-DBR "super structure grating DBR" :

La structure du réflecteur à réseau modulé périodiquement SSG-DBR "super structure grating DBR" est basée sur la variation linéaire du pas du réseau, d'une valeur initiale Λ_a jusqu'à une valeur finale Λ_b sur toute la longueur de la période Λ .

Cette modulation nous permet d'obtenir un spectre de réflectivité à pics périodiques et à enveloppe carrée, c'est à dire que les pics ont à peu près la même amplitude sur un intervalle de longueur d'onde de $(\lambda_a = 2n_{\text{eff}}\Lambda_a)$ à $(\lambda_b = 2n_{\text{eff}}\Lambda_b)$ tel que n_{eff} : Indice de réfraction effectif du réflecteur SSG-DBR. Fig (II-12).

Comme pour le cas du réseau SG-DBR l'espacement entre les pics du spectre de réflectivité du SSG-DBR est directement relié à la période de modulation.



Fig(II-12) : spectre de réflectivité du SSG-DBR.

Le coefficient de réflexion et la réflectivité sont calculés par la méthode TMM.

La variation linéaire du pas du réseau carré de Λ_a à Λ_b est donnée par la relation :

$$\Lambda_{i,N} = \frac{\Lambda_b - \Lambda_a}{N} \cdot i + \Lambda_a \quad (\text{II-44})$$

N : nombre de segments ayant un pas constant que comporte une période Λ .

Λ : période du SSG-DBR.

Λ_a : pas initial.

Λ_b : pas final.

$i = 1 \dots N$.

nous choisissons le même nombre $m(N)$ de pas Λ_i sur un segment tel que :

$$m(N) = \frac{\Lambda}{\sum_{i=0}^{i=N} \Lambda_{i,N}} \quad (\text{II-45})$$

La matrice de transfert qui décrit une période Λ du réseau est donnée par :

$$A_o(N) = \prod_{i=0}^N (A \cdot K_2(N, i) \cdot B \cdot K_1(N, i))^{m(N)} \quad (\text{II-46})$$

Tel que A et B sont données par (II-32), (II-33) et $K_2(N)$, $K_1(N)$ sont données par :

$$K_1(N, i) = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_1 \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_1 \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) \end{pmatrix} \quad (\text{II-47})$$

$$K_2(N, i) = \begin{pmatrix} \exp(i\beta_2 \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) & 0 \\ 0 & \exp(-i\beta_2 \frac{\Lambda_{i,N}}{2}) \end{pmatrix} \quad (\text{II-48})$$

$K_1(N, i)$, $K_2(N, i)$: matrices des lignes de transmission de longueur $\frac{\Lambda_{i,N}}{2}$ et d'indice de réfraction n_1 et n_2 respectivement.

Si le réflecteur SSG-DBR de longueur L contient un nombre N_b de périodes Λ , la matrice de transfert globale qui le représente est donnée par :

$$A_g(N) = [A_o(N)]^{N_b} \quad (\text{II-49})$$



D'où le coefficient de réflexion :

$$r_{SSG-DBR} = \frac{Ag(N)_{21}}{Ag(N)_{11}} \quad (II-50)$$

$$\text{Et la réflectivité : } R_{SSG-DBR} = |r_{SSG-DBR}|^2. \quad (II-51)$$

Afin de déterminer la réflectivité en fonction de la longueur d'onde, il nous faut connaître le nombre de segments N qui existe sur une période, en sachant que Λ , Λ_a et Λ_b sont choisis au préalable.

Dans ce qui suit, nous allons introduire une méthode d'optimisation qui va nous permettre de déterminer le nombre de segments N approprié pour que le spectre de réflectivité ait des pics avec des amplitudes les plus proches possible les unes des autres.

Pour cela, nous définissons la fonction suivante :

$$T(N, R) = \sum_{i=1}^p (Ri(N) - R)^2 \quad (II-52)$$

$$i = 1 \dots p$$

p : nombre de pics dans l'enveloppe du spectre.

Ri(N) : amplitude du pic (i) .

R : amplitude moyenne.

Le nombre N de segment optimal correspond au minimum de la fonction T(N, R).

L'emploi d'un réflecteur SSG-DBR dans un laser offre la possibilité de diminuer la variation du gain seuil , du courant seuil et de la puissance émise pendant l'injection de porteurs.

Plusieurs lasers à semi-conducteur utilisent des réflecteurs de Bragg simples, à réseau modulé ou à réseau échantillonné ,comme miroir de la cavité pour la sélection du mode de l'émission laser et pour l'accordabilité en longueur d'onde, car l'indice de réfraction peut être contrôlé électriquement au cours de l'injection.

CHAPITRE (III)

**MODELISATION DES DIODES LASER DBR
ACCORDABLES EN LONGUEUR D'ONDE**

III-1- INTRODUCTION :

Plusieurs diodes laser utilisent l'injection de porteurs dans les guides d'ondes passifs pour le contrôle de l'indice de réfraction.

Ce groupe de lasers peut être divisé en deux catégories :

La première catégorie concerne les lasers où la variation relative de la longueur d'onde est directement proportionnelle à la variation relative de l'indice de réfraction. Ce qui veut dire que l'accordabilité totale est limitée à moins de 10 nm pour les lasers qui opèrent aux alentours de 1.55 μm . Cela concerne les lasers : DBR (diffracted Bragg reflector) , les lasers TTG (twin guide)[40]...

La deuxième catégorie comporte les lasers qui utilisent des propriétés spéciales de filtrage spectral de la cavité afin de couvrir de plus grandes étendues d'accordabilité.

Récemment, plusieurs structures monolithiques appartenant à ce groupe ont été développées, entre autres : les lasers GCSR [41], les lasers Y[42], les lasers à SG-DBR et SSG-DBR...

Dans ce chapitre, nous allons nous intéresser à la modélisation des structures suivantes :

- Laser DBR à trois sections.
- Laser SG-DBR.
- Laser SSG-DBR.

Nous allons présenter la structure de chacun de ces lasers ainsi que le principe de fonctionnement et le processus d'accordabilité de la longueur d'onde.

III-2- DIODE LASER DBR ACCORDABLE A TROIS SECTIONS :

Le laser DBR représenté dans la figure (III-1) est constitué de trois sections :

- Section active.
- Section contrôle de phase.
- Section DBR.

Ces trois sections sont électriquement isolées les unes des autres.

La section active est formée d'une structure à double hétérojonction, formée d'une couche active à énergie de gap inférieur a celui des couches latérales qui l'entourent.

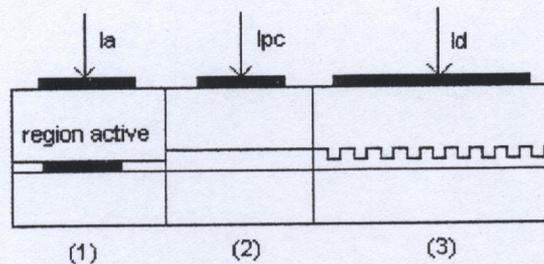
Lorsqu'on injecte un courant I_a dans la section active, l'amplification de la lumière commence et lorsque le niveau d'injection atteint une valeur suffisante pour provoquer l'inversion de population, la cavité oscille sur un seul mode longitudinal.

Les deux sections passives contrôle de phase et DBR sont faites d'un semi-conducteur à gap intermédiaire entre la couche active et les couches qui la recouvrent de part et d'autre.

Lorsqu'un courant est injecté dans l'une de ces sections passives, la densité de porteurs augmente et l'indice de réfraction diminue simultanément à cause des effets décrits dans la chapitre (I).

En ce qui concerne la section DBR, l'injection du courant conduit à la diminution de la longueur d'onde de Bragg, il s'ensuit une variation de la longueur d'onde de l'émission laser.

Le courant I_p de la section contrôle de phase permet d'ajuster la phase afin de maintenir le même mode longitudinal.



Fig(III-1) : structure du laser DBR à trois sections.

- (1) - section active.*
- (2) - section contrôle de phase.*
- (3) - section DBR.*

Le contrôle du courant, peut être effectué indépendamment ou simultanément, grâce à des électrodes séparées à travers lesquelles le courant est injecté.

Plusieurs résultats expérimentaux concernant les lasers DBR accordables à trois sections ont été rapportés [29, 30,31, 32].

III-2-1- Modèle théorique :

La condition d'oscillation est donnée par l'équation suivante :

$$r_1 \cdot r_{DBR} \exp\left\{ (g_{th} - \alpha a) - 2i\beta a \right\} \cdot La \cdot \exp\left[(-\alpha p - 2i\beta p) \cdot Lp \right] = 1 \quad (III-1)$$

r_1 : coefficient de réflexion de la face clivée du laser.

r_{DBR} : coefficient de réflexion complexe de la section DBR.

g_{th} : gain seuil.

α_a et α_p : Coefficients d'absorption des sections active et contrôle de phase respectivement.

β_a et β_p : Constantes de propagation dans les sections active et contrôle de phase respectivement.

La et Lp : longueurs des sections active et contrôle de phase respectivement.

Nous pouvons décomposer la condition d'oscillation (III-1) en une condition sur le gain et une condition sur la phase :

$$g_{th} = \alpha a + \alpha p \cdot \frac{Lp}{La} - \frac{1}{La} \cdot \ln(r_1 \cdot |r_{DBR}|) \quad (III-2)$$

$$\beta a \cdot La + \beta p \cdot Lp - \frac{Arg(r_{DBR})}{2} = \pi \cdot q \quad (III-3)$$

q : entier représentant l'ordre du mode.

$$r_{DBR} = |r_{DBR}| \cdot \exp\{i \cdot Arg(r_{DBR})\}$$

$$\beta a = \frac{2\pi n_a}{\lambda} \quad (III-4)$$

$$\beta p = \frac{2\pi n_p}{\lambda} \quad (III-5)$$

n_a , n_p : Indices de réfraction des sections active et contrôle de phase.

λ : longueur d'onde de l'émission laser.

Puisque le courant fait varier l'indice de réfraction et l'absorption nous avons les relations suivantes :

$$\begin{aligned}
 n_p &= n_{po} + \Gamma_p \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N_p \\
 n_d &= n_{do} + \Gamma_d \cdot \frac{dn}{dN} \cdot N_d \\
 \alpha_p &= \alpha_o + \Gamma_p \cdot \frac{d\alpha}{dN} \cdot N_p \\
 \alpha_d &= \alpha_o + \Gamma_d \cdot \frac{d\alpha}{dN} \cdot N_d
 \end{aligned}
 \tag{III-6}$$

n_{po} : indice de réfraction de la section contrôle de phase en l'absence d'injection.

n_{do} : indice de réfraction de la section DBR en l'absence d'injection.

Γ_p, Γ_d : Facteurs de confinement des sections contrôle de phase et DBR respectivement.

$\frac{dn}{dN}, \frac{d\alpha}{dN}$: paramètres qui dépendent du matériau.

N_p et N_d : densités de porteurs injectés dans les sections contrôle de phase et DBR respectivement.

La relation qui relie le courant à la densité de porteurs est donnée par :

$$I = e \cdot V \cdot (A \cdot N + B \cdot N^2 + C \cdot N^3)
 \tag{III-7}$$

e : charge de l'électron.

V : volume de la section active ou passive.

A : coefficient de recombinaison linéaire

B : coefficient de recombinaison bi-moléculaire.

C : coefficient de recombinaison Auger.

La résolution de la condition d'oscillation (III-1) consiste à trouver le mode (λ , q) ayant le plus faible gain seuil g_{th} .

Le courant seuil I_{th} est donné par (III-7) en remplaçant N par la densité de porteurs au seuil N_{th} .

Le rendement différentiel externe est donné par la relation [29] :

$$\eta_e = \eta_i \cdot \frac{g_{th} - \alpha a}{g_{th}} \cdot \frac{(1 - r_1^2) \cdot r'}{(r_1 + r') \cdot (1 - r_1 r')} \quad (III-8)$$

η_i : rendement quantique interne.

g_{th} : gain seuil.

αa : coefficient d'absorption dans la section active.

r_1 : coefficient de réflexion de la face clivée.

r' : coefficient de réflexion vu de l'interface entre la section active et la section contrôle de phase.

$$r' = |r_{DBR}| \cdot \exp(-\alpha_p L_p) \quad (III-9)$$

α_p : coefficient d'absorption de la section contrôle de phase.

L_p : longueur de la section contrôle de phase.

La puissance émise par la face clivée est donc donnée par :

$$P = \frac{hc}{\lambda e} \cdot \eta_e \cdot (I_a - I_{th}) \quad (III-10)$$

h : constante de Planck.

c : vitesse de la lumière.

e : charge de l'électron.

I_a : courant dans la section active.

I_{th} : courant seuil.

III-2-2- Sélection du mode et accordabilité :

Dans le modèle présenté nous allons considérer la relation approximative qui relie le courant à la densité de porteurs injectés comme étant :

$$I = e.V.B.N^2 \quad (III-11)$$

Nous pouvons obtenir la variation des indices n_p et n_d en fonction du courant d'injection :

$$\begin{aligned} n_p(I_p) &= n_{po} + \Gamma_p \frac{dn}{dN} \cdot \sqrt{\frac{I_p}{eV_p B}} \\ n_d(I_d) &= n_{do} + \Gamma_d \frac{dn}{dN} \cdot \sqrt{\frac{I_d}{eV_d B}} \end{aligned} \quad (III-12)$$

I_p, I_d : courants d'injection dans les sections contrôle de phase et DBR.

V_p : volume du guide d'onde dans la section contrôle de phase.

V_d : volume du guide d'onde dans la section DBR.

n_{po}, n_{do} : indices de réfraction des sections contrôle de phase et DBR respectivement en l'absence d'injection.

Il en est de même pour les coefficients d'absorption α_p et α_d :

$$\begin{aligned} \alpha_p(I_p) &= \alpha_{po} + \Gamma_p \cdot \frac{d\alpha}{dN} \cdot \sqrt{\frac{I_p}{eV_p B}} \\ \alpha_d(I_d) &= \alpha_{do} + \Gamma_d \cdot \frac{d\alpha}{dN} \cdot \sqrt{\frac{I_d}{eV_d B}} \end{aligned} \quad (III-13)$$

α_{po}, α_{do} : coefficients d'absorption dans les sections contrôle de phase et DBR respectivement en l'absence d'injection.

Le coefficient de réflexion de la section DBR est calculé en fonction de la longueur d'onde et de l'injection en utilisant la méthode des modes couplés décrite dans le chapitre précédent :

$$r_{DBR}(\lambda, I_d) = \frac{iK \sinh(-\gamma Ld)}{\gamma \cosh(-\gamma Ld) - (\alpha + i\delta) \sinh(-\gamma Ld)} \quad (\text{III-14})$$

$\beta_0 = \frac{\pi}{\Lambda}$: constante de propagation de Bragg.

$$\delta = \beta_d - \beta_0 \quad (\text{III-15})$$

δ : déviation de la condition de Bragg.

$$\beta_d = \frac{2\pi n_d}{\lambda} - i \frac{\alpha_d}{2} \quad (\text{III-16})$$

$$\gamma = \sqrt{K^2 - \delta^2} \quad (\text{III-17})$$

K : coefficient de couplage.

D'où la réflectivité :

$$R_{DBR}(\lambda, I_d) = |r_{DBR}(\lambda, I_d)|^2 \quad (\text{III-18})$$

En premier lieu, on ne considère que l'injection du courant I_d dans la section DBR en gardant $I_p = 0$.

La condition seuil est donnée par :

$$g_{th}(\lambda, I_d) = \alpha a + \alpha p(0) \cdot \frac{L_p}{L_a} - \frac{1}{L_a} \cdot \ln(r_1 \cdot |r_{DBR}(\lambda, I_d)|) \quad (\text{III-19})$$

Le mode sélectionné sera celui qui présente le plus petit gain au seuil et qui vérifie la condition sur la phase :

$$\beta\alpha \cdot La + \beta p \cdot Lp - \frac{\text{Arg}(r_{DBR}(\lambda, I_d))}{2} = \pi \cdot q \quad (\text{III-20})$$

Le courant seuil est obtenu en utilisant la relation :

$$I_{th} = e \cdot Va \cdot (A \cdot N_{th} + B \cdot N_{th}^2 + C \cdot N_{th}^3) \quad (\text{III-21})$$

Va : volume de la couche active.

N_{th} : densité de porteurs au seuil.

A, B, C : constantes.

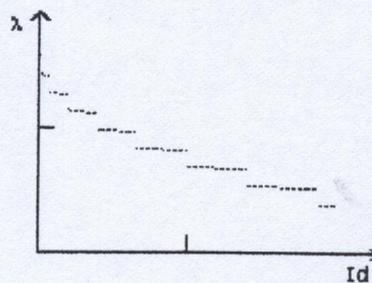
$$N_{th} = \frac{g_{th}}{A_0} + N_0 \quad (\text{III-22})$$

A₀ : coefficient de gain.

N₀ : densité de porteurs à la transparence.

La plus grande influence du courant injecté dans la section DBR (avec I_p = 0) est de faire varier la longueur d'onde de Bragg correspondante au minimum de la courbe de gain .

On observe une accordabilité discontinue de la longueur d'onde. Fig(III-2).

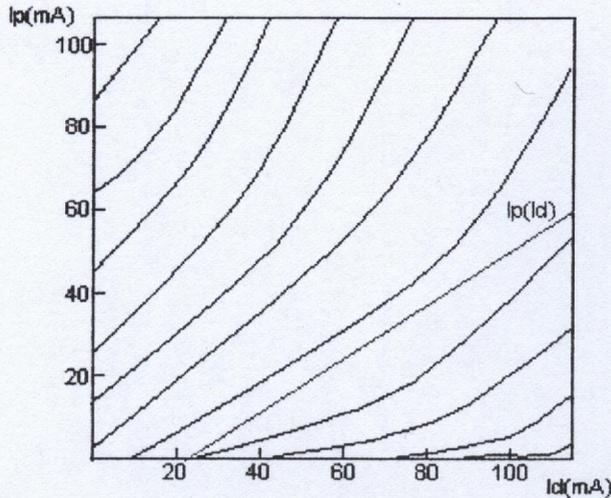


Fig(III-2) : Variation discontinue de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection I_d dans la section DBR, en gardant le courant de la section contrôle de phase nul I_p=0.

On remarque une lente variation de la longueur d'onde pour les grandes valeurs de courant d'injection, ceci est dû à la saturation de la densité de porteurs dans la section DBR.

Les segments discontinus de la figure correspondent à tous les modes longitudinaux qui sont sélectionnés successivement durant l'injection du courant.

Il est possible de réaliser une accordabilité continue en longueur d'onde en faisant varier simultanément les courants I_d et I_p .



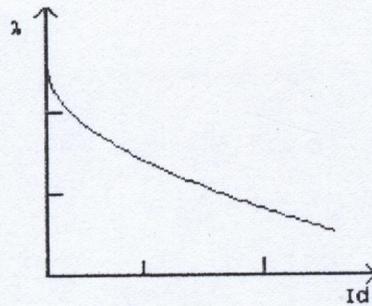
Fig(III-3) : Carte de courants représentant $I_p(I_d)$.

Le diagramme de la figure (III-3) représente les régions de fonctionnement des différents modes. Dans chaque région limitée par deux courbes, le mode est le même et l'accordabilité peut être continue.

Nous choisissons une relation linéaire entre les courants à cause de sa facilité de mise en œuvre, de manière à ce que le point de fonctionnement du composant ne sorte pas d'une région où le mode est constant (ex : La droite représentée dans le diagramme).

On obtient la variation de la longueur d'onde représentée dans Fig(III-4).

L'accordabilité continue permet d'atteindre toutes les longueurs d'ondes dans la plage d'accord d'où son intérêt pour les applications dans le domaine des télécommunication ou de la spectroscopie.



Fig(III-4) : *variation continue de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection I_a dans le DBR.*

III-3- DIODE LASER ACCORDABLE A SG-DBR (SAMPLED GRATING DBR) :

III-3-1- Description :

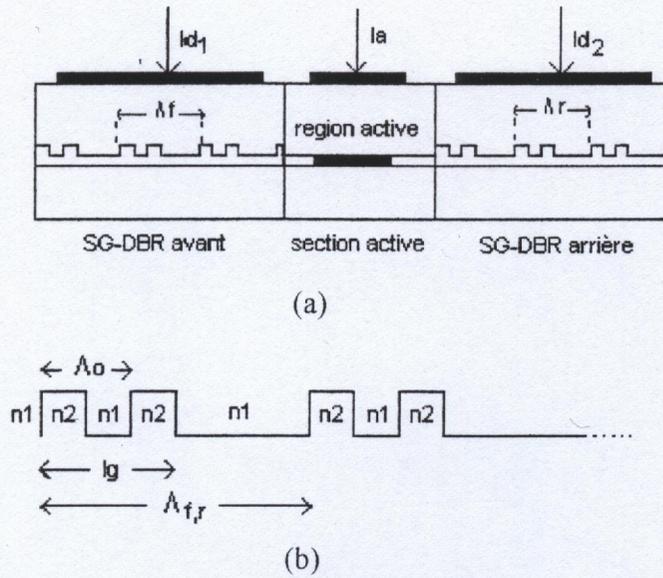
Dans le but d'améliorer les performances des lasers accordables en longueur d'onde, plusieurs groupes ont introduit le réflecteur SG-DBR "sampled grating DBR" dans la structure du laser comme miroir de la cavité, pour la sélection du mode de l'émission laser et pour l'accordabilité de la longueur d'onde.

La figure Fig(III-5) représente la structure d'un laser à SG-DBR, constituée d'une section active et de deux sections SG-DBR passives qui font office de miroirs de part et d'autre de la section active.[14, 15].

La description et le concept du réseau échantillonné SG-DBR ont été expliqués en détails dans le chapitre (II) paragraphe II-4-2.

Comme c'est le cas pour le réflecteur DBR conventionnel, le pas du réseau Λ_0 détermine la longueur d'onde centrale λ_0 du spectre de réflectivité.

La période de modulation nous permet d'obtenir un spectre de réflectivité à pics périodiques tel que l'espacement entre deux pics successifs est inversement proportionnel à la période de modulation.



Fig(III-5) : (a) : schéma représentant la structure du laser à SG-DBR.
 (b) : description du réseau SG-DBR.

La période de modulation du réflecteur avant Λ_f est légèrement différente de celle du réflecteur arrière Λ_r , par conséquent l'espacement entre les pics du spectre de réflectivité du SG-DBR avant est différent de celui du spectre de réflectivité du SG-DBR arrière, tels que :

$$\lambda_f = \frac{\lambda_o^2}{2ng\Lambda_f} \quad \text{(III-23)}$$

$$\lambda_r = \frac{\lambda_o^2}{2ng\Lambda_r} \quad \text{(III-24)}$$

$$\lambda_o = 2neff\Lambda_o \quad \text{(III-25)}$$

λ_f, λ_r : Espacements entre les pics du spectre de réflectivité du SG-DBR avant et arrière respectivement.

Λ_f : période du SG-DBR avant.

Λ_r : période du SG-DBR arrière.

Λ_o : pas du réseau carré.

λ_0 : longueur d'onde centrale.

n_g : indice de réfraction de groupe.

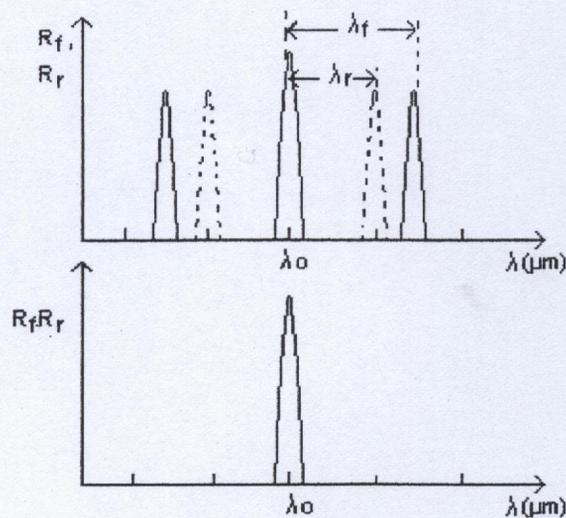
n_{eff} : indice effectif.

La diode laser oscille à la longueur d'onde où un pic du réflecteur avant s'aligne avec un pic du réflecteur arrière.

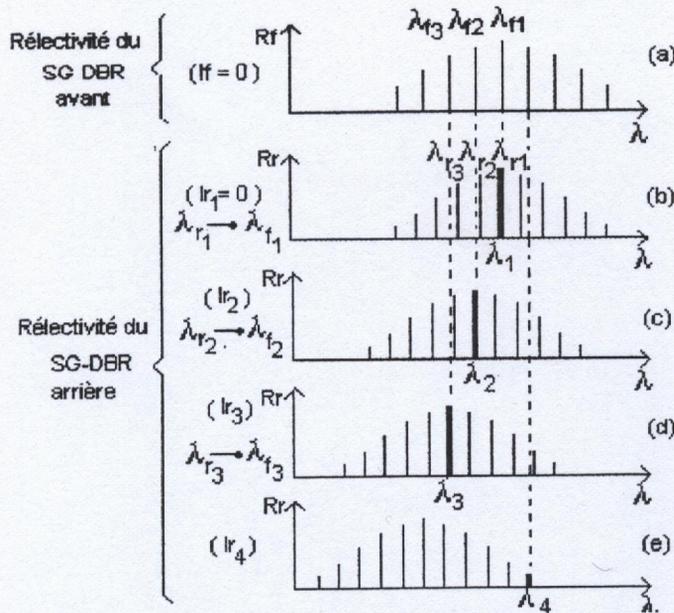
L'introduction d'une petite variation de l'indice de réfraction dans l'un des réflecteurs, contribue à déplacer le spectre de réflectivité en longueur d'onde. Par conséquent, l'alignement se produit à une longueur d'onde différente de la précédente. Ainsi, il est possible d'obtenir une large étendue de longueur d'onde accordable en faisant varier l'indice de réfraction par le biais de l'injection du courant.

Lorsqu'on injecte un courant I_f dans le réflecteur avant SG-DBR_f, en gardant le courant I_r du réflecteur arrière SG-DBR_r nul, la longueur d'onde de superposition se déplace vers des valeurs plus petites, jusqu'au moment où le pic d'alignement saute du côté opposé au sens de déplacement.

Les figures fig(III-6) et fig(III-7) expliquent schématiquement la sélection du mode et le principe d'accordabilité.



Fig(III-6) : sélection du mode de l'oscillation laser.



Fig(III-7) : exemple qui explique le processus d'accordabilité.

En absence d'injection de courant, le pic de longueur d'onde λ_{f1} du SG-DBR avant est confondu avec le pic de longueur d'onde λ_{r1} (b) du SG-DBR arrière. Au fur et à mesure de l'injection de courant dans le réflecteur arrière, le spectre de réflectivité de ce dernier se déplace, et la superposition se produit à des longueurs d'onde plus petites (c'est le cas de I_{r2} (c) et I_{r3} (d))jusqu'à l'apparition de la superposition dans la direction opposée au déplacement (c'est le cas de I_{r4} (e)).

III-3-2- Théorie du modèle :

La condition d'oscillation est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma_{SG-DBR-r} \cdot \Gamma_{SG-DBR-f} \exp(-\alpha L_a) = 1 \quad (III-26)$$

Γ : coefficient de réflexion du SG-DBR avant.

Γ : coefficient de réflexion du SG-DBR arrière.

g_{th} : gain seuil.

α : coefficient d'absorption dans la section active.

L_a : constante de propagation dans la section active.

L_a : longueur de la section active.

cette condition peut être divisée en une condition sur le gain :

$$g_{th} = \alpha a - \frac{1}{L_a} \cdot \ln(|r_{SG-DBR-f}| \cdot |r_{SG-DBR-r}|) \quad (III-27)$$

Et une condition sur la phase :

$$\beta_a \cdot L_a - \frac{\text{Arg}(r_{SG-DBR-f})}{2} - \frac{\text{Arg}(r_{SG-DBR-r})}{2} = \pi \cdot q \quad (III-28)$$

q : entier représentant l'ordre du mode.

$$\beta_a = \frac{2\pi n_a}{\lambda}$$

n_a : indice de réfraction de la section active.

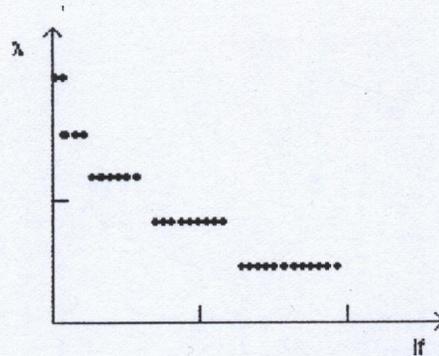
la résolution de la condition d'oscillation nous permet de déterminer le mode (q, λ) et le gain seuil pour chaque valeur des courants d'injection dans les sections SG-DBR.

Le courant seuil est donné par la relation (III-21), tel que N_{th} est donné par (III-22).

La puissance émise est donnée par la relation (III-10), telle que :

$$\eta_e = \eta_i \cdot \frac{g_{th} - \alpha a}{g_{th}} \cdot \frac{1 - (|r_{SG-DBR-f}|)^2}{\left(1 + \frac{|r_{SG-DBR-f}|}{|r_{SG-DBR-r}|}\right) \cdot (1 - |r_{SG-DBR-f}| \cdot |r_{SG-DBR-r}|)} \quad (III-29)$$

On obtient la variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection représentée dans la fig(III-8) :



Fig(III-8) : variation de la longueur d'onde en fonction de l'injection de courant dans le SG-DBR avant.

III-4- LASER ACCORDABLE SSG-DBR (SUPER STRUCTURE GRATING) :

III-4-1- Description :

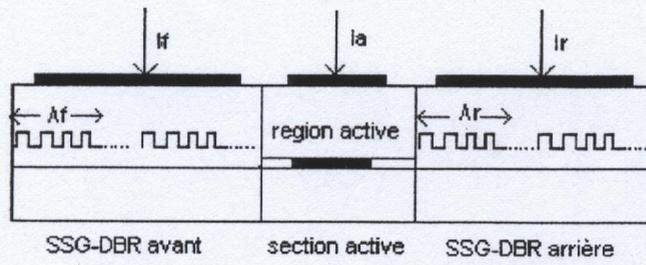
Le laser SSG-DBR (super structure grating laser) ou le laser à réseau échantillonné est constitué d'une section active pour la génération des photons et pour l'amplification de la lumière et de deux réflecteurs SSG-DBR de part et d'autre de la section active, pour le filtrage spectral et pour la rétroaction optique. Fig(III-9). [17, 18].

La réflectivité du SSG-DBR est calculée en utilisant la méthode des matrices de transfert.

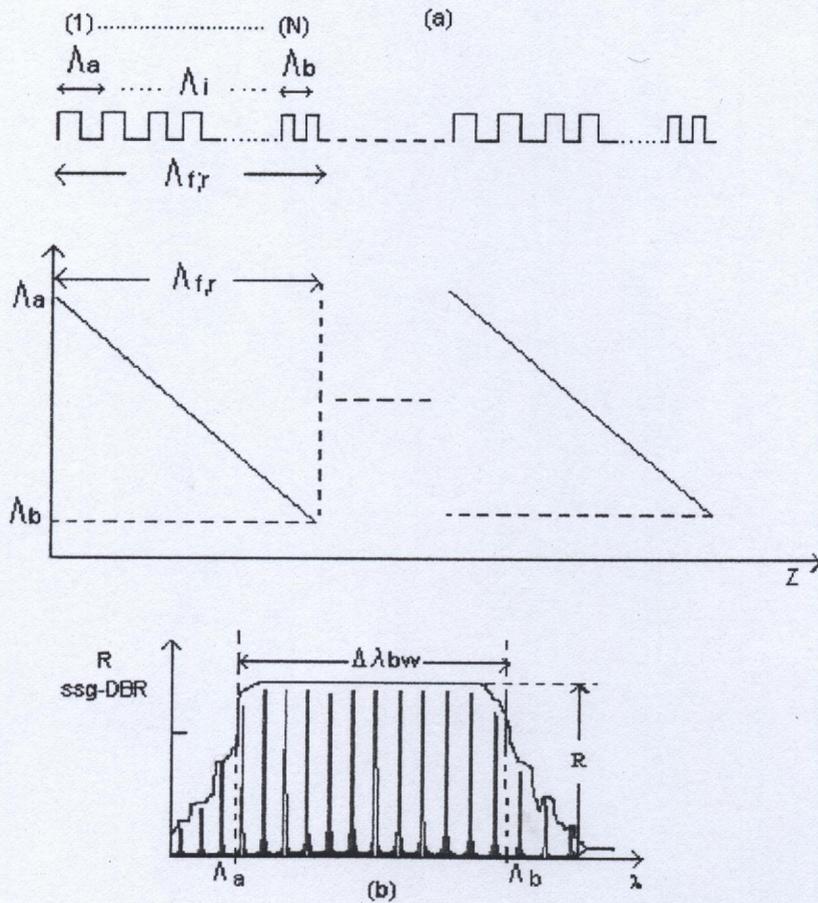
On considère que le pas du réseau varie linéairement de Λ_a (valeur initiale) jusqu'à Λ_b (valeur finale) le long de la période du réflecteur. [18, 19, 20].

Cette modulation de la période fait qu'on obtienne un spectre de réflectivité à enveloppe rectangulaire (c'est à dire que les pics qui constituent le spectre de réflectivité ont à peu près la même amplitude R). Fig(III-10).

On utilise la méthode d'optimisation décrite dans le chapitre précédent, afin de déterminer le nombre de segments N qui existe dans une période de modulation pour que l'enveloppe rectangulaire du spectre soit la plus régulière possible (c'est à dire que les pics soient très proche en amplitudes les uns des autres).



Fig(III-9) : structure du laser à SSG-DBR.



Fig(III-10) : (a) : structure du SSG-DBR.

(b) : Spectre de réflectivité.

III-4-2- Sélection du mode et accordabilité :

La sélection du mode et le processus d'accordabilité sont réalisés de la même manière que pour le laser à SG-DBR.

La période du SSG-DBR avant Λ_f est légèrement différente de celle du SSG-DBR arrière Λ_r par conséquent, il en sera de même pour les espacements entre les pics des spectres les concernant.

Le mode va osciller à la longueur d'onde pour laquelle un pic du spectre avant s'aligne avec un pic du spectre arrière.

Lorsque le courant est injecté dans l'un des réflecteurs, l'indice de réfraction diminue par effet Plasma et par l'effet du "bandfilling" et le spectre de réflectivité se déplace en longueur d'onde.

La relation qui relie Δn à $\Delta \lambda$ est donnée par :

$$\frac{\Delta \lambda}{\lambda} = - \frac{\Delta n}{n} \quad \text{(III-30)}$$

Si le déplacement en question couvre la différence entre les espacements qui concerne les deux spectres, la superposition des pics se produit à une longueur d'onde différente et un saut de mode prend place à cette position.

Cette opération est répétée successivement et une large étendue de longueur d'onde est obtenue avec seulement une petite variation de l'indice de réfraction.

Cependant, après une certaine variation de l'indice de réfraction, l'alignement des pics se produit à une longueur d'onde déjà balayée auparavant annonçant la limite de l'étendue accordable.

Le nombre maximum de sauts de mode est donné par :

$$F \cdot \lambda_f = (F-1) \cdot \lambda_r \quad \text{(III-31)}$$

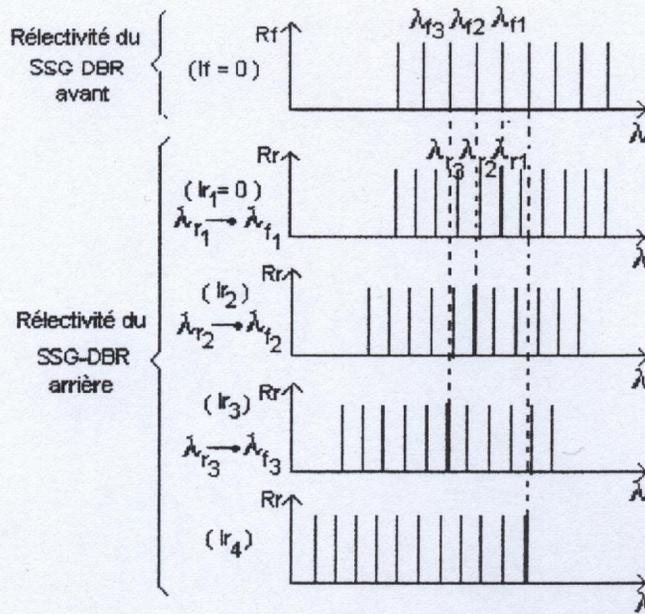
$$\Lambda_f > \Lambda_r .$$

$\lambda_{f,r}$: Espacements entre les pics du spectre avant et arrière respectivement.

$\Lambda_{f,r}$: Périodes des réflecteurs SSG-DBR avant et arrière respectivement.

F : nombre de déplacements possibles.

La figure qui suit fig(III-11) représente un exemple qui explique le processus d'accordabilité dans les lasers à SSG-DBR.



Fig(III-11) : processus d'accordabilité dans le laser SSG-DBR.

III-4-3- Théorie du modèle :

La condition d'oscillation est donnée par la relation suivante :

$$\Gamma_{SSG-DBR-r} \cdot \Gamma_{SSG-DBR-f} \exp \{ (g_{th} - \alpha a) - 2i\beta a \} \cdot La = 1 \quad (III-32)$$

$\Gamma_{SSG-DBR-f}$: coefficient de réflexion du SSG-DBR avant.

$\Gamma_{SSG-DBR-r}$: coefficient de réflexion du SSG-DBR arrière.

g_{th} : gain seuil.

αa : coefficient d'absorption dans la section active.

βa : constante de propagation dans la section active.

La : longueur de la section active.

cette condition peut être divisée en une condition sur le gain :

$$g_{th} = \alpha a - \frac{1}{La} \cdot \ln(|r_{SSG-DBR-f}| \cdot |r_{SSG-DBR-r}|) \quad (III-33)$$

Et une condition sur la phase :

$$\beta_a \cdot La - \frac{\text{Arg}(r_{SSG-DBR-f})}{2} - \frac{\text{Arg}(r_{SSG-DBR-r})}{2} = \pi \cdot q \quad (III-34)$$

q : entier représentant l'ordre du mode.

$$\beta_a = \frac{2\pi n_a}{\lambda}$$

n_a : indice de réfraction de la section active.

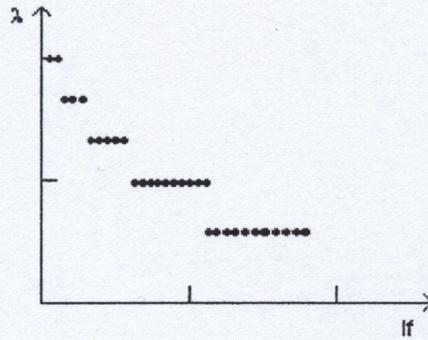
Comme c'est le cas pour le laser SG-DBR, la résolution de la condition d'oscillation nous permet de déterminer le mode (q, λ) et le gain seuil pour chaque valeur des courants d'injection dans les sections SSG-DBR.

Le courant seuil est déterminé par la relation (III-21), tel que Nth est donné par (III-22).

La puissance émise est donnée par la relation (III-10), tel que :

$$\eta_e = \eta_i \cdot \frac{g_{th} - \alpha a}{g_{th}} \cdot \frac{1 - (|r_{SSG-DBR-f}|)^2}{\left(1 + \frac{|r_{SSG-DBR-f}|}{|r_{SSG-DBR-r}|}\right) \cdot (1 - |r_{SSG-DBR-f}| \cdot |r_{SSG-DBR-r}|)} \quad (III-35)$$

La variation de la longueur d'onde en fonction de l'injection est représentée pour le cas présent dans la figure suivante :



Fig(III-12) : variation de la longueur d'onde en fonction de l'injection de courant dans la section SSG-DBR avant.

CHAPITRE IV

EXEMPLES DE SIMULATION

Et

INTERPRETATION DES RESULTATS

IV-1- INTRODUCTION :

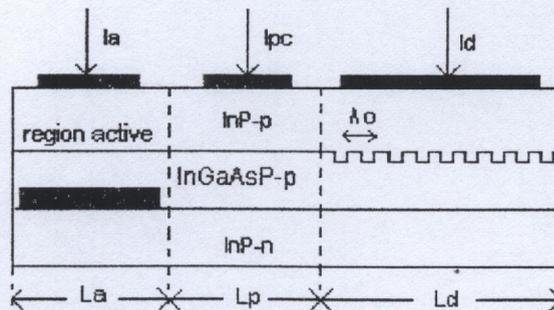
Dans ce chapitre nous allons traiter des exemples de simulation concernant les trois structures décrites dans les chapitres précédents :

- Laser accordable à trois sections.
- Laser SG-DBR.
- Laser SSG-DBR.

Puis nous allons présenter les résultats obtenus pour ce qui est de la variation de la longueur d'onde accordable en fonction de l'injection de porteurs ainsi que le courant seuil, le gain seuil et la puissance émise.

VI-2-LASER DBR A TROIS SECTIONS :

Les paramètres de la structures représentée dans la figure (IV-1) sont donnés dans le tableau I.



Fig(IV-1) : schéma représentant la structure du laser DBR à trois sections.

I_a : courant de la zone active.

I_{pc} : courant de la section contrôle de phase.

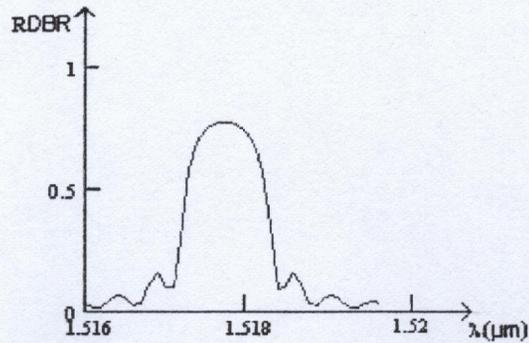
I_d : courant de la section DBR.

Tableau I :

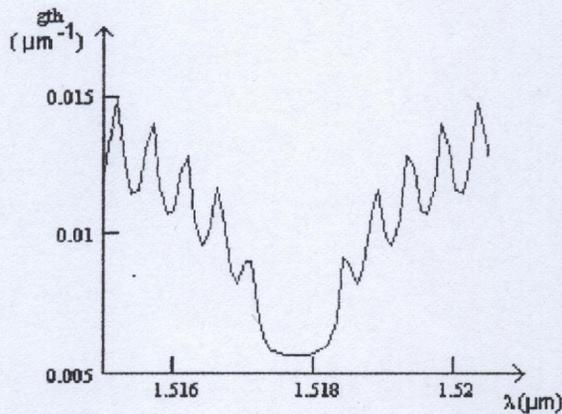
Paramètre	Symbole	Valeur
Longueur de la section active	La	310 μm
Longueur de la section contrôle de phase	Lp	160 μm
Longueur de la section DBR	Ld	710 μm
Indice de réfraction effectif de la section active en absence d'injection	noa	3.239
Indice de réfraction effectif de la section contrôle de phase en absence d'injection	nop	3.211
Indice de réfraction effectif de la section DBR en absence d'injection	nod	3.202
Facteur de confinement dans la section active	Γ_a	0.3097
Facteur de confinement dans la section contrôle de phase	Γ_p	0.5393
Facteur de confinement dans la section DBR	Γ_d	0.5266
Coefficient d'absorption de la section active en absence d'injection	α_{oa}	0.00255 μm^{-1}
Coefficient d'absorption de la section contrôle de phase en absence d'injection	α_{op}	0.0015 μm^{-1}
Coefficient d'absorption de la section DBR en absence d'injection	α_{od}	0.001 μm^{-1}
Pas du réseau DBR	Λ_o	0.237 μm
Coefficient de couplage	K	0.004 μm^{-1}
Variation de l'indice de réfraction avec l'injection de porteurs	$\frac{dn}{dN}$	-6.10 ⁻⁹ μm^3
Variation de l'absorption avec l'injection de porteurs	$\frac{d\alpha}{dN}$	2.3.10 ⁻⁹ μm^2
Coefficient de réflexion de la face clivée	r1	0.56
Coefficient de recombinaison linéaire	A	10 ⁸ / s
Coefficient de recombinaison bimoléculaire	B	100 μm^3 / s
Coefficient de recombinaison Auger	C	7.5.10 ⁻⁵ μm^6 / s
Densité de porteurs à la transparence	No	10 ⁶ μm^{-3}
Volume de la couche active	Va	93 μm^3
Volume de la section DBR	Vdbr	426 μm^3
Volume de la section contrôle de phase	Vp	96 μm^3
Rendement quantique interne	η_i	0.7

Le courant de la section active est fixé à 20mA.

En l'absence d'injection dans les sections contrôle de phase et DBR ($I_p=0$, $I_d=0$), la réflectivité calculée par la méthode des modes couplés et le gain seuil sont représentés en fonction de la longueur d'onde dans les figures(IV-2) et (IV-3).



Fig(IV-2) : réflectivité de la structure lorsque $I_p=0\text{mA}$ et $I_d=0\text{mA}$.



Fig(IV-3) : gain seuil en fonction de la longueur d'onde pour $I_p=0\text{mA}$ et $I_d=0\text{mA}$

Le maximum de la réflectivité et le minimum de la courbe de gain se déplacent en longueur d'onde au fur et à mesure qu'on injecte le courant I_d dans la section DBR.

Les courants sont limités à 100 mA afin d'éviter l'échauffement du composant.

La variation de la longueur d'onde en fonction du courant injecté dans la section DBR est représentée dans la figure(IV-4).

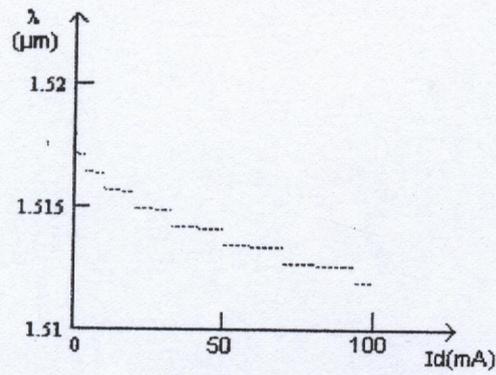
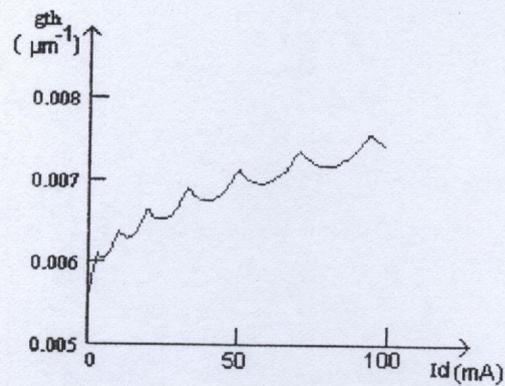
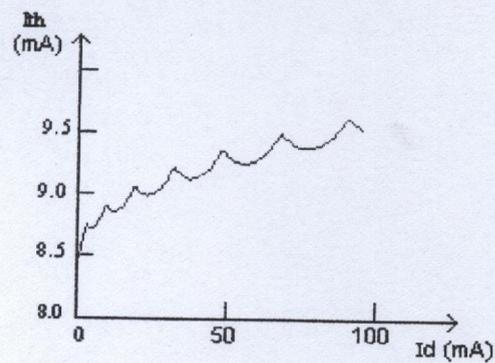


Fig (IV-4) : variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'injection I_d dans la section DBR avec $I_p=0\text{mA}$.

D'ou la variation du gain seuil et du courant seuil en fonction de l'injection :



Fig(IV-5) : variation du gain seuil en fonction du courant de I_d avec $I_p=0\text{mA}$.



Fig(IV-6) : Variation du courant seuil en fonction de l'injection de I_d avec $I_p=0\text{ mA}$.

La puissance émise varie durant l'injection comme l'indique la figure(IV-7) :

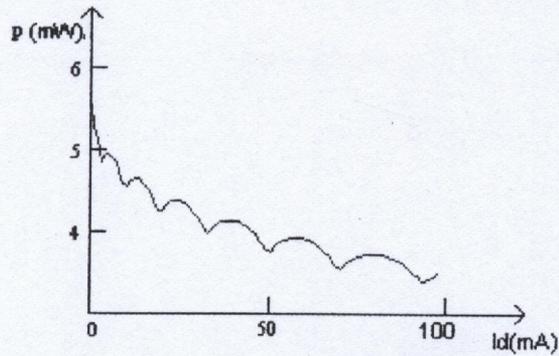


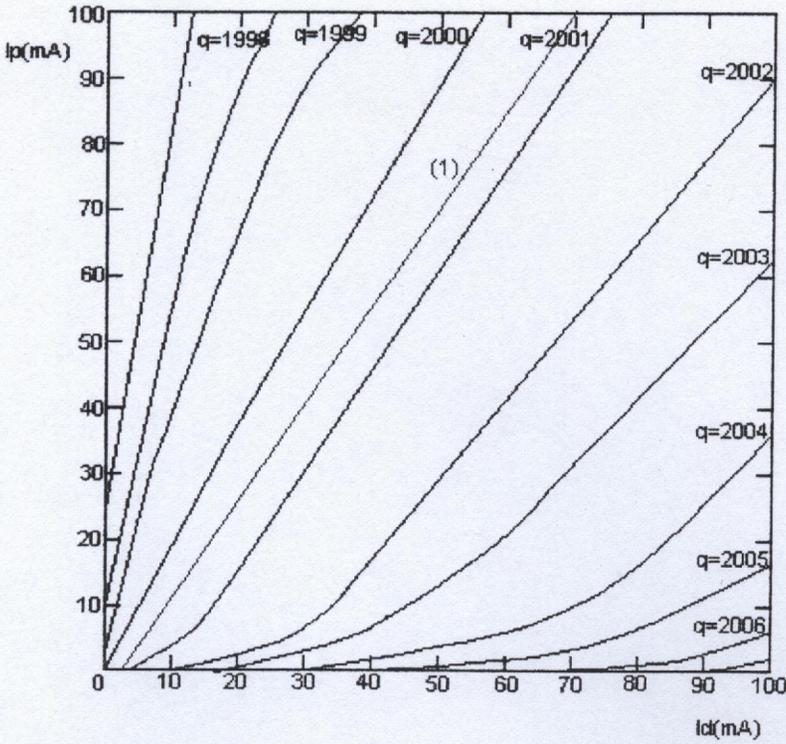
Fig (IV-7) : Variation de la puissance émise durant l'injection I_d avec $I_p=0$ mA.

On obtient une plage d'accord discontinue de 6 nm avec une augmentation du courant seuil de 12.7%, une augmentation du gain seuil de 32.1% et une diminution de la puissance émise de 31.8% durant l'injection.

La figure (IV-8) représente le diagramme des courants qui détermine les régions de fonctionnement sur les différents modes où l'accordabilité peut être continue.

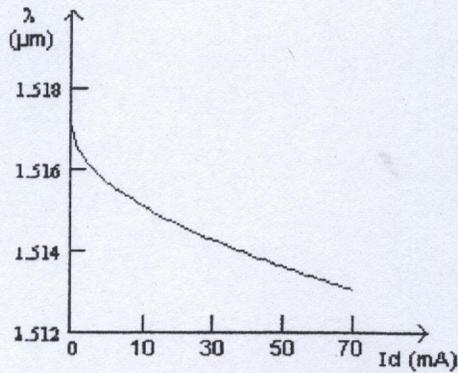
L'accordabilité continue et le fonctionnement sur un seul mode longitudinal est possible en faisant varier simultanément les courants I_d et I_p . Pour cela, nous avons retenu une relation linéaire entre les courants (courbe (1) de la figure (IV-8)) :

$$I_p(I_d) = 1.5 \cdot I_d - 5 \text{ (mA)}.$$



Fig(IV-8) : Régions de fonctionnement sur les différents modes de la cavité.

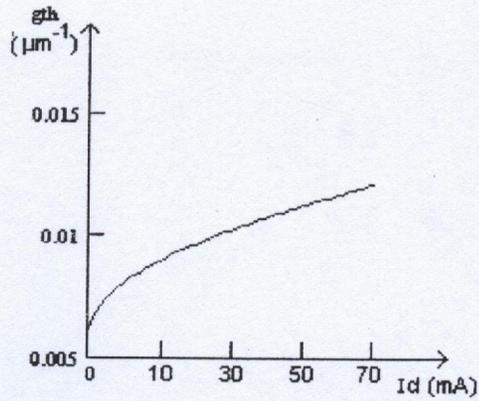
Dans ce cas la variation de la longueur d'onde en fonction du courant I_d est représentée dans la figure(IV-9) :



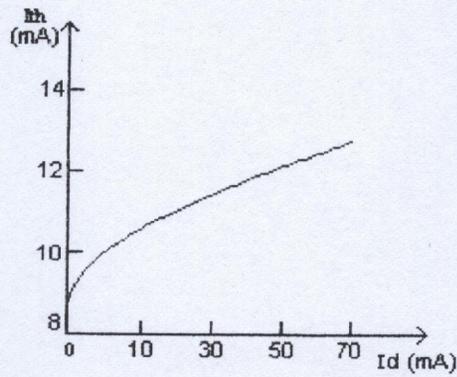
Fig(IV-9): Variation continue de la longueur d'onde en fonction du courant I_d .



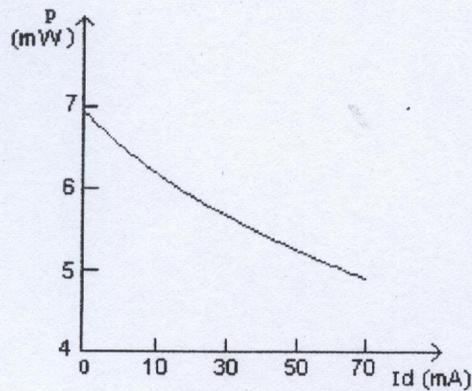
D'où la variation du gain seuil, du courant seuil ,et de la puissance émise :



Fig(IV-10) : Variation du gain seuil en fonction de I_d .



Fig(IV-11) : variation du courant seuil en fonction de I_d .

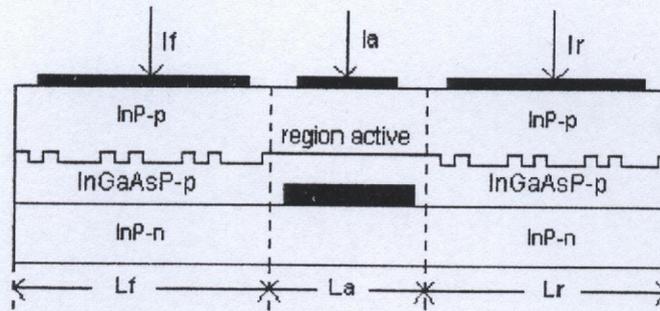


Fig(IV-12) : Variation de la puissance émise en fonction de I_d .

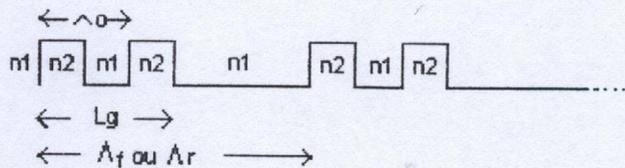
On obtient une plage d'accord continue de 3.73 nm avec une augmentation du courant seuil de 42.1%, une augmentation du gain seuil de 86.6% et une diminution de la puissance émise de 76.2% durant l'injection, à cause de l'augmentation de l'absorption dans le DBR avec le courant I_d .

IV-3 LASER SG-DBR "SAMPLED GRATING DBR" :

Les paramètres de la structure du laser SG-DBR représentée dans la figure (IV-13), sont donnés dans le tableau II :



Fig(IV-13) : structure du laser à SG-DBR.

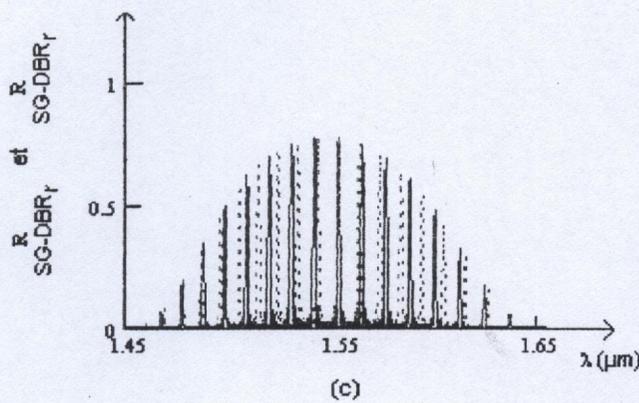
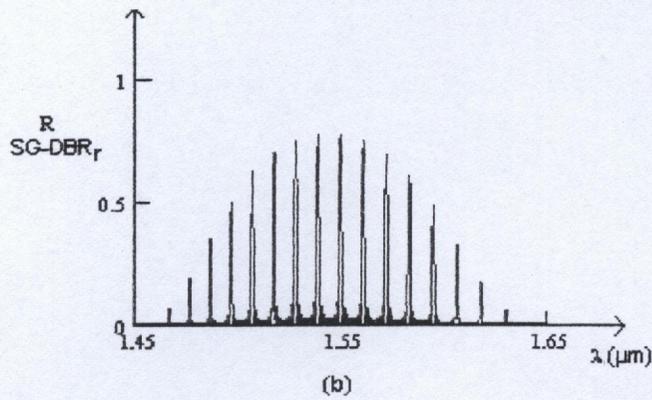
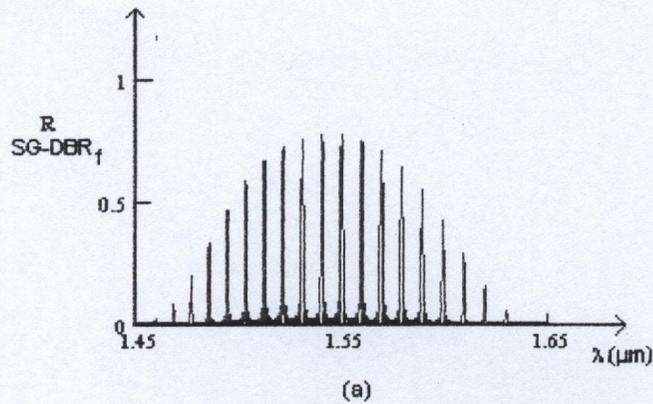


Fig(IV-14) : structure du réflecteur SG-DBR.

Tableau II :

Paramètre	Symbole	Valeur
Période du SG-DBR avant	Δf	39 μm
Période du SG-DBR arrière	Δr	34 μm
Pas du réseau	Δo	0.236 μm
Nombre de périodes dans chaque réflecteur	N	10
Longueur du réseau carré	Lg	4 μm
Longueur du SG-DBR avant	Lf	390 μm
Longueur du SG-DBR arrière	Lr	340 μm
Longueur de la section active	La	300 μm
Indices de réfraction des différentes parties réseau	n1	3.256
Voir Fig(IV-14)	n2	3.284
Indice de réfraction effectif	neff	3.27
Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'injection de porteurs	$\frac{dn}{dN}$	$-5.97.10^{-27} \text{ m}^3$
Coefficient d'absorption de la section active	α_a	20 cm^{-1}
Volume du guide d'onde dans le SG-DBR avant	Vf	90 μm^3
Volume du guide d'onde dans le SG-DBR arrière	Vr	90 μm^3
Volume de la zone active	Va	100 μm^3
Coefficient de recombinaison linéaire	A	$10^8 / \text{s}$
Coefficient de recombinaison bimoléculaire	B	$8.10^{-17} \text{ m}^3 / \text{s}$
Coefficient de recombinaison Auger	C	$7.5.10^{-41} \text{ m}^6 / \text{s}$
Coefficient de gain	Ao	$9.65.10^{-21} \text{ m}^2$
Densité de porteurs à la transparence	No	10^{24} m^{-3}
Facteur de confinement des sections SG-DBR	Γ	0.3
Rendement différentiel interne	η_i	0.65

En utilisant la méthode des matrices de transfert on obtient les spectres de réflectivité représentés sur la fig(IV-14) :

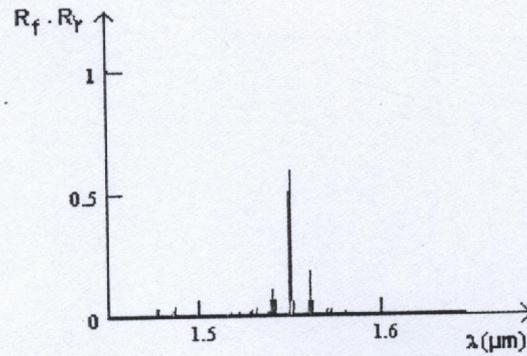


Fig(IV-14): (a) : Spectre de réflectivité du SG-DBR avant de période $\Lambda_f = 39 \mu\text{m}$.

(b) : Spectre de réflectivité du SG-DBR arrière de période $\Lambda_r = 34 \mu\text{m}$.

(c) : superposition de (a) et (b).

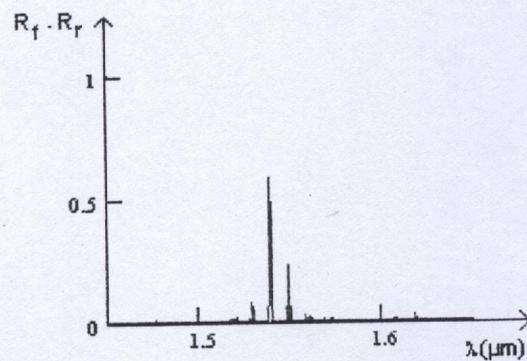
Un pic du réflecteur avant s'aligne avec un pic du réflecteur arrière à $1.5497 \mu\text{m}$. Fig(IV-15).



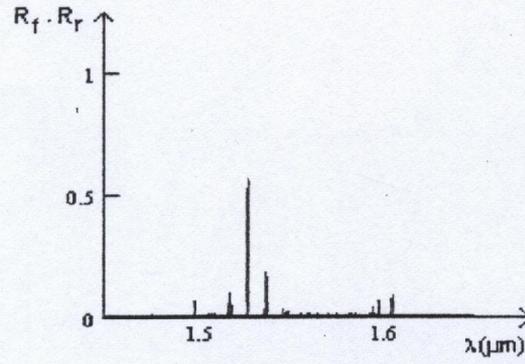
Fig(IV-15) : Produit des réflectivités du SG-DBR avant et arrière en absence d'injection de courant.

R_f et R_r : réflectivités des réflecteurs avant et arrière respectivement.

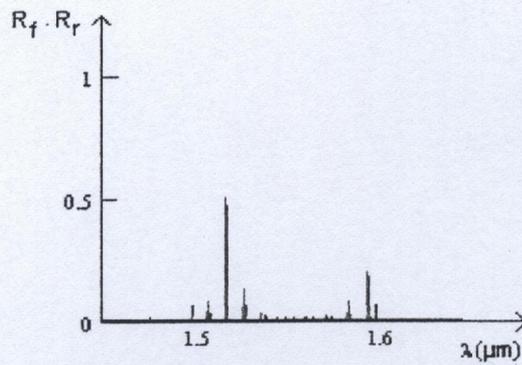
Lorsqu'on injecte un courant I_r dans le SG-DBR avant en gardant le courant d'injection I_r dans le SG-DBR arrière nul, on obtient :



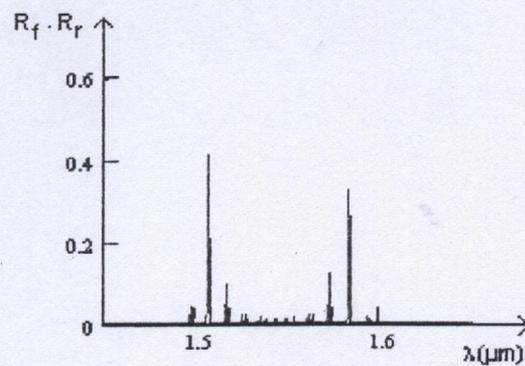
(a): $I_r = 3 \text{ mA}$



(b) : $I_f = 13 \text{ mA}$



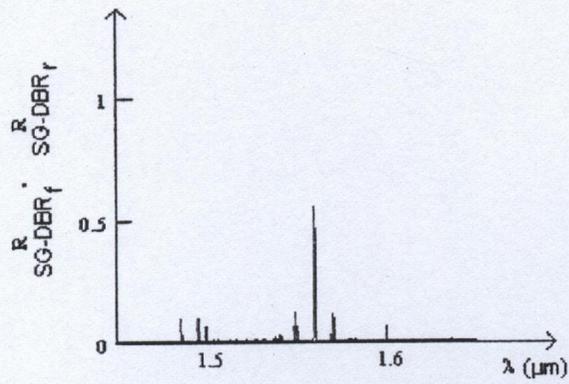
(c) : $I_f = 29 \text{ mA}$



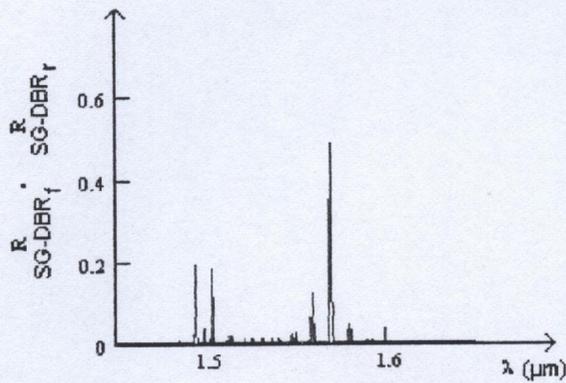
(d) : $I_f = 50 \text{ mA}$

Fig(IV-16) : Déplacement du produit des réflectivités des deux réflecteurs en fonction de l'injection du courant I_f dans le SG-DBR avant.

Lorsqu'on fait varier le courant I_r dans le SG-DBR arrière en gardant celui du SG-DBR avant nul, on obtient :



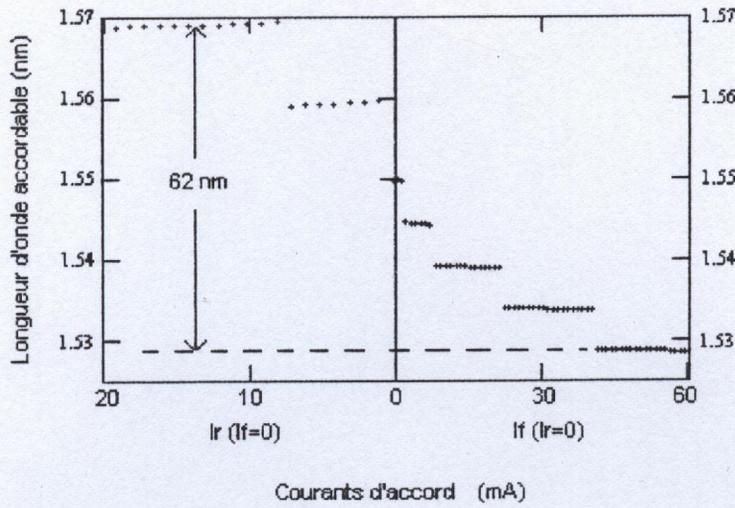
(a) : $I_r = 3 \text{ mA}$



(b) : $I_r = 12 \text{ mA}$

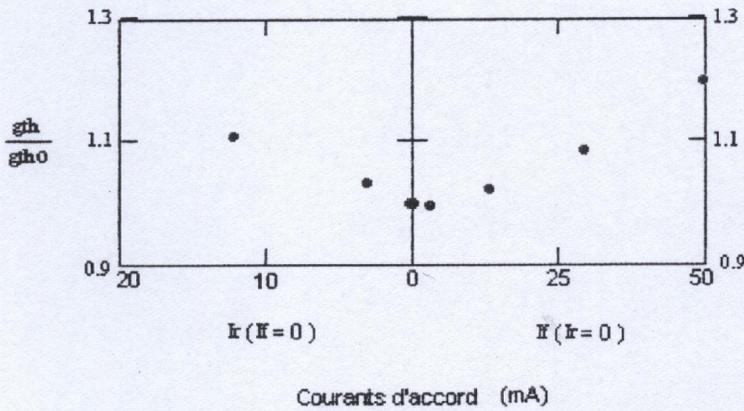
Fig(IV-17) : Déplacement du produit des réflectivités des deux réflecteurs en fonction de l'injection du courant I_r dans le SG-DBR arrière.

La variation de la longueur d'onde correspondante est représentée dans la figure(IV-18).



Fig(IV-18) : variation de la longueur d'onde en fonction de l'injection des courants dans les réflecteurs SG- DBR avant et arrière .

D'où la variation du gain seuil et du courant seuil durant l'injection :



Fig(IV-19) : Variation relative du gain seuil en fonction des courants d'accord.

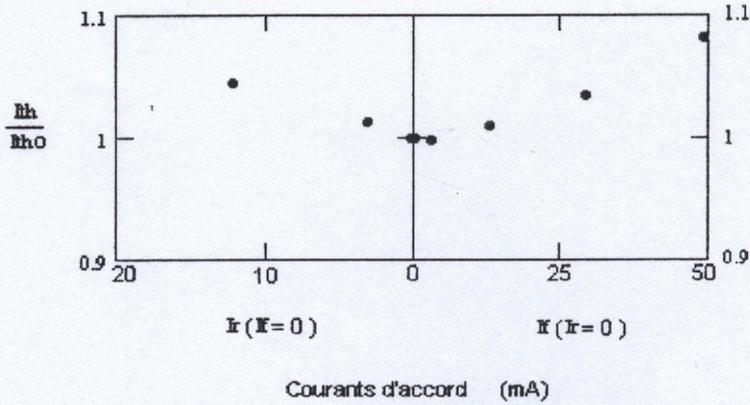
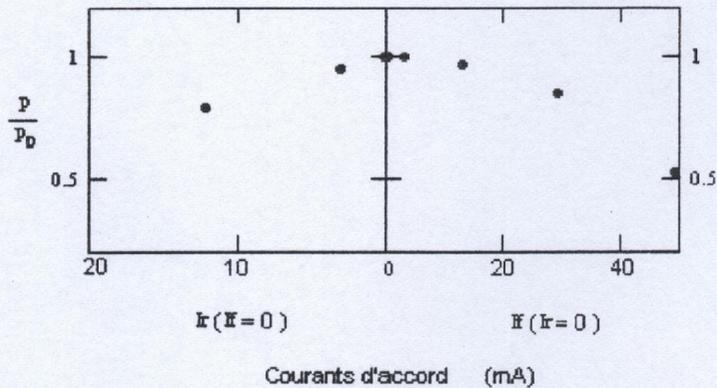


Fig (IV-20) : Variation relative du courant seuil en fonction des courants d'accord.

Pour un courant fixe de 14 mA dans la section active, la variation de la puissance émise en fonction des courants d'injection dans les SG-DBR est donnée par :

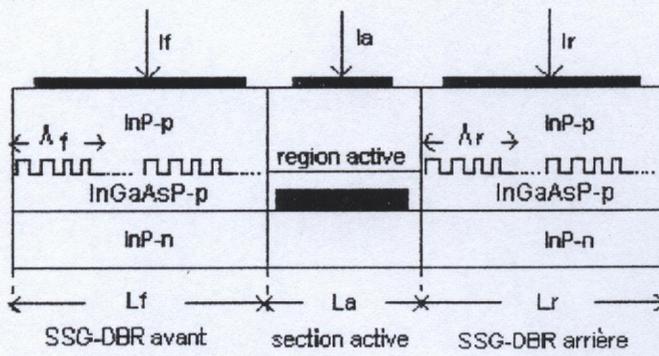


Fig(IV-21) : Variation relative de la puissance émise en fonction des courants d'accord.

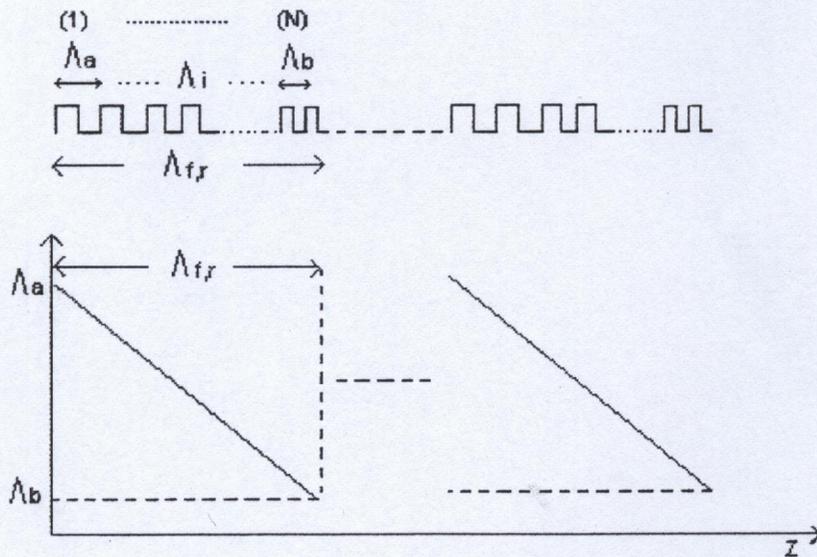
On obtient une plage d'accord discontinue de longueurs d'onde d'une valeur de 62 nm. Durant l'injection des courants, on note une augmentation de 8.5 % du courant seuil, une augmentation de 20.8 % du gain seuil et une diminution de 49.1 % de la puissance émise.

IV-4- DIODE LASER SSG-DBR "SUPER STRUCTURE GRATING DBR" :

Les paramètres de la structure du laser SSG-DBR représentée dans la figure (IV-22) sont donnés dans le tableau III.0.



(a)



(b)

Fig(IV-22) : (a) : Structure du laser SSG-DBR.

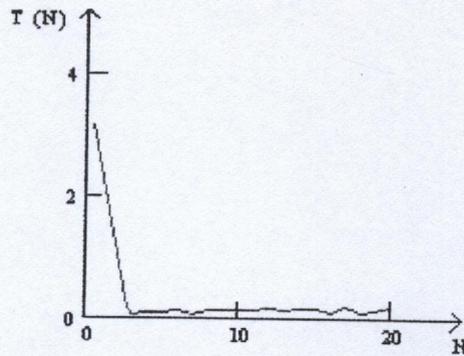
(b) : Structure du réseau SSG-DBR

Tableau III :

Paramètre	Symbole	Valeur
Période du SSG-DBR avant	Λ_f	33 μm
Période du SSG-DBR arrière	Λ_r	30 μm
Longueur du pas initial	Λ_a	0.245 μm
Longueur du pas final	Λ_b	0.225 μm
Indice de réfraction effectif	n_{eff}	3.262
Longueur du SSG-DBR avant	L_f	330 μm
Longueur du SSG-DBR arrière	L_r	300 μm
Longueur de la section active	L_a	300 μm
Coefficient d'absorption de la section active	α_a	20 cm^{-1}
Variation de l'indice de réfraction en fonction de l'injection de porteurs	$\frac{dn}{dN}$	$-5.97 \cdot 10^{-27} \text{ m}^3$
Indices de réfraction n_1 et n_2 des différentes parties du réseau	n_1	3.253
	n_2	3.267
Densité de porteurs à la transparence	N_0	$1.4 \cdot 10^{24} \text{ m}^{-3}$
Coefficient de gain	A_0	$9.65 \cdot 10^{-21} \text{ m}^2$
Coefficient de recombinaison linéaire	A	$10^8 / \text{s}$
Coefficient de recombinaison bimoléculaire	B	$8 \cdot 10^{-17} \text{ m}^3 / \text{s}$
Coefficient de recombinaison Auger	C	$7.5 \cdot 10^{-41} \text{ m}^6 / \text{s}$
Rendement différentiel interne	η_i	0.65
Facteur de confinement des sections SSG-DBR	Γ	0.3
Volume du guide d'onde dans le SSG-DBR avant	V_f	100 μm^3
Volume de la zone active	V_a	100 μm^3

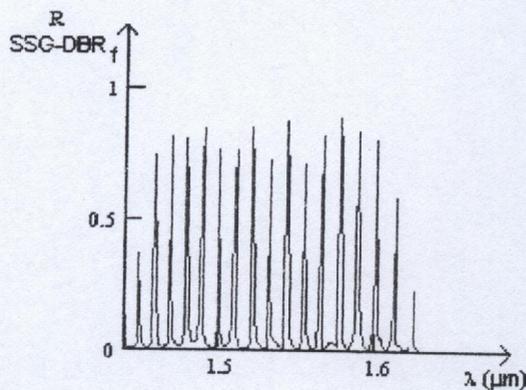


En utilisant la relation (II-52), on détermine le nombre de segments N qui constituent une période du réflecteur afin d'obtenir des pic de réflectivité proche en amplitude les uns des autres. En supposant que N varie de 1 à 20, on obtient pour le SSG-DBR avant :



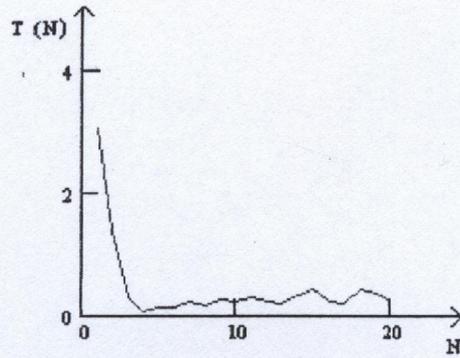
Fig(IV-23) : fonction donnée par la relation (II-52).

La valeur minimale de $T(N)$ correspond a $N = 3$, on obtient le spectre de réflectivité représenté dans la figure(IV-24) pour un nombre total de 10 périodes dans tout le SSG-DBR avant :



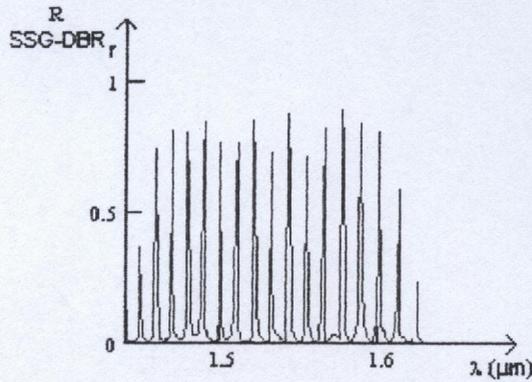
Fig(IV-24) : Spectre de réflectivité du SSG-DBR avant.

En effectuant la même opération pour le SSG-DBR arrière on obtient :



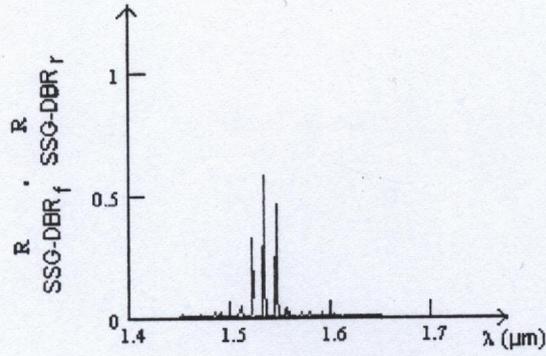
Fig(IV-25) : fonction donnée par la relation (II-52).

La valeur minimale de $T(N)$ correspond a $N = 4$, on obtient le spectre de réflectivité représenté dans la figure(IV-26) pour un nombre total de 10 périodes dans tout le SSG-DBR arrière :



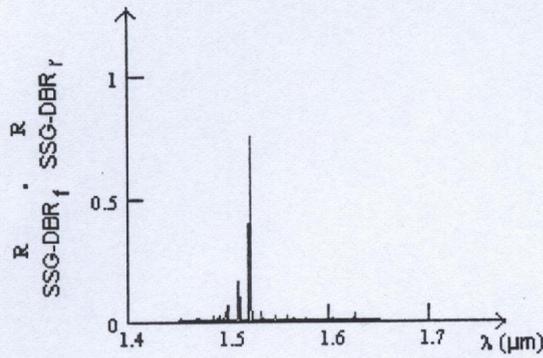
Fig(IV-26) : Spectre de réflectivité du SSG-DBR arrière.

La superposition d'un pic du réflecteur avant avec un pic du réflecteur arrière se produit à la longueur d'onde $1.532\mu\text{m}$.

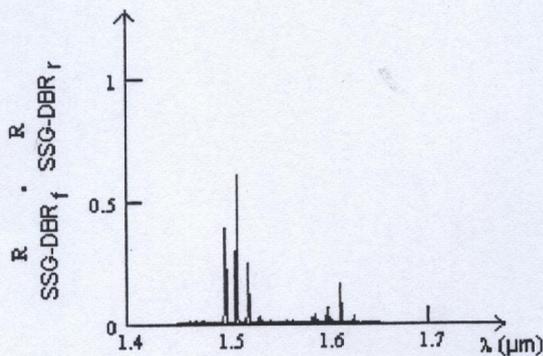


Fig(IV-27) : Produit des réflectivités du SSG-DBR avant et arrière en absence d'injection.

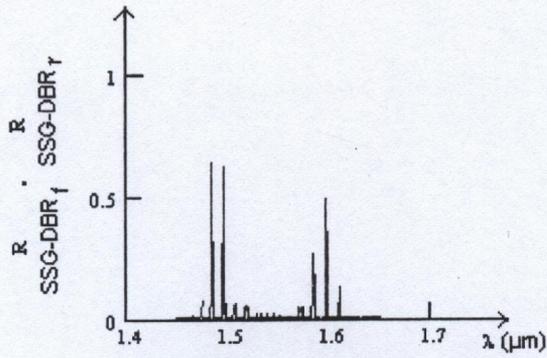
En premier lieu, on fait varier le courant d'injection I_r dans le SSG-DBR avant en gardant le courant I_r dans le SSG-DBR nul. On obtient :



(a) : $I_f = 9 \text{ mA}$



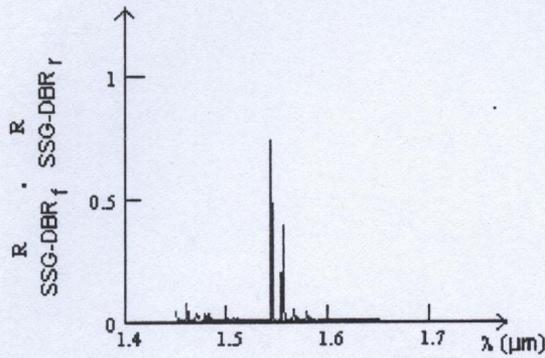
(b) : $I_f = 35 \text{ mA}$



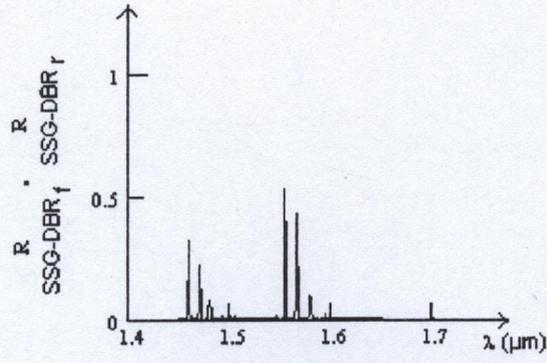
(c) : $I_f = 87$ mA

Fig(IV-28) : Déplacement du produit des réflectivités des deux réflecteurs en fonction du courant I_f dans le SSG-DBR avant.

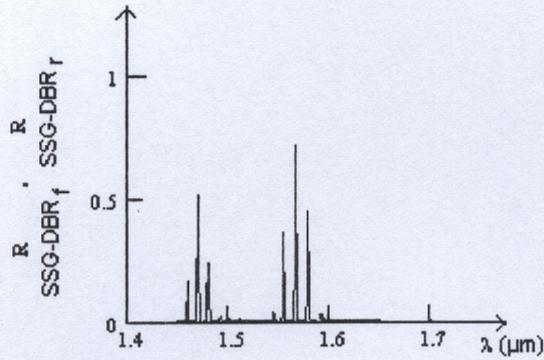
Puis on fait varier le courant d'injection I_r dans le SSG-DBR arrière en gardant le courant d'injection I_f dans le SSG-DBR avant nul. On obtient :



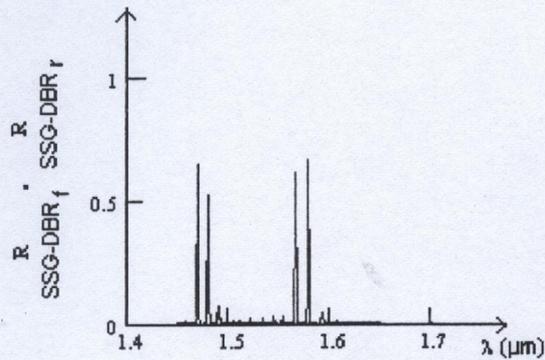
(a) : $I_r = 12$ mA



(a) : $I_r = 46$ mA



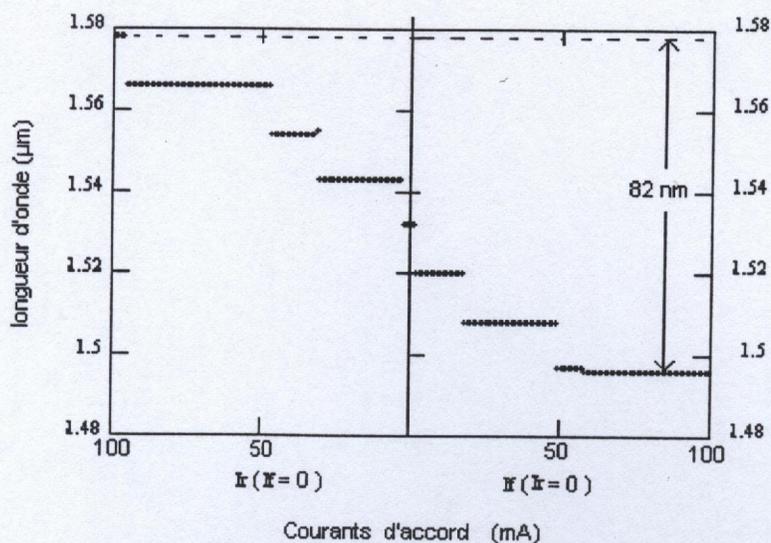
(b) : $I_r = 73$ mA



(c) : $I_r = 100$ mA

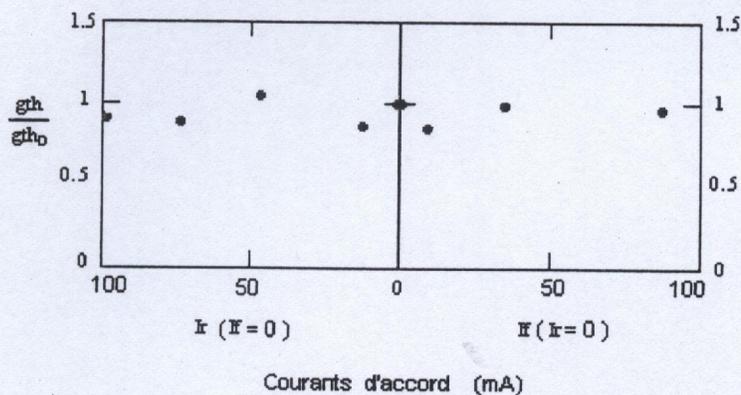
Fig(IV-29) : Déplacement du produit des réflectivités des deux réflecteurs en fonction de l'injection du courant I_r dans le SSG-DBR arrière.

La variation de la longueur d'onde en fonction du courant d'accordabilité est représentée dans la figure(IV-30) :

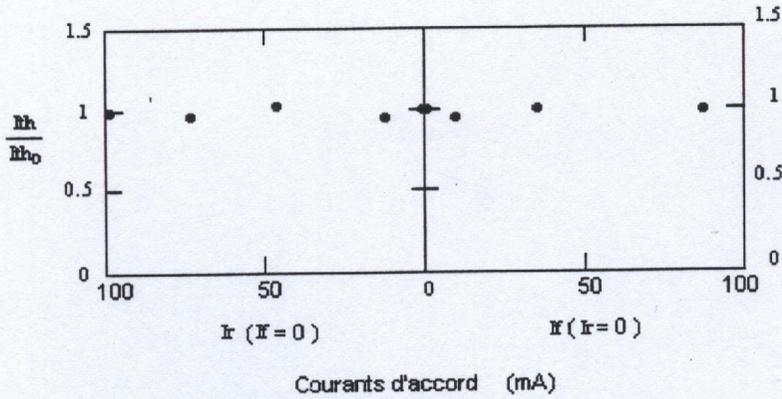


Fig(IV-30) : Variation de la longueur d'onde en fonction des courants d'accord.

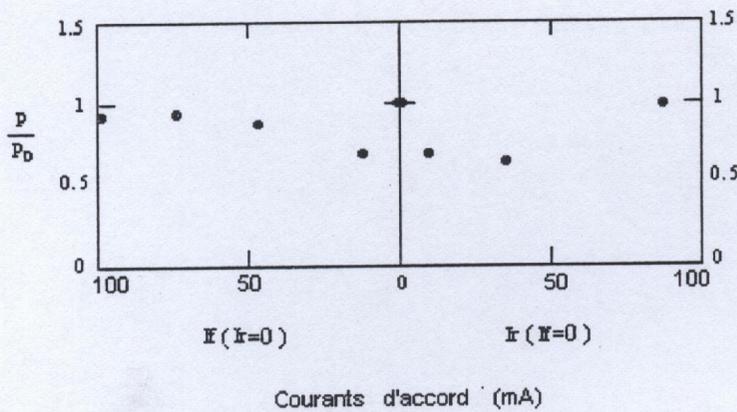
D'où la variation du gain seuil et du courant seuil durant l'injection :



Fig(IV-31) : Variation relative du gain seuil en fonction des courants d'accord.



Fig(IV-32) : Variation relative du courant seuil en fonction des courants d'accord.



Fig(IV-33) : Variation relative de la puissance émise en fonction des courants d'accord pour un courant $I_a = 14 \text{ mA}$ dans la section active.

L'accordabilité est effectuée en faisant varier séparément les deux courants I_f et I_r . On obtient une plage d'accord discontinue de longueurs d'onde d'une valeur totale de 82 nm.

Durant l'injection des courants dans les réflecteurs SSG-DBR avant et arrière, on note une variation de courant seuil de 7.1 %, une variation de gain seuil de 18 % et une variation de puissance de 36.3%.

Les courants ne dépassent pas 100 mA afin d'éviter l'échauffement du composant.

IV-5-INTERPRETATION DES RESULTATS :

En ce qui concerne le laser DBR à trois sections, l'accordabilité est réalisée en faisant varier les courants d'injection I_d et I_p des sections DBR et contrôle de phase respectivement. lorsqu'on fait varier l'un des courants en gardant l'autre nul, on obtient une accordabilité par sauts de mode, et une plage d'accord discontinue de longueur d'onde de 6 nm constituée de plusieurs paliers sur lesquels le mode reste constant.

Toutefois, une accordabilité continue est réalisée en faisant varier simultanément les courants I_d et I_p en choisissant une relation linéaire les reliant, tirée du diagramme des courants de la figure(IV-8). On obtient une plage d'accord continue de 3.73 nm.

Les performances de ce laser sont limitées par l'absorption de porteurs libres Auger dans les sections passives durant l'injection des courants, l'étendue de la plage de longueurs d'onde est limitée par la variation maximale de l'indice de réfraction dans les sections passives qui ne dépasse pas les quelques (%) d'où une variation totale de longueur d'onde qui ne dépasse pas les quelques (nm). Les caractéristiques du laser DBR à trois sections (courant seuil , gain seuil et puissance émise) sont affectées durant l'injection des courants par la présence de réflexions et de pertes d'énergie à l'interface entre les sections passive et active.

Afin d'obtenir une plus grande étendue de longueurs d'onde accordables, on opte pour l'utilisation d'un autre type de réflecteur DBR, c'est à dire le SG-DBR (réflecteur de Bragg échantillonné). La sélection du mode et l'accordabilité du laser SG-DBR sont effectuées de manière différente de celles du laser DBR à trois sections, nous permettant d'atteindre une large plage (discontinue) accordable de 62 nm.

Les caractéristiques de ce laser ne restent pas stables durant l'injection des courants à cause de la forme du spectre de réflectivité qui n'est pas constant. On note une augmentation du courant seuil de 8.5%, une augmentation du gain seuil de 20.7%, et une diminution de puissance de 49.1%.

L'utilisation d'un réflecteur SSG-DBR(réseau de Bragg à période modulée) où la variation du pas du réseau est linéaire, permet d'obtenir un spectre de réflectivité à pics d'amplitudes égales. La sélection du mode et l'accordabilité sont réalisées de la même manière que pour le laser SG-DBR , on obtient dans ce cas une plus large étendue (discontinue) de longueurs d'onde accordables d'une valeur de 82 nm et une atténuation de la variation des caractéristiques durant l'injection. on note une variation de 7.1% du courant seuil, une variation de 18% du gain seuil et une variation de 36.3% de la puissance émise.

On remarque qu'il n'y a pas une grande amélioration des caractéristiques du laser SSG-DBR par rapport à celles du laser SG-DBR, à cause de la méthode d'optimisation utilisée, et le choix du paramètre d'optimisation (nombre de segments à pas constant dans une période du SSG-DBR). Une méthode d'optimisation plus poussée doit conduire à des résultats plus satisfaisants.

CONCLUSION GENERALE

A l'issu de ce travail, nous disposons d'un outil de modélisation adapté aux structures à réflecteurs DBR, car nous pouvons déterminer les différents paramètres qui régissent leurs fonctionnement et leurs propriétés au seuil.

Après quelques rappels des différents mécanismes qui sont à l'origine de l'effet laser et une explication simplifiée du fonctionnement d'un laser à double hétérojonction et de ses propriétés, nous avons décrit brièvement le fonctionnement et la structure des différents laser DBR qu'on a modélisés.

L'influence de l'injection de porteurs sur la variation de l'indice de réfraction dans les sections d'accord est expliquée ainsi que les différents effets qui régissent ce phénomène.

Dans le chapitre II, nous avons décrit deux méthodes grâce auxquelles on calcule le coefficient de réflexion et la réflectivité du réflecteur DBR. Il s'agit de :

- La méthode TMM (méthode des matrices de transfert) qui est une méthode matricielle qui décrit le réseau du réflecteur par parties.
- La seconde méthode est la méthode des modes couplés qui décrit l'interaction entre deux ondes contre - directionnelles qui traversent le réseau du réflecteur horizontalement.

Des exemples de calcul du coefficient de réflexion ont été effectués en utilisant la méthode TMM pour les réflecteurs suivants :

- Réflecteur DBR conventionnel.
- Réflecteur SG-DBR .
- Réflecteur SSG-DBR.

Le spectre de réflectivité du SSG-DBR est constitué de plusieurs pics périodiques à amplitudes proches les une des autres à la différence de ceux du spectre de réflectivité du SG-DBR, ce qui représente un atout considérable pour l'amélioration de la stabilité des propriétés au seuil durant l'injection. Il est donc nécessaire d'obtenir un spectre à enveloppe carré la plus régulière possible. C'est pour cette raison que nous avons introduit une méthode d'optimisation de l'amplitude des pics qui constituent le spectre de chaque réflecteur.

Sur ces bases nous avons décrit et modélisé les structures laser suivantes :

- Laser DBR à trois sections.
- Laser SG-DBR.
- Laser SSG-DBR.

En ce qui concerne la première structure, nous avons montré la possibilité d'obtenir une accordabilité continue ou discontinue en se basant simplement sur le choix des courants d'injection.

Dans les deux dernières structures, la procédure qui nous a permis d'élargir l'étendue de la longueur d'onde accordable à été clairement expliquée.

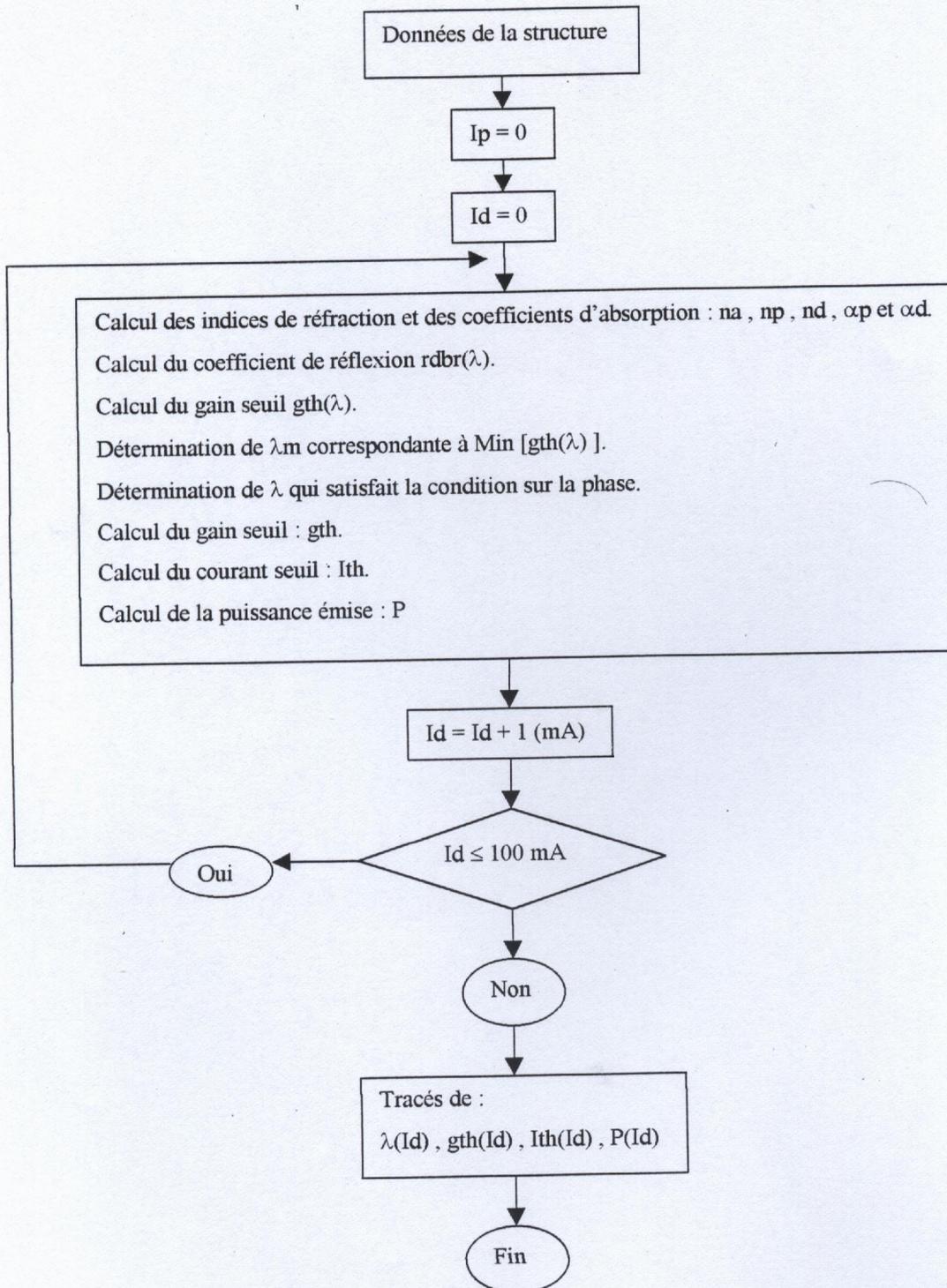
Et enfin, nous avons donné plusieurs exemples de simulation concernant les différentes structures et l'interprétation des résultats obtenus . On a trouvé que l'utilisation de réflecteur échantillonné (SG-DBR) permettait d'étendre la plage d'accord par rapport à l'utilisation d'un réflecteur DBR simple, et que l'utilisation d'un réflecteur modulé (SSG-DBR) permettait d'améliorer la stabilité des grandeurs au seuil (gain, courant) et la puissance émise durant l'accordabilité.

Les diodes laser accordables par sauts de mode peuvent trouver un certain nombre d'applications qui relèvent des télécommunications optiques (commutation en longueur d'onde, source modulée en FSK dans les réseaux multicolores...), néanmoins l'accordabilité continue est recherchée pour améliorer les performances des lasers accordables en longueur d'onde. C'est pour cette raison qu'on envisage d'introduire une section contrôle de phase dans les structures à SG-DBR et à SSG-DBR pour effectuer un contrôle simultané des courant d'injection et obtenir un fonctionnement sur le même mode et une large étendue de longueur d'onde accordable continue.

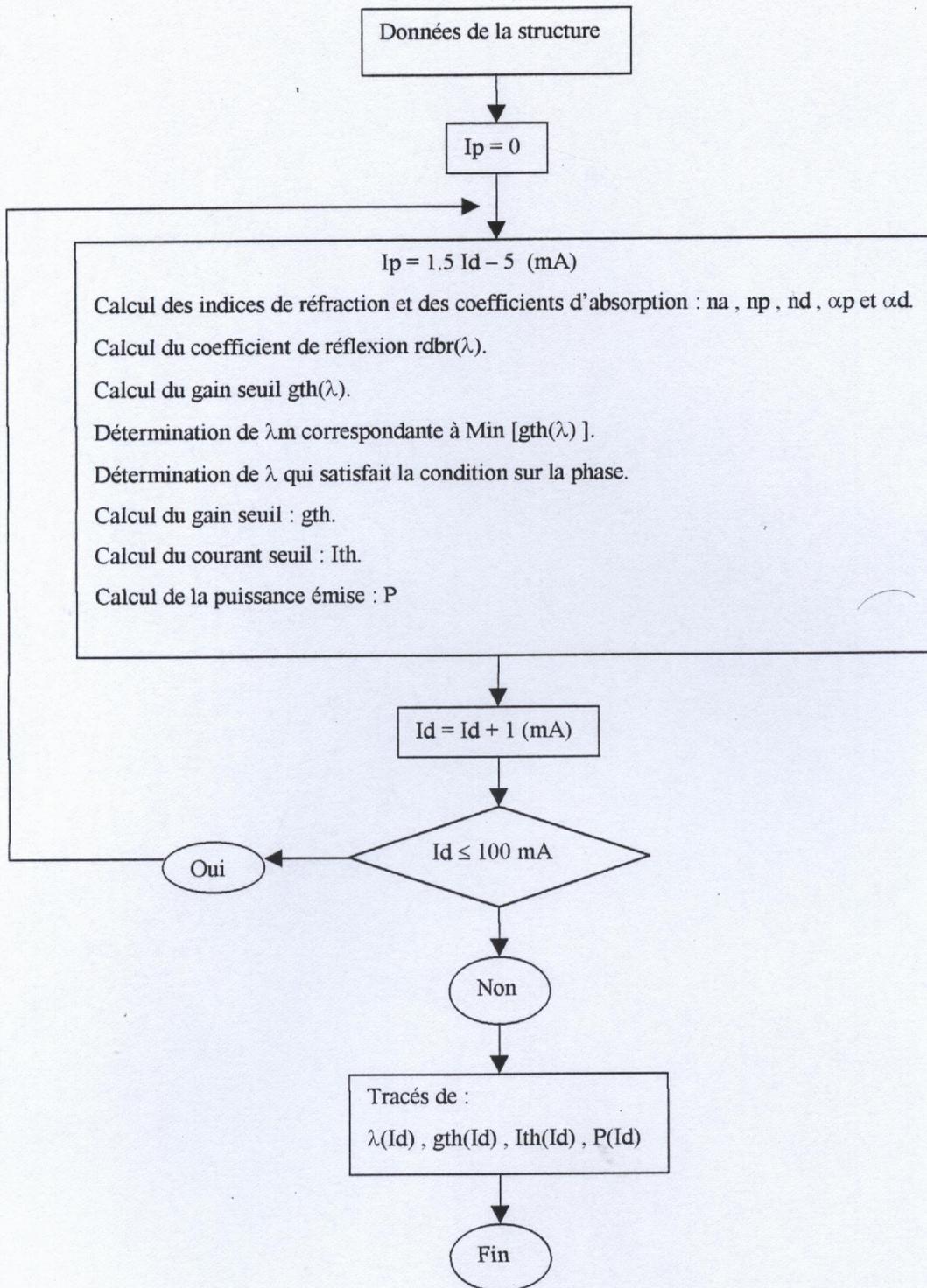
On envisage également d'approfondir la méthode d'optimisation décrite dans le chapitre(II) afin obtenir de meilleurs résultats pour ce qui est de l'enveloppe carrée du spectre de réflectivité, pour cela on propose d'optimiser chaque longueur de chaque segment qui constitue la période du SSG-DBR sur lequel le pas reste constant ,de manière à obtenir les mêmes amplitudes de pic , et améliorer la stabilité des caractéristiques au seuil et de la puissance émise.

ANNEXE

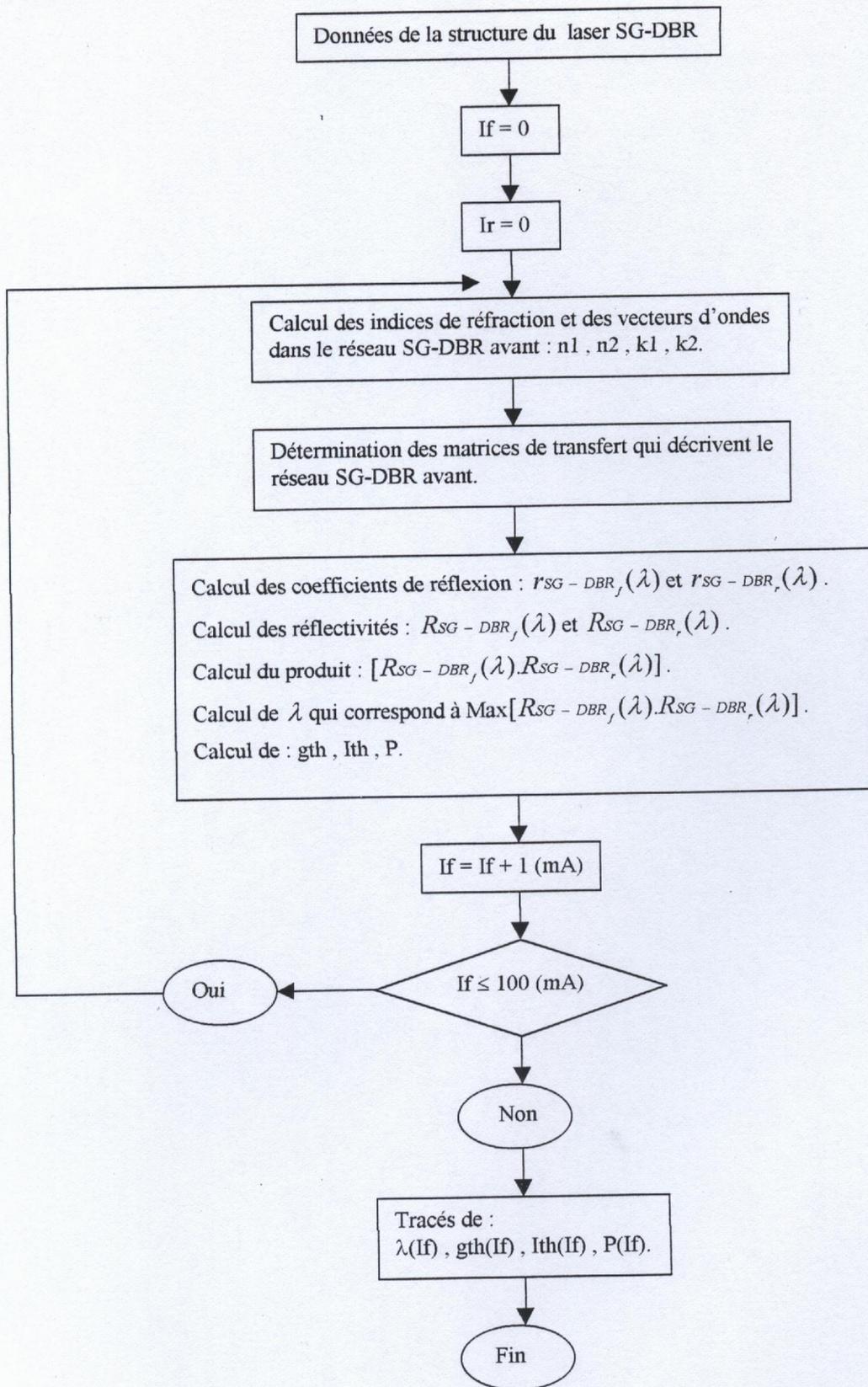
Dans cette partie, nous présentons les organigrammes des programmes que nous avons développés :



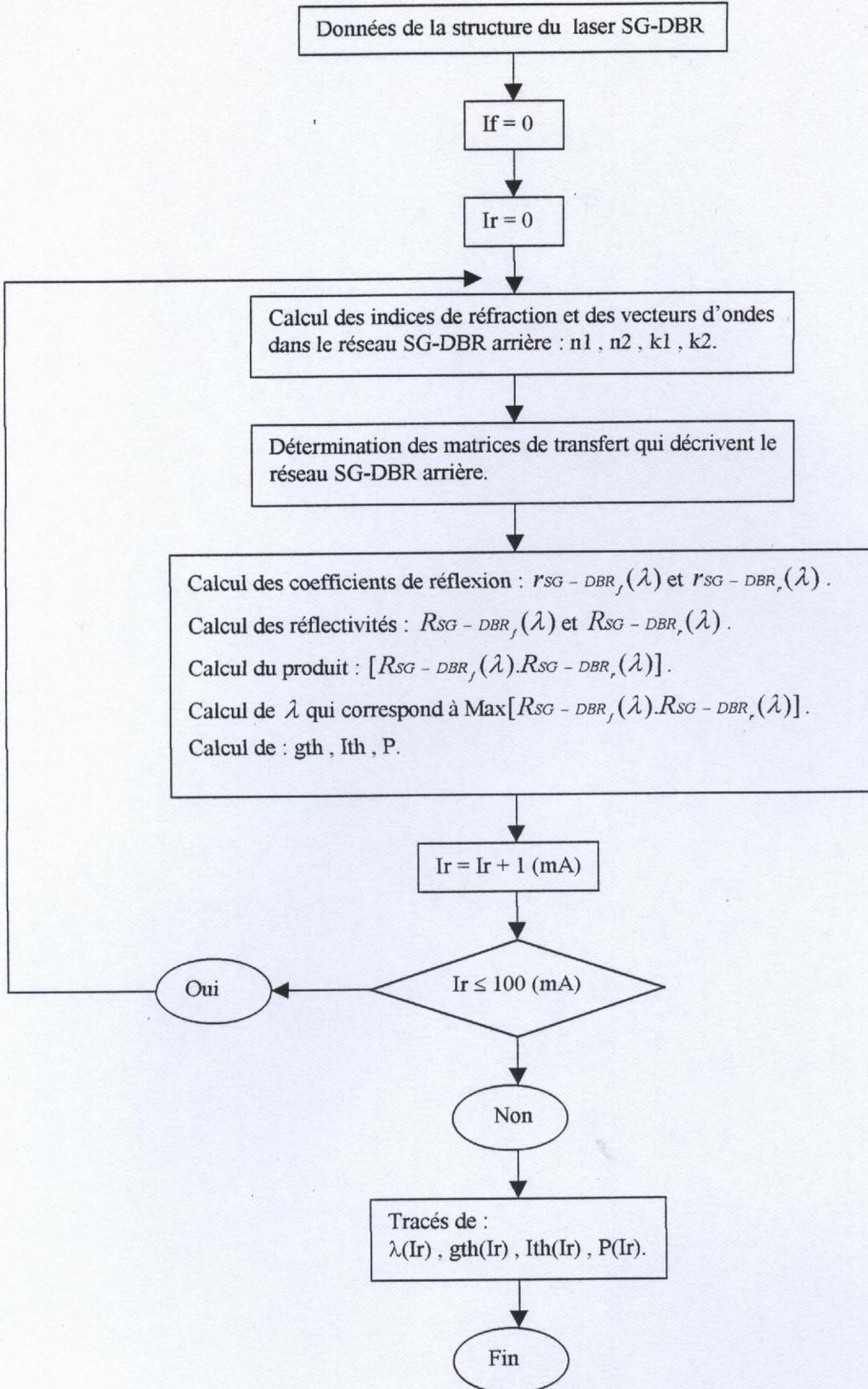
“DBR à trois sections, accordabilité discontinue”



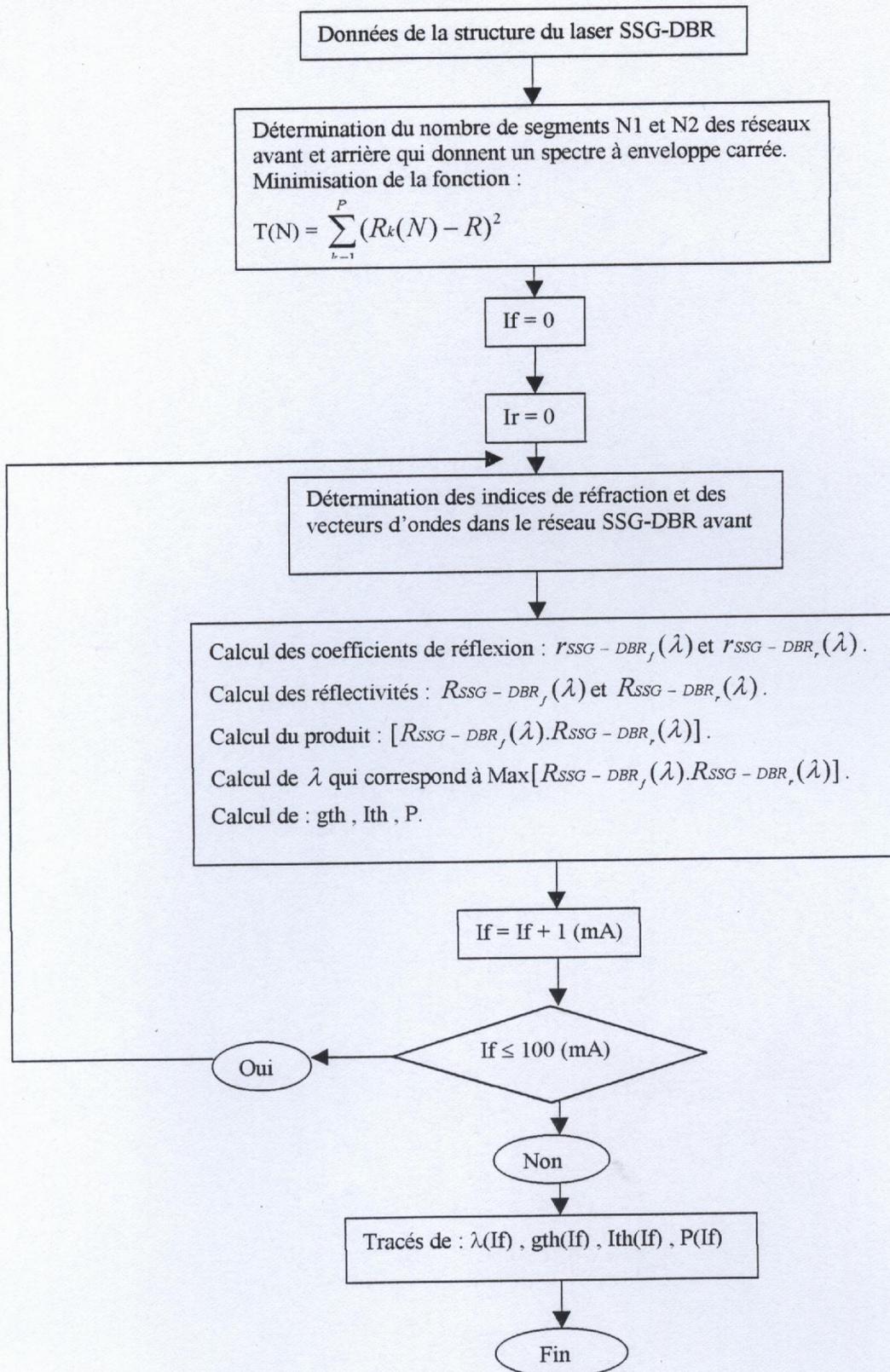
“DBR à trois sections, accordabilité continue”



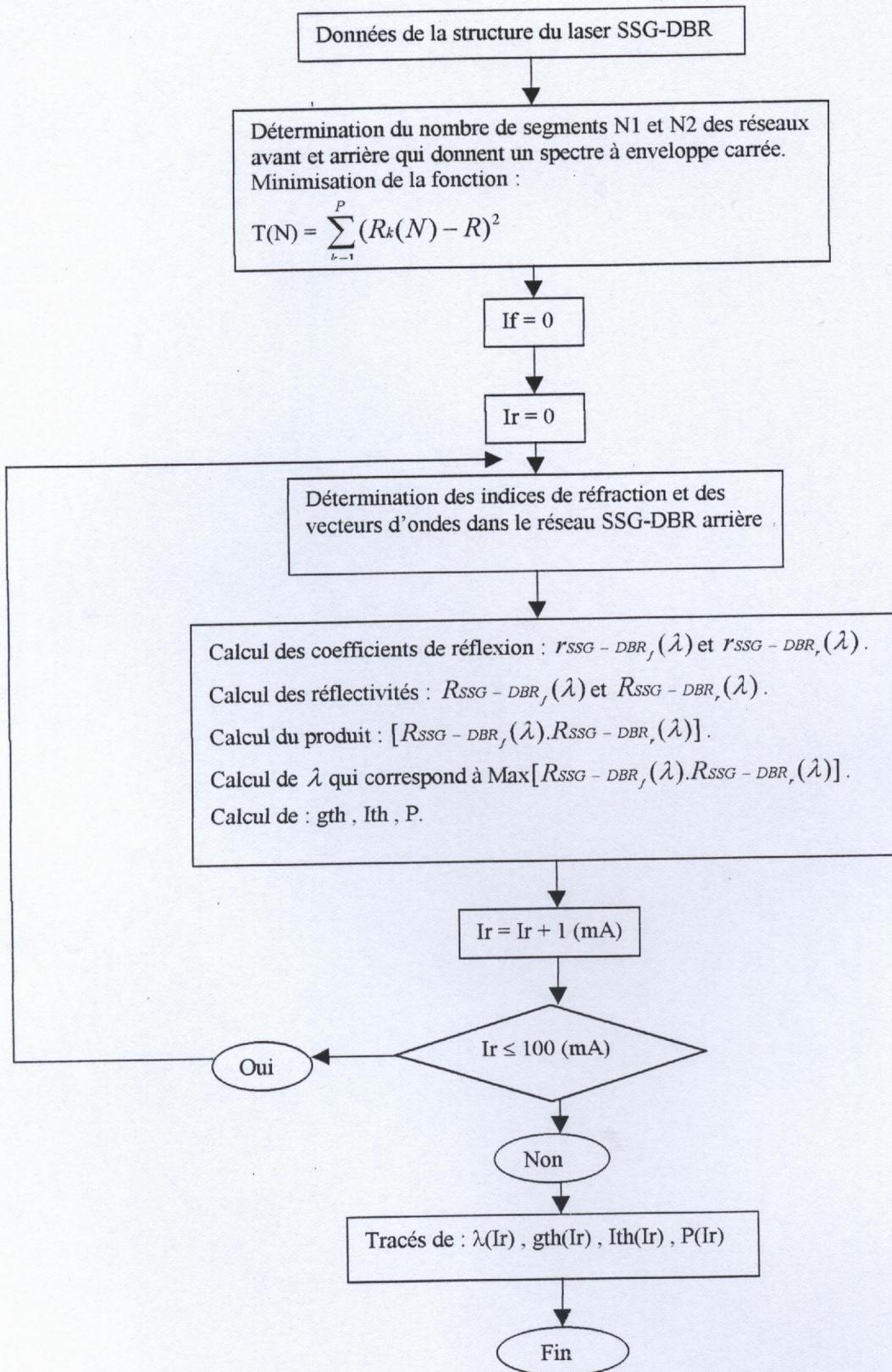
“ Laser SG-DBR, accordabilité par le courant du SG-DBR avant I_f ”



“ Laser SG-DBR, accordabilité par le courant du SG-DBR arrière I_r ”



“ Laser SSG-DBR, accordabilité par le courant du SSG-DBR avant If “



“ Laser SSG-DBR, accordabilité par le courant du SSG-DBR avant I_r ”

BIBLIOGRAPHIE

Références :

- [1] - Pascal Correc
« Modélisation et caractérisation de lasers à semi-conducteurs monofréquences continûment accordables en longueur d'onde. »
Thèse de doctorat, Université de Paris- sud, centre d'Orsay. 1991.
- [2] - Gurib Salim
« Diode laser à cavité externe accordable en longueur d'onde par voie électro-optique à 1.5 micron. »
Thèse de doctorat, U.F.R des sciences et des techniques de l'université de Franche -Comté. 1990.
- [3]- HC Casey – MB Panish
« Heterostructure laser »
Academic press 1978.
- [4] - Henry Mathieu.
« Physique des semiconducteurs et des composants électroniques ».
Tome : 2, Masson. 1987.
- [5] - Henry Kressel and J.K Butler.
« Semiconductors lasers and heterojunction LEDs. »
Academic Press Inc, 1977.
- [6] – L.D. Westbrook and al.
« Monolithic 1.5 μm hybrid DFb/DBR with 5 nm tuning range ».
E.L., Vol. 20, 1988, pp : 957 - 959.
- [7] – W.T. Tsang, N.A. Olsson.
« 1.5 μm wavelength tuning GaInAsP C^3 lasers single frequency operation and wideband frequency tuning. »
E.L., Vol. 19, n° 11, May 1983, pp : 415 – 417.
-

-
- [8] - X. Pan, H. Olesen, and, B. Tromborg.
« Theoretical model of multielectrode DBR lasers. »
IEEE Journal of Quantum electronics, VOL. 24, No. 12, December 1988.
pp : 2423 - 2431.
- [9] - S.D. Cho, C.H. Lee, , and S.Y. Shin.
« Limit of optical pulsewidth in the gain-switched DFB semiconductor laser. »
IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 11, No.7, July 1999. pp : 782 - 784.
- [10]- S. Murata, I. Mito and K. Kobayashi.
« tunable DBR lasers with wide range ».
Electron Lett. Vol 24, 1988, pp : 577-579.
- [11] - T.L. Koch, U. Koren, and B.I. Miller.
« High performance tunable 1.5 μ m InGaAs/InGaAsP multiple quantum well distributed Bragg reflector lasers ».
Appl. Phys.Lett. Vol 53 No 12. September 1988. pp : 1036- 1038.
- [12] - V.Jayaraman, Z.M. Chuang and L.A. Coldren.
« Theory, design, and performance of extended tuning range semiconductor lasers with Sampled gratings. »
IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 29, No. 6, June 1993. pp : 1824 -1834.
- [13] - V.Jayaraman, M.E. Heimbuch, L.A. Colderen and S.P. DenBaars.
« Widely tunable continuous-wave InGaAsP/InP sampled grating lasers ».
Electronics Letters, VOL. 30 No. 18, September 1994. pp : 1492 -1494.
- [14] - S.L. Lee, I.F. Jang, C.T. Pien, C.Y. Wang, and T.T. Shih.
« Sampled grating DBR laser arrays with adjustable 0.8/1.6-nm wavelength spacing ».
IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 11, No. 8, August 1999. pp : 955 - 957.
-

-
- [15] - S.L. Lee, D.A. Tauber, V. Jayaraman, M.E. Heimbuch, L.A. Coldren, Fellow, IEEE, and J.E. Bowers, Fellow, IEEE.
« Dynamic responses of widely tunable sampled grating DBR lasers ».
IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 8, No. 12, December 1996. pp : 1597 -1599.
- [16] - B.S. Kim, J.K. Kim, Y. Chung, IEEE, and S.H. Kim.
« Time-Domain large-Signal Analysis of widely tunable DBR laser diodes with periodically sampled and chirped gratings. »
IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 10, No. 1, January 1998. pp : 39 -41.
- [17] - V. Jayaraman, A. Mathur, L.A. Coldren, and P.D. Dapkus.
« Extended tuning range in sampled grating DBR Lasers. »
IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 5, No. 5, May 1993. pp : 489 -491.
- [18]- V. Jayaraman, A. Mathur, L. A Coldren and P.D Dapkus.
« Very wide tuning range in sampled grating DBR laser ».
in 13 th IEEE Int semiconductor conference. Takamatsu, Japan. Sept 1992 paper PD-11.
- [19]- V. Jayaraman, D.A Cohen and L.A. Coldren.
« Extended tuning range in distributed feedback InGaAsP laser with sampled gratings ».
OFC'92, 1992 paper WL 12.
- [20] - H. Ishii, Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, T. Tamamura, and Y. Kondo.
« Multiple-phase shift super structure grating DBR lasers for broad wavelength tuning. »
IEEE Photonics Technology Letters, VOL. 5, No. 6, June 1993. pp : 613 - 615.
- [21] - H. Ishii, H. Tanobe, F. Kano, Y. Tohmori, Y. Kondo,
and Y. Yoshikuni.
« Quasicontinuous wavelength tuning in super-structure-grating (SSG) DBR lasers. »
IEEE Journal of Quantum Electronics, Vol. 32, No. 3, March 1996. pp : 433 - 441.
-

-
- [22] - F. Kano, H. Ishii, Y. Tohmori, and Y. Yoshikuni.
« Characteristics of super structure grating (SSG) DBR Lasers under broad range Wavelength tuning. »
IEEE Photonics Technology Letters, VOL.5, No. 6, June 1993. pp : 611 - 613.
- [23] - Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, T. Tamamura, M. Yamamoto, Y. Kondo, and H. Ishii.
« Ultrawide wavelength tuning with structure grating (SSG) DBR lasers. »
Tech. Dig. 13 th IEEE semiconductor laser conference, paper O-6 , September 1992.
pp : 268 -269.
- [24]- Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, T. Tamamura, H. Ishii, Y. Kondo and M. Yamamoto.
« Broad range wavelength tuning in DBR lasers with super structure grating (SSG) ».
IEEE photonics technology letters. Vol :5 ,No : 2, February 1993, pp :126 – 129.
- [25] - Y. Tohmori, Y. Yoshikuni, H. Ishii, F. Kano. T.Tamamura, Y. Kondo and M. Yamamoto.
« Broad- range wavelength super structure grating (SSG) DBR lasers. »
IEEE Journal of quantum Electronics, VOL. 29, No. 6, June 1993. pp : 1817 - 1823.
- [26] - G. Sarlet, G. Morthier, and R. Baets.
« Wavelength and mode stabilization of widely tunable SG-DBR and SSG-DBR lasers. »
IEEE Photonics Technologie Letters, VOL. 11, No. 11, November 1999. Pp : 1351 - 1353.
- [27] - M. Oberg, P.J. Rigole, S. Nilson, T. Klinga, L. Backbom, K. Streubel, J. Wallin, and T. Kjellberg.
« Complete single mode wavelength coverage over 40 nm with a super structure grating DBR laser. »
Journal of lightwave Technology, VOL. 13, No. 10, October 1995. pp : 1892 - 1898.
- [28] - B.R. Bennett, R. A. Soref. and J.A. Del Alamo.
« Carrier-induced change in refractive index of InP , GaAs , and InGaAsP. »
IEEE Journal on Quantum Electronics, VOL. 26, No. 1, January 1990. pp : 113 - 121.
-

[29] - J.P. Weber.

« Optimization of the carrier-induced effective index change in InGaAsP waveguides
Application to tunable Bragg filters. »

IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 30, No. 8, August 1994. pp : 1801 - 1815.

[30] - O. Sahlem, L. Thylen, A. Karlsson, and U. Olin.

« Bandfilling or stark effect for photonic switching-A comparison ».

in photonic switching II, K. Tarda and H. S. Hunton, EDS. Berlin : Springer- Verlag, 1990.

pp : 42 - 44.

[31] - R.H. Kingston.

« Electro-absorption in InGaAsP ».

Appl. Phys. Lett. Vol : 34, no : 11. pp : 744-746. June 1979.

[32] - A. Tsigipoulos, T.Sphicopoulos, I. Orfanos, and S. Pantelis.

« Wavelength tuning analysis and spectral characteristics of three- section DBR lasers. »

IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL.28, No. 2, February 1992. pp : 415 - 426.

[33] - Y. Kotaki and H.Ishikawa.

« Spectral Characteristics of a three- section wavelength- tunable DBR laser. »

IEEE Journal of Quantum Electronics, VOL. 25, No. 6, June 1989. pp : 1340 - 1345.

[34] - N.P. Caponio, M. Goano, Ivan Maio, M. Meliga, G. P. Bava, G. Destefanis, and I.

Montrosset.

« Analysis and Design Criteria of three- section DBR tunable lasers. »

IEEE Journal on selected areas in communications, Vol. 8, No. 6, August 1990.

pp : 1203 - 1212.

[35] - S. Nacer.

« Modélisation d'une diode laser accordable à trois sections ».

Conférence internationale . 1999, SSA2'99.

-
- [36] - W. Streifer, D.R. Scifres, and, R.D. Burham.
« Coupled Wave analysis of DFB and DBR lasers. »
IEEE journal of quantum electronics, VOL. QE-13, No.4, April 1977. pp : 134 -141.
- [37] - S. Nacer.
« Guide de lumière multicouche surmonté par un réseau de Bragg de second ordre ».
Rapport interne. Laboratoire de microélectronique ,Institut d'électronique, Université de Blida 1996.
- [38] - A. Yariv.
« Coupled mode theory for guided wave optics ».
IEEE J. Quantum Electron, Vol QE-9, Sept 1973, PP : 919 – 933.
- [39] - H. Kogelnik and C.V. Shank.
« Coupled mode theory of distributed feedback lasers ».
J. Appl. Phys, Vol 43, , 1992 ,pp : 2327 – 2335.
- [40] - S. Illek, W. Thulke, C. Shanen, H. Lang and M.C. Amam.
« Over 7 nm (875 GHz) continuous wavelength tuning by tunable twin guide (TTG) laser diode ».
Elect. Lett. Vol : 26, 1993, pp : 2124 – 2125.
- [41] - M. Oberg, S. Nilsson, K. Streubel, J. Wallin, L. Backbom, and T. Klinga.
« 74 nm wavelength tuning range of an InGaAsP/InP vertical grating assisted codirectional coupler laser with rear sampled grating reflector ».
IEEE Photpn. Technol. Lett., Vol : 5, July 1993, no :7, pp : 735 – 738.
- [42] - M. Schilling, W. Idler, D. Baums, K. Dulling, G. Laube, K. Wunstel, and O. Hildebrand .
« 6 THZ range frequency conversion of 2.5 Gbit/s signals by 1.55 μ m MQW based widely tunable Y- laser ».
in 13th IEEE semiconductor laser conf. Takaratsu, Kagawa, Japan 1992. O-8
-